HAL
open science

Étude expérimentale et numérique de la décomposition d'un liquide ionique énergétique pour le développement d'un propulseur à monergol vert

Quentin Levard

▶ **To cite this version:**

Quentin Levard. Étude expérimentale et numérique de la décomposition d'un liquide ionique énergétique pour le développement d'un propulseur à monergol vert. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2019. Français. NNT : . tel-02890217

HAL Id: tel-02890217

https://hal.science/tel-02890217v1

Submitted on 6 Jul 2020

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

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

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par

Quentin LEVARD

Le 20 décembre 2019

Étude expérimentale et numérique de la décomposition d'un liquide ionique énergétique pour le développement d'un propulseur à monergol vert.

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Energétique et transferts**

Unité de recherche :
Energétique et Dynamique des Fluides

Thèse dirigée par
Jérôme ANTHOINE et Jean-Yves LESTRADE

Jury

M. Marc BELLENOUE, Rapporteur
Mme Armelle CESSOU, Rapporteure
M. Jérôme ANTHOINE, Directeur de thèse
M. Jean-Yves LESTRADE, Co-directeur de thèse
M. Jean-Marie BUCHLIN, Président

REMERCIEMENTS

A la fin de ces trois ans passés en thèse dans le Laboratoire de Propulsion Fusée, il devient important de remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné et m'ont soutenu durant tout ce temps. En effet, la réalisation de ce travail s'est finalement terminée malgré des périodes de doute. Heureusement, face à cela se trouve la bonne humeur en équipe, des calculs qui finalement démarrent, et un monergol qui enfin brûle ! Et quand tous les violons se mettent ensemble, on avance vite.

Je tiens à remercier dans un premier temps mon directeur de thèse Jérôme Anthoine, qui m'a permis de rentrer dans cette aventure. Ton expérience et ton recul scientifique ont bien souvent permis d'apporter un regard extérieur très objectif à mon travail, me permettant de toujours remettre en question des démarches parfois trop rapides. Je tiens également à remercier Jean-Yves Lestrade, mon co-directeur de thèse, pour son suivi de mon travail durant ces trois ans. Tu as su me guider dans l'organisation de mon travail quand je m'éparpillais, et tu m'as poussé a bien finir les choses commencées. Je souhaiterais remercier tout particulièrement Jouke Hÿlkema. Tu m'as énormément conseillé tant en numérique qu'en expérimental. Ton regard pragmatique des choses m'a permis d'énormément évoluer et de trouver les solutions qui étaient sous mon nez. Mais je tiens plus particulièrement à te remercier pour ton soutien personnel, ton amitié, et les arbres que tu m'as offerts quand ça n'allait pas. Je remercie également Duc-Minh Le pour le travail qu'il a réalisé pour produire les monergols de l'étude, et ses conseils sur la décomposition thermique et les débats sans fin. Je remercie également Jean-Etienne Durand avec qui j'ai partagé le bureau pendant ces trois années, pour son entraide et tous les moments de rire qu'on a pu avoir même dans les moments difficiles. Enfin vient Nicolas Pelletier. Anciennement mon responsable CNES, puis finalement un collègue direct. Je tiens vraiment à te remercier pour ta motivation, ta confiance et ton soutien sans faille, mais également pour tout ce que tu m'as apporté durant ces deux dernières années.

Je remercie également toute l'équipe du Laboratoire de Propulsion Fusée pour leur intégration parmi les leurs dès que je suis arrivé, pour le temps et les activités avec chacun d'entre vous. Vos compétences dans de nombreux domaines permettent de surmonter tous les problèmes auxquels j'ai été confronté. J'ai beaucoup apprécié travailler à vos côtés. Je remercie donc Christophe, Jean-Charles, Patrick, Laurent, Juliette et Cédric, merci à tous. Merci à Gilles de m'avoir montré son savoir avant de profiter de sa retraite. Une pensée toute particulière pour Pierre, parti trop tôt. Je remercie également toutes les personnes de l'ONERA avec qui j'ai pu échanger et qui m'ont aidé.

Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des membres de mon jury de thèse, et en particulier à mes rapporteurs Armelle Cessou et Marc Bellenoue. Merci pour vos lectures détaillées de mon manuscrit de thèse ainsi que pour vos rapports de grande qualité. Merci à Jean-Marie Buchlin pour sa participation à mon jury et pour son expertise dans l'évaluation de mon travail. Enfin un grand merci au CNES, pour son soutien et le matériel qu'il m'a fourni pour réaliser mes travaux.

Je remercie sincèrement tous mes amis qui ont été présents durant ces trois ans et qui ont fait part entière de ma motivation. Je remercie particulièrement Neven, Florent, Vincent, Chan Lika et Lorenzo pour les moments partagés ensembles quand vous étiez ici, et tout ce qu'il y a à venir. Merci Laure. Merci à toute ma famille pour m'avoir encouragé et avoir toujours cru en moi, et avant tout à mes parents et mes sœurs sans qui je ne serais jamais arrivé jusque-là.

A ma famille,

A mes amis,

A Serge Bretonnière

TABLE DES MATIERES

Liste des figures vii
Liste des tableaux x
Nomenclature xi
1. Introduction 1
1.1. Présentation des moteurs de contrôle d'attitude et d'orbite 1
1.2. Les liquides ioniques 2
1.2.1. Qu'est ce qu'un liquide ionique ? 2
1.2.2. Quels sont les Liquides Ioniques Energétiques ? 2
1.2.3. Les liquides Ioniques dans la propulsion spatiale 3
1.2.4. Les monergols verts CNES 3
1.3. Présentation de la thèse et du plan 4
2. Etat de l'art 6
2.1. Présentation des moteurs de contrôle d'attitude 6
2.1.1. Problématique des ergols actuels 6
2.1.2. Solutions existantes 7
2.1.3. La combustion auto-entretenue, un critère de performance supplémentaire 12
2.2. Etat de l'art des simulations de moteurs liquides et solides 13
2.2.1. Modélisation de moteur solide 13
2.2.2. Modélisation de moteur liquide 16
2.2.3. Modélisation numérique de la décomposition de liquide ionique sur un catalyseur 19
2.3. Présentation de la démarche d'étude des nouveaux ergols 21
2.3.1. Etude des carburants liquides 21
2.3.2. Méthode de mesure de la vitesse de régression des propergols 25
3. Etude expérimentale d'une goutte en combustion 27
3.1. Etude expérimentale préliminaire de l'observation d'une goutte par rétroéclairage 28
3.1.1. Réalisation du montage préliminaire 28
3.1.2. Observation de la décomposition des prototypes de liquide ionique énergétique 37
3.2. Observation de la décomposition d'une goutte de CNES05 à différentes pressions 42
3.2.1. Pression seuil d'allumage 42
3.2.2. Mesure de température 43
3.2.3. Conclusion des premières observations 44
3.3. Détection et suivi des gouttes fragmentées 44
3.3.1. Méthode de détection 44
3.3.2. Prétraitement des images 46
3.3.3. Conclusion et traitement final sélectionné 52
3.4. Suivi des gouttes fragmentées 53
3.4.1. Filtre sur la matrice résultat des objets détectés 53
3.4.2. Suivi par méthode de Kalman 53
3.5. Mesure de la vitesse de régression des gouttes en combustion 60
3.5.1. Mesure de la vitesse de régression d'une goutte 60
3.5.2. Etude de l'influence de la pression 60
3.5.3. Comparaison des vitesses de régression des prototypes CNES03 et CNES05 61
3.6. Conclusion partielle 62
4. Mesure de vitesse de régression en gouttière 64
4.1. Allumage d'une nappe liquide dans le réacteur GIMLI 65
4.1.1. Montage d'allumage en creuset 65
4.1.2. Estimation de la surpression par calcul CEA 66
4.1.3. Résultats expérimentaux 66
4.2. Montage expérimental 69
4.2.1. Mesure de vitesse 70
4.2.2. Thermalisation du liquide 72
4.2.3. Contrôle de la pression 73
4.2.4. Allumage du liquide 74

4.3. Détection et suivi du front de flamme 74
4.3.1. Mesure optique 74
4.3.2. Mesure par thermocouples 79
4.4. Vitesse de régression en fonction de la pression 81
4.4.1. Détermination de la vitesse du front de flamme en fonction du temps 81
4.4.2. Calcul de la vitesse du front de flamme en fonction de la pression 82
4.5. Conclusion partielle 84
5. Simulation d'un spray en combustion 86
5.1. Présentation du code CEDRE 87
5.1.1. Généralités 87
5.1.2. CHARME, solveur gaz 87
5.1.3. SPARTE, solveur phase dispersée 90
5.1.4. ACACIA, solveur thermique dans le solide 92
5.2. Modélisation de la décomposition d'une goutte de monergol 92
5.2.1. Problématique de la modélisation des Liquides ioniques 92
5.2.2. Modélisation de la décomposition thermique d'un liquide ionique énergétique 93
5.3. Modélisation d'un spray, calcul du flux aux parois 95
5.3.1. Réalisation d'une géométrie simplifiée 95
5.3.2. Paramètres de l'injecteur d'étude 96
5.3.3. Maillage du domaine 97
5.3.4. Critère de convergence d'une simulation 98
5.3.5. Simulation de référence 99
5.4. Sensibilité des paramètres du modèle 101
5.4.1. Sensibilité de la vitesse de régression 101
5.4.2. Sensibilité de la température de décomposition 102
5.4.3. Sensibilité de la capacité calorifique 103
5.4.4. Sensibilité du diamètre moyen d'injection 103
5.4.5. Bilan de l'étude de sensibilité 104
5.5. Vers le dimensionnement moteur 104
5.5.1. Simulation de parois équivalentes 105
5.5.2. Résultat de la simulation 106
5.5.3. Résultat de l'augmentation du nombre de couches 107
5.6. Conclusion partielle 108
6. Conclusion et perspectives 110
6.1. Conclusion 110
6.2. Perspectives 112
7. Bibliographie I
8. Annexes VII

LISTE DES FIGURES

Figure 1: Propulseurs GPIM GR1 (gauche), GR22 (droite) (21) 9
Figure 2 : Schéma du montage d'allumage par torche (24) 11
Figure 3 : Allumage du FLP-106 à l'aide d'une flamme pilote (24) 12
Figure 4 : a) Section en coupe du tube de quartz; b) chambre pressurisée (25) 13
Figure 5 : Front de combustion des grains d'un propergol hétérogène (27) 14
Figure 6 : Distribution de température dans la chambre de combustion LOX/LH2 simulée (29) 17
Figure 7 : Pression chambre en fonction de la distribution de l'injection (à gauche), température des parois en fonction de la distance au col et de la distribution d'injection (à droite) (31) 19
Figure 8 : Fraction massique des espèces en fonction du temps pour la décomposition de l'AN (34) 21
Figure 9 : Comparaison entre la fraction molaire expérimentale et calculée pour l'espèce $HNO3$ (34) 22
Figure 10 : Multi-User Droplet Combustion Apparatus (38) 24
Figure 11 : Banc MDG du laboratoire Multiphasique Hétérogène de l'ONERA Toulouse 25
Figure 12 : Visualisation du front de flamme à 2000 fps (25) 26
Figure 13 : Montage expérimental préliminaire (haut), suspension de la goutte (bas) 29
Figure 14 : Image obtenue avec un objectif télécentrique (haut) et un objectif classique (bas) 29
Figure 15 : Observation d'une goutte d'eau en rétroéclairage 30
Figure 16 : Thermocouple de 200 µm placé au centre d'une goutte 31
Figure 17 : Détection du contour de la goutte (46) 31
Figure 18 : Mesure du ratio d'ellipse durant l'évaporation de la goutte 32
Figure 19 : Montée en température du solénoïde seul 33
Figure 20 : Modélisation des surfaces de chauffage du solénoïde 33
Figure 21 : Comparaison des courbes de température et de régression du carré du diamètre adimensionné 34
Figure 22 : Comparaison numérique et expérimentale de la température d'une goutte d'éthanol en combustion sur des fibres croisées 35
Figure 23 : Fragmentation et décomposition complète d'une goutte de monergol CNES05 36
Figure 24 : Mesure de température du thermocouple dans la goutte durant la décomposition 36
Figure 25 : Schéma du montage expérimental 37
Figure 26 : Vue éclatée du réacteur GIMLI dans sa configuration d'origine 37
Figure 27: Coupe du réacteur GIMLI, vue du système de chauffage 38
Figure 28 : Photo binoculaire du thermocouple (haut) et schéma du montage du thermocouple (bas) 39
Figure 29 : Brasure à l'argent du fil de chromel sur un fil de cuivre 40
Figure 30 : Schéma du circuit de contrôle de la pression du réacteur 40
Figure 31 : Montage expérimental de l'observation de la décomposition d'une goutte isolée 41
Figure 32 : Réglage de la profondeur de champ de l'objectif, diaphragme fermé (gauche), diaphragme ouvert (droit) 41
Figure 33 : Etude du comportement de la goutte à basse (haut) et haute pression (bas) 42
Figure 34 : Somme des minima d'intensité pour une goutte en fragmentation à la pression atmosphérique 43
Figure 35 : Somme des minima d'intensité pour des gouttes en combustion à 11,5 bar 43
Figure 36 : Mesure de température par thermocouple dans une goutte de CNES05 en décomposition sous différentes pressions 44
Figure 37 : Image native (A), niveaux d'intensité (B), Surface de la goutte mesurée en fonction du niveau de seuillage (C) 45
Figure 38 : Critère de stabilité d'une région 46
Figure 39 : Images de référence (A gauche, B droite) 47
Figure 40 : Détection MSER sur les images natives 47
Figure 41 : Matrice exemple filtre médian 48
Figure 42 : Tri croissant des valeurs de la matrice 3x3 48
Figure 43 : Matrice filtrée avec filtre médian 48
Figure 44 : Résultat des images filtrées avec un filtre médian 9x9 49
Figure 45 : Soustraction du fond des images références, de gauche à droite : native, inversion, soustraction, re-inversion 50
Figure 46 : Visualisation des fils sans goutte 50

Figure 47 : Détection MSER après suppression de l'arrière-plan....51
Figure 48 : Détection sur des images au seuillage fixé....52
Figure 49 : Etapes de rétroaction d'un filtre de Kalman....54
Figure 50 : Architecture du programme de détection et suivi....57
Figure 51 : Suivi multi-gouttes issues de la fragmentation....58
Figure 52 : Suivi d'une goutte en régression....59
Figure 53 : Suivi du rayon de gouttes de CNES05 en combustion à 11,5 bar....60
Figure 54 : Vitesse de régression mesurée pour la combustion du CNES05 aux pression de 7, 9 et 11,5 bar....61
Figure 55 : Vitesses de régression moyennes et écart-type des prototypes CNES03 et CNES05....62
Figure 56 : Représentation schématique du montage expérimental de l'étude d'allumage en creuset....65
Figure 57 : Vue par rétroéclairage du solénoïde plongeant dans le liquide....66
Figure 58 : Mesure de pression dans le réacteur GIMLI durant la combustion du liquide en creuset....67
Figure 59 : Observation par rétroéclairage de la combustion du CNES03 en nappe dans le réacteur GIMLI....68
Figure 60 : Visualisation du front de liquide en régression....69
Figure 61 : Vue iso de la gouttière d'étude (gauche) et du réacteur (droite)....69
Figure 62 : Visualisation de la flamme avec une caméra CASIO XF-F1 (temps d'exposition 25 µs)....70
Figure 63 : Visualisation de la flamme avec une caméra Phantom V711 (temps d'exposition 1 µs)....70
Figure 64 : Vue schématique du montage optique pour l'observation de la flamme....71
Figure 65 : Observation de la flamme avec une caméra Phantom V711 et un filtre IR>800 nm (temps d'exposition 25 µs)....71
Figure 66 : Vue schématique du montage pour la mesure de température et thermalisation....72
Figure 67 : Positionnement des thermocouples dans la gouttière....72
Figure 68 : Photo de l'état solide (gauche) et liquide (droite) du prototype CNES03 à 2 °C....73
Figure 69 : Vue schématique du montage pour la mesure et le contrôle de pression....73
Figure 70 : Déplacement de la flamme au cour de la combustion du CNES03....74
Figure 71 : Détection d'un maximum d'intensité pour une tolérance de 100 pixels....75
Figure 72 : Illustration du seuillage manuel de la flamme. (a): Image initiale; (b): Aperçu du seuillage (de 253 à 255); (c): Image binaire avec rectangle de délimitation....75
Figure 73 : Résultat des seuillages dynamiques sur la flamme issue de l'allumage....77
Figure 74 : Interpolation de la taille et position de la flamme par un rectangle....78
Figure 75 : Extraction et lissage des mesures de position pour les méthodes de maxima (a) et du centre de la particule (b)....79
Figure 76 : Mesure de la position des micro-thermocouples dans la gouttière....80
Figure 77 : Détection du point d'inflexion sur les dérivées de température....80
Figure 78 : Mesure de pression et de température par les 6 thermocouples (gauche), mesure de la distance parcourue par la flamme (droite)....81
Figure 79 : Interpolation de la courbe de position filtrée par un polynôme de degré 6....82
Figure 80 : Evolution de la vitesse de flamme en fonction de la pression pour les différentes méthodes...82
Figure 81 : Visualisation des thermocouples après le passage de la flamme....83
Figure 82 : Chauffage du liquide avant allumage....83
Figure 83 : Vitesse de régression en fonction de la pression pour des conditionnements thermiques à 40 °C et 60 °C....84
Figure 84 : Schéma de principe de l'architecture CEDRE (57)....87
Figure 85 : Schéma de la géométrie du domaine fluide....95
Figure 86 : Maillage du domaine fluide....97
Figure 87 : Flux aux parois d'une simulation non-convergée (gauche) et convergée (droite)....99
Figure 88 : Visualisation de la température à la paroi au cours du temps à $x = x\phi max$ pour une simulation convergée et une simulation non convergée....99
Figure 89 : Visualisation du spray dans les conditions de référence....100
Figure 90 : Flux thermique de la simulation de référence....100
Figure 91 : Influence de la vitesse de régression sur le flux thermique aux parois....101
Figure 92 : Mesure de la température transverse pour les simulations à $Vreg = 0{,}6\ m/s$ et $Vreg = 1{,}2\ m/s$ à $x = x\phi max$....102

Figure 93 : Influence de la température de décomposition sur le flux thermique aux parois 102
Figure 94 : Mesure de la température transverse pour les simulations à $Tdecomp = 150\,K$ et $0{,}9.Tdecomp$ à $x = x\phi max$ 103
Figure 95 : Influence de la capacité calorifique du liquide sur le flux thermique aux parois 103
Figure 96 : Influence du diamètre moyen des gouttes à l'injection sur le flux thermique aux parois 104
Figure 97 : Exemple d'un matériau a gradient de propriété réalisé à l'ICB en 2018 (71) 105
Figure 98 : Conditions aux limites du domaine solide équivalent 106
Figure 99 : Visualisation de la température dans le champ gaz et les parois équivalentes 106
Figure 100 : Température transverse à la position du maximum de température 107
Figure 101 : Comparaison des flux thermiques aux parois entre la simulation de référence et la simulation avec prise en compte de l'équilibre thermique aux parois 107
Figure 102 : Mesure de la contrainte mécanique à l'interface des couches céramique/métal 108

LISTE DES TABLEAUX

Table 1 : Spécificités techniques CNES pour les monergols verts....4
Table 2 : Alternatives vertes à l'hydrazine (18)....8
Table 3 : Caractéristique des propulseurs GR-1 et GR-22....9
Table 4 : Caractéristiques thermodynamiques de l'ADN....10
Table 5 : Composition des monergols LMP-103S et FLP-106....10
Table 6 : Etat de l'art des propulseurs verts....11
Table 7 : Résultats des essais d'allumage du mélange 30 % ADN, 50 % MMAN, 20 % Urée....13
Table 8 : Modélisation de la décomposition du monergol ADN-eau-Méthanol (32)....20
Table 9 : Caractéristiques des solénoïdes....28
Table 10 : Diamètre estimé des gouttes à ±10 µm....46
Table 11 : Résultat de détection sur les images natives....48
Table 12 : Résultat de détection avec des filtres médians pour n=m=3,5,7,9....49
Table 13 : Résultat de la détection pour un filtre médian 3x3 après soustraction du fond....51
Table 14 : Hypothèses du calcul CEA....66
Table 15 : Résultat du calcul CEA, surpression en fonction de la masse d'ergol....66
Table 16 : Pression obtenue pour la combustion en creuset de différentes masses de CNES03....67
Table 17 : Données thermodynamiques de l'espèce virtuelle CNES0Xg....94
Table 18 Comparaison des valeurs de $\rho l/\sigma l$ pour différents liquides....96
Table 19 : Température moyenne et maximale pour les différents maillages....98
Table 20 : Données d'entrée pour la simulation de référence....100
Table 21 : Composition d'un bi-couche de 5 mm d'épaisseur....105
Table 22 : Données thermiques du matériau équivalent....105

NOMENCLATURE

ACRONYMES

ADN	Dinitramide d'ammonium
CEDRE	Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique
CMR	Cancérogène mutagène reprotoxique
DFT	Théorie de la fonctionnelle de la densité
DSN	Simulation numérique directe
DLR	Centre de recherche de l'Allemagne pour l'aéronautique et l'astronautique
DSC	Calorimètre différentiel à balayage
ECHA	Agence européenne des produits chimiques
FTIR	Spectromètre à transformée de Fourier
GMRES	Généralisation de la méthode de Minimisation des Résidus
HAN	Nitrate d'hydroxylammonium
HPFB	Mélange peroxyde d'hydrogène carburant
LES	Large Eddy Simulation
LHCEP	Laboratoire Hydrazines et Composés Energétiques Polyazotés
LI	Liquide ionique
LIF	Fluorescence induite par laser
MCDA	Système expérimental de combustion de goutte multi-utilisateur
MGP	Matériau à gradient de propriétés
MMAN	Nitrate de monomethylammonium
MS	Spectromètre de masse
MSER	Maximally Stable Extremal Regions
NOBF	Mélange oxyde nitrique carburant
PBHT	Polybutadiène hydroxytéléchélique
PIV	Vélocimétrie par Images de Particules
UDMH	1,1-diméthylhydrazine
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes equations
REACh	Réglementation européenne sur l'enregistrement, l'évaluation et autorisation des produits chimiques
SCAO	Système de contrôle d'attitude et d'orbite
SSME	Moteur principale de la navette spatiale
TGA	Analyse thermogravimétrique
TRL	Niveau de maturité technologique

SYMBOLES LATINS

A	Facteur pré-exponentiel	s^{-1}
B_M	Nombre de Spalding massique	-
B_T	Nombre de Spalding thermique	-
CFL	Nombre de courant	-
C_p	Capacité calorifique thermique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	Diamètre	m
D	Coefficient de diffusion	$m^2.s^{-1}$
e	Entrée de commande du système	-
ep	Epaisseur	m
E_A	Energie d'activation	$J.mol^{-1}$
f_{cs}	Coefficient d'efficacité du système de refroidissement	-
h	Coefficient d'échange thermique	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
Isp	Impulsion spécifique	s
k	Energie cinétique turbulente	$m^2.s^{-3}$

K_{ev}	Constante d'évaporation	$m^2.s^{-1}$
L_v	Chaleur latente d'évaporation	$J.mol^{-1}$
m	Masse	kg
$\dot{m}$	Débit massique	kg.s
M	Masse molaire	$kg.mol^{-1}$
n	Exposant sur la loi de vitesse de régression	-
Nu	Nombre de Nusselt	-
P	Pression	MPa
Pr	Nombre de Prandtl	-
r	Rayon	m
$\mathcal{R}$	Constante universelle des gaz parfaits	$J.mol^{-1}K^{-1}$
Sc	Nombre de Schmidt	-
Sh	Nombre de Sherwood	-
S	Surface	m^2
R_l	Surface apparente au niveau de seuillage l	m^2
Re	Nombre de Reynolds	-
Sh	Nombre de Sherwood	-
t	Temps	S
T	Température	K
u	Vitesse	$m.s^{-1}$
v_a	Variation de la surface apparente	m^2
V_m	Variation maximale de surface	m^2
x	Position	m
x_k	Etat du système linéaire	-
Y	Fraction massique	-
v, w	Bruit blanc gaussien	-
V	Volume	m^3
V_f	Fraction volumique	-
V_r	Vitesse de régression	$m.s^{-1}$
We	Nombre de Weber	-
z	Vecteur de mesure	-

SYMBOLES GRECS

α	Taux de conversion	-
β	Vitesse de chauffage	$k.s^{-1}$
δ_M	Epaisseur de la couche limite thermique	m
δ_s	Profondeur de pénétration thermique	m
δ_T	Epaisseur de la couche limite massique	m
Δ	Variation de seuillage	-
ΔHf	Enthalpie de formation	$J.mol^{-1}$
Δ_t	Pas de temps	s
Δx	Taille de maille	m
ϵ	Dissipation turbulente	$m^2.s^{-3}$
λ	Conductivité	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.K^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	Densité	$kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface	$N.m^{-1}$
ϕ	Flux thermique surfacique	$W.m^{-2}$
ω	Taux de dissipation spécifique	-

INDICES

0	Conditions initiales
$decomp$	Conditions de décomposition
eb	Ebullition
F	Carburant
g	Gaz
inj	Conditions à l'injection
$igni$	Conditions à l'allumage
l	Liquide
m	Massique
ox	Oxydant
p	Particule
ref	Etat de référence
s	Solide
$surf$	Conditions en surface
w	Conditions à la paroi
$\propto$	Conditions à l'infini

1. INTRODUCTION

Ce chapitre a pour objectif de présenter le contexte dans lequel s'inscrit ce travail de thèse et d'en exposer l'objectif et la démarche.

SOMMAIRE

1.1 Présentation des moteurs de contrôle d'attitude et d'orbite 1
1.2 Les liquides ioniques 2
1.2.1 Qu'est ce qu'un liquide ionique 2
1.2.2 Quels sont les Liquides Ioniques Energétiques 2
1.2.3 Les liquides Ioniques dans la propulsion spatiale 3
1.2.4 Les monergols verts CNES 3
1.3 Présentation de la thèse et du plan 4

1.1. PRESENTATION DES MOTEURS DE CONTROLE D'ATTITUDE ET D'ORBITE

Dans un désir de conquérir l'espace et d'améliorer nos télécommunications, un grand nombre de systèmes spatiaux sont déployés (satellites, sondes, station spatiale). En orbite, ces systèmes sont soumis à des effets extérieurs qui tendent à modifier leur dynamique (1). Les principaux phénomènes qui tendent à perturber l'attitude et la trajectoire des satellites sont les frottements sur l'atmosphère, l'attraction terrestre et la pression solaire (2). Ces trois phénomènes sont d'autant plus importants que le satellite est à basse altitude et a une importante surface exposée. En effet un satellite à une altitude de 200 km aurait une durée de vie de quelques mois alors qu'un satellite à plus de 2000 km d'altitude aurait une durée de vie pratiquement infinie (plus de 10 000 ans). Il convient de rappeler que la liste des perturbations sur les satellites pourrait être longue et qu'elle ne se limite pas aux perturbations externes, mais également aux perturbations internes dues au mouvement des pièces qui le composent.

Ces phénomènes nécessitent des systèmes de positionnements précis appelés Systèmes de Contrôle d'Attitude et d'Orbite (SCAO), qui désignent les algorithmes et équipements qui permettent de contrôler précisément la position du système spatial et son orientation autour de son centre de gravité. Ils sont composés de capteurs, pour déterminer sa position, tel que les magnétomètres, gyroscopes, GPS, et les capteurs solaires (3), mais également d'actionneurs (propulseurs) pour modifier la dynamique du système. Nous nous intéresserons ici principalement à l'application de ces systèmes aux satellites artificiels pour lesquels la dynamique est d'une importance cruciale. En effet, pour un satellite positionné à une altitude de 36 000 km (orbite géostationnaire), une erreur de 0,1 ° induit une erreur de 64 km au sol. On comprend donc aisément la nécessité de contrôler rapidement la dynamique des satellites. Les SCAO sont également utilisés pour désorbiter les satellites pour un retour sur Terre ou pour les écarter vers l'orbite cimetière. Les systèmes propulsifs des SCAO sont regroupés dans deux groupes principaux : la propulsion chimique (gaz froids, monergols, propergols, biergols, etc…) et électrique (électrothermique, électromagnétique, etc…). Nous nous intéresserons ici à la propulsion chimique basée sur les monergols.

Les moteurs utilisés actuellement pour la grande majorité des systèmes de contrôle d'attitude et d'orbite sont des moteurs de faible poussée (1 ~ 20 N) qui utilisent la décomposition catalytique de l'hydrazine. L'hydrazine est utilisée comme monergol depuis les années 1960 sans innovation technique majeure. Sa décomposition sur un lit catalytique de Shell 405 (4) permet d'obtenir une impulsion spécifique de l'ordre de 220 s dans le vide grâce à sa décomposition exothermique (5). La simplicité des propulseurs à hydrazine leur offre une très bonne fiabilité.

A cause de son caractère cancérigène et toxique, l'hydrazine est menacée par la réglementation européenne REACh (6) (Registration, Evaluation, Authorization and Restriction of Chemicals). De nombreuses solutions ont vu le jour pour remplacer l'hydrazine. Ces monergols alternatifs étant associés à une température de décomposition supérieure, leur principale limite est la dégradation du lit catalytique au fur et à mesure des pulses, réduisant ainsi la performance du moteur au cours de son utilisation par cyclage thermique. Aujourd'hui se déroule donc une course aux moteurs de contrôle d'attitude et d'orbite utilisant un ergol vert non catergol. Dans ce cadre, le CNES souhaite à son tour développer un propulseur vert utilisant un allumage différent afin de passer outre la dégradation thermique des catalyseurs. Ce travail de thèse, ayant pour objectif de développer et d'optimiser un propulseur utilisant un liquide ionique, s'inscrit dans ce contexte.

1.2. Les liquides ioniques

1.2.1. Qu'est ce qu'un liquide ionique ?

Les liquides ioniques sont des sels qui ont une température de fusion faible (< 100 °C). Le terme de liquide ionique a été introduit en 1890 par Curtius (7). Etant composés d'anions et de cations ils trouvent une utilité particulière comme électrolytes et comme solvants. Le choix de l'anion et du cation permet alors de solubiliser un produit plutôt qu'un autre (8). On distinguera les liquides ioniques sous forme liquide à température ambiante (Room Temperature Ionic Liquids) qui nous intéresseront particulièrement car ils permettent d'être utilisés à pression et température ambiante. Leur pression de vapeur saturante extrêmement basse permet également de les manipuler sans risque de présence de vapeurs toxiques, mais peut poser problème pour les évaporer dans le cas d'utilisation comme solvant. Un grand nombre de liquides ioniques sont stables à haute température, ce qui permet de les utiliser comme solvant/catalyseur à haute température et basse pression. En revanche, certains liquides ioniques se décomposent à haute température. Nous nous intéresserons ici aux liquides ioniques dont la décomposition est exothermique. Les liquides ioniques présentent l'avantage de synthèses peu coûteuses. Il existe de nombreuses méthodes de synthèses permettant la production de ces ergols à l'échelle industrielle (9).

1.2.2. Quels sont les Liquides Ioniques Energetiques ?

Un matériau est dit énergétique s'il peut libérer de l'énergie, stockée sous forme chimique, dans un temps très court (10). On s'intéresse donc aux liquides ioniques qui ont une haute enthalpie de décomposition. En effet, la synthèse des liquides ioniques permet de fixer des cations organiques à haute énergie à des anions volumineux comprenant un ou plusieurs groupes énergétiques tels que $-NO_2$, $-N_3$ ou $-CN$ (11). Les liquides ioniques énergétiques ont rapidement occupé une place importante dans la recherche d'explosifs et des carburants verts. Du fait de leur large choix de composition et de leurs caractères ioniques permettent de passer outre de nombreux désavantages des matériaux énergétiques non ioniques. En effet la faible pression de vapeur saturante et leurs hautes stabilités thermiques sont les propriétés prédominantes

pour les liquides ioniques énergétiques. Les liquides ioniques énergétiques ne pouvant pas s'évaporer, ils se décomposent sous l'effet du chauffage. L'aspect « prémélangé » des liquides ioniques énergétiques les apparente à des propergols liquides. Pour des questions de stabilité, une attention toute particulière est portée sur les liquides ioniques ayant une température de décomposition supérieure à 300 °C. Malheureusement, on trouvera une majorité de liquides ioniques avec une température de décomposition comprise entre 120 et 300 °C.

1.2.3. Les liquides Ioniques dans la propulsion spatiale

Le caractère énergétique des liquides ioniques n'intéresse pas uniquement le domaine des explosifs mais également la propulsion spatiale. La Swedish Defence Research Agency a déjà développé un propulseur HPGP utilisant un ergol vert basé sur le sel Dinitramide d'Ammonium pour remplacer l'hydrazine (12). L'ADN étant solide à température ambiante, afin d'obtenir un ergol liquide, il est dissout dans différents solvants. Les analyses thermiques de l'ADN sont nombreuses, particulièrement par DSC (Differential Scanning Calorimetry) et TGA (ThermoGravimetric Analysis), dans différentes conditions expérimentales (13). Dans le but d'éliminer les catalyseurs, des essais d'allumage ont été réalisés sur des monergols à base d'ADN (14). Les monergols FLP-105 et FLP-106 composés d'environ 65% d'ADN ont été caractérisés par la FOI (Agence suédoise de recherche pour la défense). Après une mesure de la conductivité électrique et de la capacité spécifique des monergols, des essais d'allumage électrique ont été réalisés avec anode et cathode en acier inoxydable. Les essais n'ont pas permis de caractériser complètement l'allumage des monergols mais ont permis de montrer la faisabilité de l'allumage électrique. La solution qui a été choisie aujourd'hui pour les propulseurs utilisant le LMP-103-S est l'allumage catalytique avec préchauffage du catalyseur. Aujourd'hui les propulseurs utilisant des liquides ioniques utilisent donc tous des catalyseurs. Les moteurs disponibles sont donc plus verts mais ne permettent pas une durée de vie accrue par rapport à l'hydrazine. De plus, la nécessité de préchauffage des catalyseurs implique que le succès de la mission dépend fortement du bon fonctionnement des systèmes de préchauffage.

1.2.4. Les monergols verts CNES

Dans cette course au nouveau monergol vert, de nombreuses solutions alternatives sont proposées. Ces solutions sont décrites dans la section 2.1.2. Les nouveaux propulseurs proposés ne sont pas simplement plus verts mais également plus performants. En revanche chacun des propulseurs présentés nécessite un catalyseur pour l'allumage, impliquant une baisse de performance au cours des cycles thermiques vus par le lit catalytique. Depuis 2012, le CNES mène des recherches sur ces monergols verts non catergol avec pour objectif les spécificités techniques suivantes (Table 1). Pour répondre à ce besoin, le LHCEP[1] a développé une famille de plus de cinquante prototypes à l'aide de calculs théoriques. Finalement, seul deux compositions ont été retenues nommés CNES03 et CNES05. Pour des contraintes de sécurité, ces deux monergols sont synthétisés directement sur le site du Fauga-Mauzac afin de supprimer les contraintes du transport.

[1] Laboratoire Hydrazines et Composés Energétiques Polyazotés

Table 1 : Spécificités techniques CNES pour les monergols verts

Propriétés	Minimum	Idéal
Densité (kg/m³)	1300	1500
Point de solidification (°C)	0	-20
Viscosité dynamique à température ambiante (mPa.s)	< 10	< 1
Température de décomposition (°C)	> 140	> 160
Pression de vapeur saturante (Pa)	$< 10^{-3}$	10^{-4}
Sensibilité à l'impact (J)	> 40	
Impulsion spécifique dans le vide (s)	> 290	> 300
Espèces chimiques	seulement C, H, N, O	(pas d'halogènes)
Stabilité à long terme	10 ans (à 20 °C)	15 ans (à 20 °C)

1.3. PRESENTATION DE LA THESE ET DU PLAN

Cette étude consiste à proposer une modélisation de la combustion d'un spray des prototypes de liquides ioniques proposés par le CNES. L'objectif est donc d'une part de mesurer expérimentalement la vitesse à laquelle les liquides ioniques énergétiques sélectionnés libèrent leurs énergies, et d'autre part de proposer une modélisation numérique de la décomposition de ceux-ci. Après une étude des solutions vertes proposées pour succéder à l'hydrazine, la démarche a consisté à réaliser une étude bibliographique dont le but est d'identifier les méthodes expérimentales d'études de nouveaux carburants et de propergols solides, ainsi que les méthodes de simulation numérique des régressions de propergols solides et d'injection diphasique.

Dans un second temps, une étude expérimentale du comportement d'une goutte sous atmosphère contrôlée a été réalisée dans le banc GIMLI développé par le CNES. Initialement dimensionné pour des études d'injection, ce réacteur expérimental a pu être adapté et instrumenté afin d'observer la décomposition d'une goutte de monergol suspendue sur des fibres croisées et chauffée par un solénoïde. L'utilisation d'un micro-thermocouple placé dans la goutte d'étude permet de mesurer la température de décomposition du liquide ionique d'étude. Le chauffage de la goutte sous différentes pressions a permis de détecter une pression seuil d'allumage des monergols d'étude. De plus, lors de la décomposition du liquide, des gouttes fragmentées sont observées. Un programme de détection et de suivi des gouttes est réalisé, permettant le suivi de celles-ci et la mesure de leurs rayons au cours du temps (Chapitre 3).

La démarche a ensuite consisté à développer un second montage expérimental afin de réduire l'incertitude des mesures réalisées avec le réacteur GIMLI. Pour cela, une gouttière d'étude a été fournie par le CNES. Cette gouttière a été instrumentée avec une caméra rapide pour une visualisation directe de la combustion, et de micro-thermocouples comme barrières de passage. La pressurisation de la gouttière permet d'assurer l'allumage du produit au-delà de la pression d'allumage mise en évidence avec le banc GIMLI. La vitesse de régression du liquide est mesurée par la méthode optique et par la méthode des thermocouples, puis les deux mesures sont comparées. (Chapitre 4)

Finalement, un modèle macroscopique a été proposé pour modéliser la décomposition des liquides d'étude dans le code CEDRE de l'ONERA. Pour cela, une simulation numérique mettant en œuvre un injecteur dans une géométrie simple est réalisée afin de simuler la combustion d'un spray et d'étudier la sensibilité des paramètres de ce modèle sur le flux aux parois. Enfin, une simulation d'un injecteur dans une chambre de combustion est réalisée pour une configuration fixée pour prendre en compte l'effet de la géométrie sur le flux aux parois, dans le but d'appliquer ce flux thermique aux parois modélisées dans la thèse de L. Sevin afin de simuler l'échauffement de la chambre (Chapitre 5).

2. ETAT de L'ART

Ce chapitre a pour objectif de présenter l'état de l'art dans le domaine des monergols verts dans la propulsion spatiale et les démarches d'étude numérique et expérimentale des nouveaux matériaux énergétiques. Dans un premier temps sont présentés les systèmes de propulsions proposés pour succéder à l'hydrazine. Puis les méthodes de modélisation des moteurs solide et liquide sont présentées. Enfin, les méthodes d'analyse expérimentale de nouveaux matériaux énergétiques sont exposées.

SOMMAIRE

2.1 Présentation des moteurs de contrôle d'attitude 6
2.1.1 Problématique des ergols actuels 6
2.1.2 Solutions existantes 7
2.1.3 La combustion auto-entretenue, un critère de performance supplémentaire 12
2.2 Etat de l'art des simulations de moteurs liquides et solides 13
2.2.1 Modélisation de moteur solide 13
2.2.2 Modélisation de moteur liquide 16
2.2.3 Modélisation numérique de la décomposition de liquide ionique sur un catalyseur 19
2.3 Présentation de la démarche d'étude des nouveaux ergols 21
2.3.1 Etude des carburants liquides 21
2.3.2 Méthode de mesure de la vitesse de régression des propergols 25

2.1. PRESENTATION DES MOTEURS DE CONTROLE D'ATTITUDE

2.1.1. PROBLEMATIQUE DES ERGOLS ACTUELS

La toxicité des ergols est devenue récemment une problématique majeure dans le milieu spatial. La recherche de performance ayant été le fil conducteur de la recherche des produits énergétiques dans les années 60, de nombreux ergols et propergols utilisés aujourd'hui ont des impacts environnementaux négatifs. Nous pouvons citer l'exemple du Centre Spatial Guyanais qui subit maintenant les retombées acides des lanceurs ; en effet le perchlorate d'ammonium, qui représente 70 % de la masse de propergol des lanceurs solides, produit de l'acide chloridrique durant sa combustion qui est responsable d'importantes pluies acides, mais également de problèmes thyroïdiens et d'une dégradation de la couche d'ozone.

Aujourd'hui le produit le plus préoccupant est sûrement l'hydrazine (N_2H_4) à cause de sa toxicité aigüe et son caractère cancérigène. L'hydrazine a été synthétisée la première fois en 1895 et sa première utilisation date de 1941 dans le mélange B-stoff (hydrate d'hydrazine), pour propulser l'avion fusée Messerschmitt Me 163 Komet. La première utilisation de l'hydrazine anhydre comme monergol est en 1959 pour l'atterrisseur lunaire Able-4. Aujourd'hui l'hydrazine spatiale et ses dérivés sont principalement utilisés pour les moteurs de contrôle d'attitude et d'orbite en monergol et comme bi-ergol UDMH/N_2O_4 pour les étages supérieurs des fusées Soyouz et Ariane5 (Aestus), pour sa facilité de stockage en dessous de 20 °C, son caractère hypergolique et ses performances.

L'hydrazine dans la propulsion spatiale ne représente qu'une petite partie de sa production, son utilisation principale étant dans les polymères et l'agriculture. L'agence européenne pour les produits chimiques

(ECHA) a mis en place la réglementation REACh dans le but de protéger la santé et l'environnement, tout en prenant en compte la compétitivité de l'Europe. L'hydrazine est aujourd'hui classée comme substance très préoccupante par la réglementation REACh pour son caractère Cancérogène, Mutagène et Reprotoxique (CMR), et sa toxicité. Le caractère cancérigène de l'hydrazine place le produit dans la catégorie de cancérogénicité 1B[2]. Les seuils de toxicité de l'hydrazine ont été actés le 4 juin 1998 (15). Le seuil d'effets létaux à 663 ppm pour un temps d'exposition de 60 minutes et le seuil d'effets réversibles à 20 ppm, ce qui place l'hydrazine dans les produits hautement toxiques. Heureusement, le seuil de détection olfactif est de 3,7 ppm, et est donc inférieur au seul instantané d'irréversibilité. La toxicité de l'hydrazine est d'autant plus problématique que sa pression de vapeur saturante est importante à température ambiante.

La prise de conscience environnementale récente et les nouvelles réglementations ont donné lieu à l'apparition d'une recherche de « carburants verts », dans le but de réduire l'impact de ces produits sur l'environnement et minimiser les risques pour l'homme.

2.1.2. Solutions existantes

Dans le but de supprimer totalement l'utilisation de l'hydrazine dans la propulsion spatiale, de nombreuses alternatives sont proposées. Une des alternatives qui a vu le jour dès les années 1960 est la propulsion électrique. La propulsion électrique propose une impulsion spécifique de l'ordre de 2000 s, mais une poussée de seulement quelques millinewton (16). Cette faible poussée induit des temps de transition très longs mais la simplicité du moteur et le faible débit permet un gain de masse important pour les satellites et facilite l'intégration des propulseurs. Aujourd'hui les moteurs à effet Hall et les moteurs ioniques T5 ont atteint le niveau technologique TRL9 et sont aujourd'hui étudiés pour devenir compétitifs. En 2015 le premier satellite tout électrique de télécommunication a été lancé : le 702SP Boeing montre une masse totale de 1500 à 2300 kg, près d'un tiers de la masse des satellites semblables propulsés par des moteurs chimiques. Malheureusement la très faible poussée induit une réactivité moindre par rapport aux moteurs à hydrazine. De plus, une contrainte supplémentaire est appliquée sur les satellites tout électrique puisque le temps de transition jusqu'à l'orbite géostationnaire passe de 8 h à 9 mois, ce qui induit un temps d'exposition dans la ceinture de Van Allen beaucoup plus important et donc un endommagement des circuits (17).

Dans le but d'assurer un temps réduit de mise à poste, de nombreuses recherches sont réalisées afin de proposer un ergol vert pour succéder au moteur à hydrazine. Les lignes maîtresses qui guident le développement des nouveaux propulseurs sont : le coût, la faible toxicité, le caractère non-CMR des ergols et la densité spécifique. Dans le but de minimiser les coûts de production et de manipulation, la recherche d'une pression de vapeur saturante faible est également un critère pour minimiser les risques d'inhalation. On trouve dans la Table 2 un état de l'art des ergols susceptibles de remplacer l'hydrazine (18). La recherche sur les ergols verts s'est orientée vers trois familles particulières : le peroxyde d'hydrogène, les NOFB (Nitrous Oxyde Fuel Blend) et les mélanges à base d'ADN (Dinitramide d' Ammonium).

Il convient d'ajouter qu'un moteur utilisant le peroxyde d'hydrogène à 99 % a également été étudié. L'impulsion spécifique de celui-ci atteindrait 180 s face à 220 s pour l'hydrazine (19). Expérimentalement,

[2] Catégorie 1B : Substances dont le potentiel cancérogène pour l'être humain est supposé (données animales) selon le règlement européen

un moteur a été réalisé et a montré une impulsion spécifique de 175 s (97 % de la valeur théorique) (20). De la même façon que l'hydrazine, le peroxyde d'hydrogène offre également la possibilité d'opérer des démarrages à froid contrairement aux autres candidats d'ergols verts qui nécessitent un préchauffage du lit catalytique ou un allumeur nécessitant d'importantes puissances. De plus, l'utilisation du peroxyde d'hydrogène pour les SCAO pourrait aller de paire avec un moteur d'apogée hybride, n'utilisant ainsi qu'un seul réservoir pour tout le système propulsif.

Le peroxyde d'hydrogène a également été étudié en tant qu'oxydant par le TNO (the Netherlands Organization for Applied Scientific Research) dans le but de réaliser un mélange hypergolique. Cette recherche n'ayant pas donné de résultats probants, il a été nécessaire d'ajouter un système de décomposition par catalyseur, introduisant ainsi les problématiques des catalyseurs (cyclages thermiques, allumages retardés). Il a donc été nécessaire d'ajouter un propagateur de flamme pour faciliter et stabiliser l'allumage du mélange. Pour éviter un système d'injection complexe, les monergols prémélangés ont été développés. L'agence spatiale suédoise a donc étudié les mélanges carburant peroxyde d'hydrogène (HPFB) et les mélanges carburant oxyde nitrique (NOFB). Ces liquides offrent des performances propulsives intéressantes pour des systèmes mono-injecteur, proche de 300 s pour les NOFB. En revanche, la proximité du carburant et du comburant rend ces liquides fortement inflammables et parfois explosifs, et donc difficiles à manipuler.

Table 2 : Alternatives vertes à l'hydrazine (18)

	N_2H_4 single chemical monopropellant		AF-M315E HAN-based ionic liquid blend		LMP-103S ADN-based ionic liquid blend		N_2O single chemical monopropellant		90% peroxide water/H_2O_2 blend		NOFBX N_2O/hydrocarbon blend	
Basic performance												
Density, g/cc	⊙	1.00	●	1.47	●	1.26	○	0.79	●	1.44	⊙	0.94
Specific impulse, s	●	240	●	250	●	245	○	170	○	148	●	310
Relative ρI_{sp}[a]	⊙	Baseline	●	+50%	⊙	+30%	○	−40%	○	−10%	⊙	+20%
Relative demonstrated thruster life[a]	⊙	Baseline	⊙	30%	⊙	50%	○	1%	⊙	— —		Unknown
Relative electrical requirements[a]	⊙	Baseline	⊙	2 × thruster preheat power	⊙	2 × thruster preheat power	⊙	2 × thruster preheat power		— —	⊙	High-voltage igniter
Operable duty cycle range	●	Unlimited	●	Unlimited		Unknown	●	Unlimited	●	Unlimited		Unknown
Materials compatibility[a]	●	— —	⊙	— —	●	— —	⊙	— —	○	— —	⊙	— —
Plume constituents	●	— —	●	— —	●	— —	○	Corrosive	○	Corrosive	●	
Vapor pressure	●	Low	●	Low	●	Low	○	High	●	Low	○	High
Toxicity	⊙	Medium	●	Low	⊙	Medium	●	Low	○	Low	●	Low
Environmental impact	⊙	— —	●	— —	●	— —	●	— —	●	— —	●	— —
Open container safe	○	No	●	Yes	○	No	○	No	○	No	○	No
Explosion hazard												
Compression limit	●	14:1	●	28:1	●	7:1–14:1		Unknown		Unknown		Unknown
NOL card gap test (no. of cards)	●	Negative at 0	●	Negative at 0	⊙	18–55		Unknown	●	Negative at 0		Unknown
Impact sensitivity, kg-cm (E_{50})	●	>200	⊙	126	⊙	83		Unknown		Unknown		Unknown
Critical diameter, cm	●	— —	●	>10	⊙	1.0		Unknown	⊙	2.0		Unknown
Fire hazard	○	— —	●	— —	⊙	— —	○	— —	○	— —	○	— —
Total system mass[a]	⊙	Baseline	●	−20%	●	−10%	○	+35%	⊙	+15%	●	−10%
Total system cost[a]	⊙	Baseline	⊙	+20%	⊙	+20%		Unknown	⊙	+10%	⊙	+20%
Total system reliability[a]	⊙	Baseline	●	— —	●	— —	⊙	— —	○	— —		Unknown

Les liquides ioniques sont également prometteurs comme liquides énergétiques verts. Ces liquides sont des sels dont la température de fusion est inférieure à 100°C. Nous nous intéressons particulièrement aux liquides ioniques à l'état liquide à température ambiante. Trois sels ioniques sont principalement étudiés : le HNF (Nitroformate d'hydrazine), HAN (nitrate d'hydroxylammonium) et l'ADN (dinitramide d'ammonium). Le HNF nécessite l'utilisation d'hydrazine pour sa synthèse, ce qui pourrait le mener à apparaître sur la liste des substances préoccupantes de la réglementation REACh. Le HAN et l'ADN ont quant à eux des forts taux de subtilité dans l'eau (respectivement 95 et 78 %), ce qui les rend très intéressants pour doper des ergols existants.

Table 3 : Caractéristique des propulseurs GR-1 et GR-22

	GR-1	GR-22
Rapport de section tuyère	100:1	100:1
Pression de la chambre (bar)	6,9 – 37,9	6,9 – 37,9
Poussée (N)	0,26 – 1,42	5,7 – 26,9
Isp maximale (s)	231	248
Nombre de pulses	11 107	944

La NASA a également réalisé de nombreuses recherches sur les monergols verts pour aboutir au propulseur GPMI AF-M315E (21) basé sur l'Hydroxylammonium Nitrate (HAN) qui est compatible avec la plupart des éléments des moteurs à hydrazine. Seules les vannes propulseur et vannes de services nécessitent des modifications pour des raisons de compatibilité matériaux (12). Finalement ce propulseur atteint une densité d'impulsion spécifique (ρISP) 50 % supérieure à celle de l'hydrazine, ce qui implique une masse totale du système diminuée de 20 % (Table 2). Les moteurs GPMI AF-M315E sont aujourd'hui au niveau technologique TRL8 et attendent un premier lancement pour atteindre le niveau TRL9. Deux moteurs de 1N et 22N ont été développés (Figure 1) et atteignent respectivement des impulsions spécifiques de 231 s et 248 s (Table 3). On notera que l'augmentation du coût du moteur pourrait être compensée par la diminution du coût de manutention grâce à la diminution des risques de manipulation dû à la non-toxicité du produit.

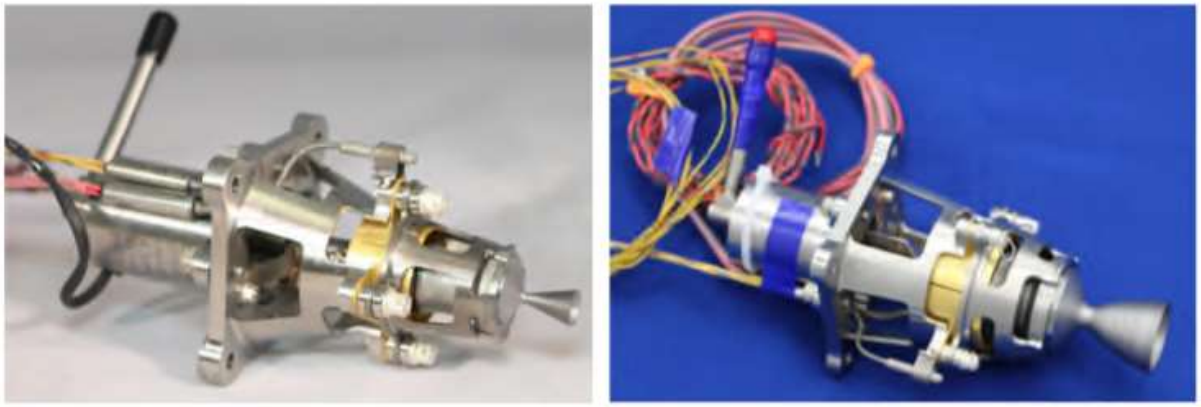


Figure 1: Propulseurs GPIM GR1 (gauche), GR22 (droite) (21)

La Suède a également proposé un ergol vert successeur de l'hydrazine à travers la Swedish Space Corporation (FOI) (22). La recherche sur l'ADN a débuté à Moscou en 1971 à l'Institut de Chimie Organique de Zelinsky, et a attiré l'attention de la FOI (Forskningsinstitut) en 1990. Les premières recherches

portant sur l'ADN avaient pour but de remplacer le perchlorate d'ammonium dans les moteurs solides, et de remplacer l'hydrazine dans les propulseurs de contrôle d'attitude et d'orbite. Les caractéristiques de l'ADN sont décrites dans la Table 4. Deux monergols ont ainsi été développés, le LMP-103S et le FLP-106 dont les compositions sont décrites dans la Table 5. Le méthanol est utilisé comme réducteur pour compenser la balance positive en oxygène de l'ADN. L'eau permet de stabiliser l'ergol et diminuer la température de combustion, et l'ammoniac agit comme stabilisant mais permet également d'aider la dissolution de l'ADN (12).

Les essais ont montré une décomposition à une température supérieure à 130 °C et une stabilité à long terme permettant d'être stocké et utilisé pendant 20 ans. Avec une impulsion spécifique de $245\ s$, le LMP-103S montre également des performances très supérieures à l'hydrazine (Table 2), mais montre une sensibilité supérieure aux stimuli extérieurs. Cet ergol entre donc dans la catégorie de transport de matières pyrotechniques 1.4S ce qui le rend coûteux à transporter. Au niveau technologique TRL7, le LMP-103-S présente en revanche le même point faible que l'hydrazine : il ne permet pas de démarrage à froid et nécessite donc des réchauffeurs.

Table 4 : Caractéristiques thermodynamiques de l'ADN

Propriétés	valeurs
Masse molaire (g/mol)	124,07
Balance en oxygène	+ 25,79 %
Point de fusion (°C)	93,2
Enthalpie de formation (kJ/mol)	-134,6
Enthalpie de combustion (kJ/mol)	437,0
Densité (liquide) (g/cm^3)	1,68

Table 5 : Composition des monergols LMP-103S et FLP-106

Propellant	Composition	(%)
LMP-103S	ADN	63,0
	Méthanol	18,4
	Ammoniac	4,7
	Eau	13,9
FLP-106	ADN	64,6
	"F-6"	11,5
	Eau	23,9

De nombreux propulseurs sont aujourd'hui proposés pour succéder aux propulseurs à hydrazine, proposant des impulsions spécifiques entre 200 s et 260 s. Ces propulseurs sont présentés dans la Table 6.

Table 6 : Etat de l'art des propulseurs verts

Propulseur	Monergol	Fabriquant	Poussée (N)	Impulsion spécifiques (s)	Statut TRL
GR-1	AF-M315E (HAN)	Aerojet Rocketdyn	0,26-1,42	231	TRL6
GR-22	AF-M315E (HAN)	Aerojet Rocketdyn	5,7-26,9	248	TRL5
1N HPGP	LMP-103S (ADN)	ECAPS	0,25-1,00	204-235	TRL8
HYDROS	Eau (hydrolyse)	Tethers Unlimited	0,2-0,6	258	TRL5
BGT-X5	AF-M315E (HAN)	Busek	0,5	220	TRL5

Dans le cadre du projet Rheform, une coopération entre la FOI, le DLR et l'institut Pprime a été réalisée pour étudier les systèmes d'allumage à partir des monergols LMP-103S et FLP-106 (23). Une étude a été réalisée sur les catalyseurs dans le but d'augmenter leurs performances. La conception de catalyseurs monolithiques est rendue possible grâce à l'impression 3D et permet une meilleure tenue aux cycles thermomécaniques dus à l'importante température de décomposition des monergols verts à base d'ADN : respectivement 1600 °C et 1900 °C pour les monergols FLP-106 et LMP-103S contre 900 à 1000 °C pour l'hydrazine. Dans le but de supprimer l'allumage par catalyseur, des allumages thermiques, laser et résistifs ont également été testés. L'allumage résistif a été réalisé grâce à la décharge de trois condensateurs de 1000 µF dans une goutte de monergol. Malgré des résultats préliminaires concluants en 2005 (14), la décomposition de ces monergols n'est pas amorcée par allumage résistif. L'allumage par laser a été testé avec un laser pulsé Nd-Yag avec des pulses de 10ns et de 100 à 320 mJ sur des gouttes en lévitation, mais les résultats n'ont pas pu montrer un allumage des ergols sous le claquage du laser. Des essais d'allumage thermique ont également été réalisés au DLR sur le site de Lampoldshausen. Une torche H_2-O_2 pilote initiée à l'aide d'une bougie a été utilisée comme source de chaleur pour initier la combustion des monergols (Figure 2).

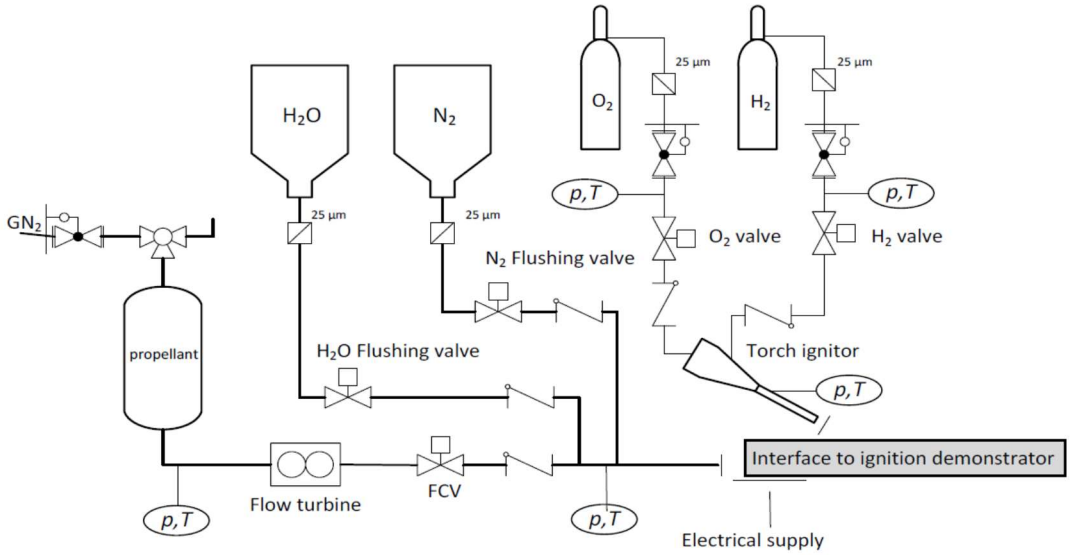


Figure 2 : Schéma du montage d'allumage par torche (24)

L'injection de monergol a été réalisée à l'aide d'un réservoir à 26 bars et un débit de 98 g/s. La Figure 3a montre l'allumage de la torche H_2-O_2 suivi de l'injection de FLP-106 après 120 ms. Un changement de couleur de la flamme montre une combustion du monergol mais la Figure 3c montre que la flamme ne s'auto-entretient pas malgré la flamme pilote allumée. Un essai équivalent a été réalisé avec le LMP-103S et a montré des résultats similaires. Finalement, ces deux monergols ont été synthétisés pour une décomposition sur un lit catalytique, mais ne propagent pas de flamme et donc ne sont pas utilisables avec un autre système d'allumage non-continu.

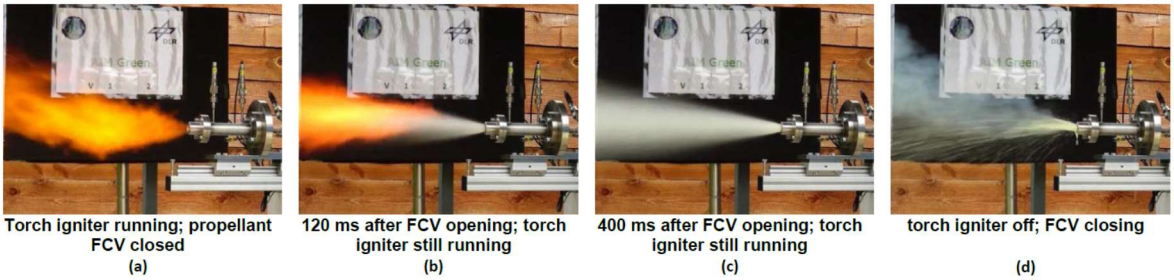


Figure 3 : Allumage du FLP-106 à l'aide d'une flamme pilote (24)

2.1.3. La combustion auto-entretenue, un critere de performance supplementaire

Le caractère vert des monergols alternatifs à l'hydrazine est nécessaire mais non suffisant. En effet, ces nouveaux produits doivent proposer une performance proche de celle de l'hydrazine. L'impulsion spécifique d'un moteur étant directement liée à la température de la chambre, l'augmentation de la performance induit une augmentation de la température de décomposition des monergols. Les moteurs de contrôle d'attitude étant utilisés sous forme de pulses, les lits catalytiques subissent des cyclages thermiques d'autant plus importants que la température est élevée. Ces catalyseurs sont donc dégradés au fur et à mesure des cycles et augmentent la consommation des moteurs. Un allumage thermique du monergol permettrait de se passer d'un catalyseur, mais nécessite une flamme auto-entretenue : c'est le critère retenu par l'équipe japonaise pour le développement d'un monergol vert basé sur l'ADN (25). Le monergol est un mélange de 30% d'ADN, de 50% de MMAN (méthylammonium nitrate) et de 20% d'Urée dont la composition a été déterminée pour maximiser l'impulsion spécifique théorique du mélange tout en conservant une température adiabatique de flamme inférieure à la tenue en température de la chambre.

L'objectif de leur étude est de déterminer la pression limite à partir de laquelle la combustion du monergol est auto-entretenue. Pour cela le liquide est placé dans un tube de quartz de 10 mm de diamètre dans une enceinte pressurisée et dont la pression est maintenue à l'aide d'un orifice calibré. Le monergol est allumé à l'aide d'un solénoïde de nichrome et un thermocouple traversant le tube permet de mesurer la température de flamme. Un thermocouple de 25 µm est utilisé pour atteindre une fréquence de coupure élevée (Figure 4). Les résultats montrent que la combustion du monergol s'auto-entretient à partir d'une pression avoisinant les 10 bars (Table 7), ce qui est compatible avec un fonctionnement dans les moteurs de contrôle d'attitude. L'auto-entretient de la combustion à partir d'une pression de 10 bars est un atout pour la sécurité du produit mais pose une condition de pression pour l'allumage du moteur.

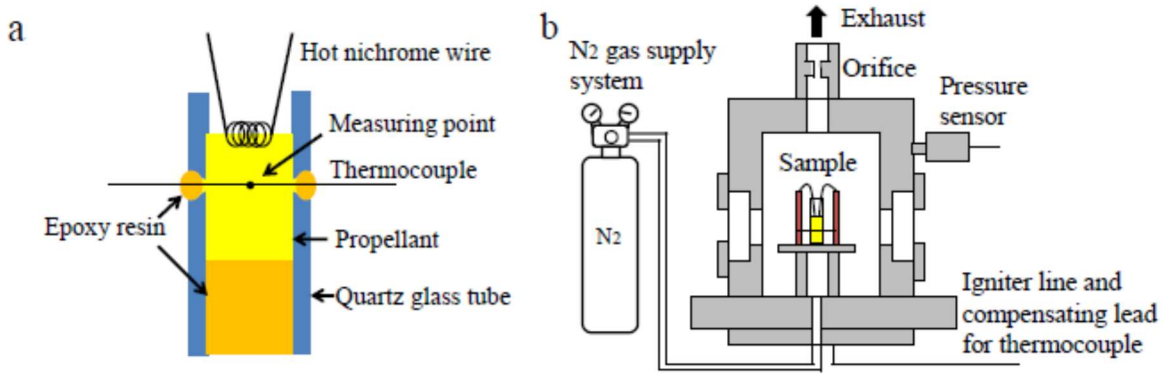


Figure 4 : a) Section en coupe du tube de quartz; b) chambre pressurisée (25)

Table 7 : Résultats des essais d'allumage du mélange 30 % ADN, 50 % MMAN, 20 % Urée

Pression de chambre (MPa)	Pression combustion (MPa)	Combustion auto-entretenue
0,15		Non
0,5	0,39	Non
1	0,96	Oui
2	1,8	Oui
3	2,5	Oui

2.2. ETAT DE L'ART DES SIMULATIONS DE MOTEURS LIQUIDES ET SOLIDES

2.2.1. MODELISATION DE MOTEUR SOLIDE

Les liquides ioniques énergétiques ont un comportement en combustion qui peut être considéré en première approche comme analogue à celui des propergols solides, dans la mesure où leur composition prémélangée réunit les fonctions oxydantes et réductrices propices à une combustion auto-entretenue. Les moteurs solides ont hérité de nombreuses connaissances sur la combustion des poudres propulsives dont la poudre noire utilisée depuis le treizième siècle pour la propulsion de projectiles. Principalement développés pour des applications militaires, les moteurs solides ont fait leur apparition dans les activités spatiales civiles en 1945. Parce que le grain de propergol isole thermiquement les parois du moteur, les simulations numériques portent principalement sur le calcul des performances propulsives et la modélisation de l'allumage des propergols.

Calcul de performance d'un moteur solide

Calcul de performance global

Afin de moduler la poussée durant la combustion des grains, une géométrie particulière est donnée à chaque chargement. Le grain solide régresse dans la direction normale à la surface, sur toute la surface du propergol qui n'est pas inhibée. L'évolution de la géométrie du grain est le facteur principal de l'évolution de la pression. Il existe de nombreux outils permettant de calculer la balistique interne des moteurs à pro-

pergol solide. PIBAL (26) (Propulsion and Internal BAListics) est un logiciel développé par Société Européenne de Propulsion pour prédire les performances d'un moteur solide. Le calcul de la pression de la chambre de combustion en fonction du temps est basé sur l'itération de plusieurs étapes :

- Un calcul géométrique de la surface de combustion du grain de propergol
- Un calcul de la régression de la surface de combustion
- Un calcul du diamètre du col de tuyère en fonction de l'érosion
- Une analyse balistique afin de calculer les performances du moteur
- Une analyse structurale du gain pour connaitre ses contraintes mécaniques

Dans le cadre d'un calcul de performance global d'un propulseur solide, les réactions chimiques en phase gaz ne sont pas calculées, et la vitesse de régression du propergol est basée sur la loi de Vieille. La combustion du propergol est donc simulée par une injection de gaz chaud en fonction des conditions de pression dans la chambre. Les calculs de performance globale d'un moteur solide ne prennent donc pas en compte la réaction chimique et la phase d'allumage.

Combustion de propergols hétérogènes

Les propergols hétérogènes sont composés de grains d'oxydants portés par un liant combustible. L'ajout de particules solides métalliques au combustible est souvent utilisé pour augmenter les performances. La composition des grains d'oxydant est le plus souvent le perchlorate d'ammonium, liée par le polymère polybutadiène. La compréhension de la combustion des propergols hétérogènes nécessite donc une attention particulière sur la combustion des grains à l'échelle microscopique. Des études de combustion des grains à l'échelle microscopique ont donc été réalisées (27). Pour cela, des blocs composés de grains de différentes tailles sont générés aléatoirement, puis complétés par le liant. La thermique du propergol hétérogène est rendue très complexe par la présence d'une multitude de grains de différentes tailles et compositions. La vitesse de régression de chaque grain est calculée indépendamment et permet d'étudier l'influence de la microstructure sur la propagation du front de flamme dans le propergol (Figure 5). Dans ces études, la vitesse de régression des grains n'est calculée qu'avec un modèle 0D ou la vitesse de régression de chaque type de propergol est fixée en fonction de la pression.

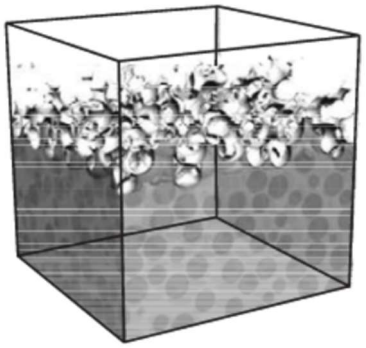


Figure 5 : Front de combustion des grains d'un propergol hétérogène (27)

Allumage des propergols

La plupart du temps, la modélisation de la vitesse de régression des propergols avec la loi de Vieille suffit. En effet, le temps de fonctionnement d'un propulseur solide est très supérieur au délai d'allumage. En revanche, ce type de modélisation ne permet pas d'étudier la montée en pression due à l'allumage et les long-feu expérimentaux. Dans le cadre de l'injection d'un spray de propergol liquide, le faible diamètre des gouttes injectées peut induire un temps d'allumage non négligeable par rapport au temps de régression. De nombreux modèles d'allumage sont proposés dans la littérature et présentés dans l'étude de Harrland et Johnston (28). Deux modèles d'allumage sont présentés ici : le modèle d'allumage par critère de température de peau et l'allumage par loi exponentielle.

Dans le cas de la modélisation de l'allumage sur le critère de la température de peau, il est considéré que c'est un critère sur la température de surface qui détermine l'allumage du propergol. Il est donc nécessaire de pouvoir déterminer la température de surface du propergol, sous l'influence d'un flux thermique. L'équation de la chaleur en 1D instationnaire s'écrit donc :

$$\rho_s c_s \frac{\partial T(x,T)}{\partial t} = \lambda_s \frac{\partial^2 T(x,T)}{\partial x^2} \qquad \text{Eq. 1}$$

Avec les conditions aux limites :

$$\begin{cases} T(x_0,t) = T_s(t) \\ T(-\infty,t) = T_0 \end{cases} \qquad \text{Eq. 2}$$

En introduisant la profondeur de pénétration thermique dans le propergol $\delta_s(t)$ et en considérant le profil thermique dans le propergol comme polynomial d'ordre trois ainsi que la condition au limite suivante :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\Big|_{x=\delta_s} = 0 \qquad \text{Eq. 3}$$

Il est possible de calculer la température de surface T_s :

$$T_s = T_0 + K.\left[\dot{\phi}(t)\int_0^t \dot{\phi}(t)dt\right]^{\frac{1}{2}} \qquad \text{Eq. 4}$$

Avec K une constante et $\dot{\phi}(t)$ le flux thermique appliqué sur la surface du propergol. Finalement, un critère est fixé sur la température d'allumage du propergol, basé sur les mesures expérimentales.

Le modèle d'allumage par loi exponentielle consiste à considérer une réaction de décomposition exothermique en phase gaz, produisant le terme source de chaleur jusqu'à atteindre une température seuil d'allumage du propergol solide. Dans ce cas, la température du propergol est calculée de façon similaire au modèle de température de peau, mais la différence réside dans le calcul du terme source appliqué sur la surface du propergol. En effet, dans le modèle d'allumage par une loi exponentielle, le terme source considéré est défini par le gaz produit par la régression du propergol. Dans ce cas, le débit massique de gaz produit par la régression du propergol est déduit de l'équation de conservation de la masse :

$$\dot{m}_g = \rho_g u_g = \dot{m}_s = \rho_s \dot{r}_s \qquad \text{Eq. 5}$$

Le flux massique est donc :

$$\begin{cases} Ap^n e^{\left(-\frac{E_A}{\mathcal{R}}\left(\frac{1}{T_{igni}} - \frac{1}{T_{surf}}\right)\right)} & si\ T_{surf} < T_{igni} \\ Ap^n & si\ T_{surf} > T_{igni} \end{cases} \qquad \text{Eq. 6}$$

Dans ce modèle le débit massique n'est pas nul mais augmente jusqu'à ce que la température de surface atteigne la température d'allumage, à partir de laquelle le débit est directement calculé avec la loi de Vieille.

2.2.2. Modelisation de moteur liquide

Lors de la combustion dans un moteur bi-liquide, les parois ne sont pas isolées de la flamme par la présence du grain solide. Celles-ci sont donc directement en contact avec la flamme. La flamme d'un mélange LOX/LH_2 cryogénique peut atteindre plus de 3500 K et une pression supérieure à 100 bars ; cela résulte en un flux aux parois avoisinant les 165 MW/m² pour le SSME. Le calcul et la prédiction du flux aux parois des moteurs liquides est donc indispensable pour le dimensionnement de ceux-ci et de leurs systèmes de refroidissement.

Calcul du flux aux parois

Des simulations numériques ont été réalisées par l'équipe de P. Preclik (29) comme point de comparaison avec le calorimètre développé parallèlement. Les simulations numériques ont été réalisées avec le logiciel CryoROC. Pour ces simulations, une injection de liquides supercritiques est considérée. La phase gaz est résolue en Eulérien et la phase liquide en Lagrangien. Les équations de Navier-Stokes sont résolues en compressible à l'aide d'une méthode de volumes finis. La turbulence est modélisée par un modèle k-ϵ et la phase dispersée est modélisée comme discrète dans le gaz.

L'injection est le critère prépondérant sur le flux thermique généré sur les parois. Pour la modélisation de l'injection, une attention particulière est portée sur la distribution de gouttes produites par l'injecteur et à la forme du spray généré. L'injection est divisée en trois colonnes d'injection en considérant une injection axisymétrique. L'oxygène est injecté sous forme liquide et l'hydrogène sous forme gazeuse en considérant les deux espèces mélangées. La taille des gouttes d'oxygène est divisée en 10 classes différentes de 10 microns à 170 microns.

Le calcul du flux thermique est donc, avec le calcul de performance moteur, l'un des objectifs principaux des simulations numériques dans les moteurs bi-liquides. Pour cela, le calcul de la flamme diphasique n'est pas suffisant. En effet, la modélisation du circuit de refroidissement de la chambre est également nécessaire. Pour cela, une modélisation 1D du circuit de refroidissement a été réalisée pour évaluer le coefficient d'échange. Une corrélation de Nusselt est utilisée, adaptée à la géométrie du système de refroidissement (Eq. 7).

$$Nu = 0{,}0012 f_{cs} Re^{0{,}87} Pr^{0{,}40} \qquad \text{Eq. 7}$$

Les parois sont donc simulées par une couche mince dans laquelle n'est calculée que la conduction radiale. Finalement, le calcul du flux aux parois est itéré avec le calcul des gaz chauds de la chambre jusqu'à convergence des deux domaines. Les résultats en champs de température sont présentés sur la Figure 6.

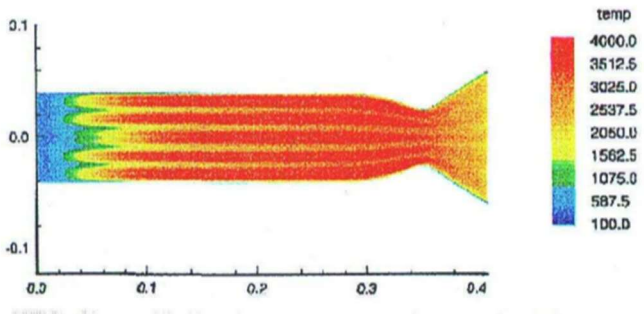


Figure 6 : Distribution de température dans la chambre de combustion LOX/LH2 simulée (29)

Théorie de la loi du d²

La loi du d² est le modèle le plus utilisé numériquement pour simuler l'évaporation et la combustion de gouttes en phase dispersée. La loi du d² a été proposée en 1950 par Godsave (30). Elle décrit l'équilibre des flux de masse et d'énergie d'une goutte mono composante immobile dans un milieu au repos. Les hypothèses du modèle sont présentées ci-dessous :

Hyp 1 la goutte est immobile et la gravité négligée, la goutte est considérée comme une sphère parfaite.
Hyp 2 La pression est inférieure à la pression critique
Hyp 3 La pression du gaz est constante
Hyp 4 L'état d'équilibre est contrôlé par la diffusion de la vapeur du carburant
Hyp 5 Les propriétés du gaz sont constantes et le nombre de Lewis est égal à 1
Hyp 6 La goutte liquide est constituée d'une seule espèce
Hyp 7 La température de la goutte est uniforme
Hyp 8 Les effets radiatifs sont négligés

Les équations de conservation sont les suivantes :

Equation de continuité

$$\frac{d}{dr}\left(\rho_g v_g r^2\right) = 0 \qquad \text{Eq. 8}$$

$$\frac{d}{dr}\left(\rho_g Y_{F,surf} v_g r^2 - \rho_g D r^2 \left(\frac{dY_F}{dr}\right)_{surf}\right) = 0 \qquad \text{Eq. 9}$$

Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{d}{dr}\left(\rho_g C_p T_g v_g r^2 - \lambda_g r^2 \frac{dT_g}{dr}\right) = 0 \qquad \text{Eq. 10}$$

L'intégration de l'équation 8 donne :

$$r^2 \rho_g v_g = cte \qquad \text{Eq. 11}$$

L'intégration de l'équation 9 donne :

$$\rho_{surf} v_{surf} = \rho_{surf} Y_{F,surf} v_{surf} - \rho_{surf} D \left(\frac{dY_F}{dr}\right)_{surf} \qquad \text{Eq. 12}$$

$$v_s = \frac{D\left(\frac{dY_F}{dr}\right)_{surf}}{Y_{F,surf} - 1} \qquad \text{Eq. 13}$$

En posant : $b = \frac{Y_F}{Y_{F,surf} - 1}$ on obtient :

$$v_s = D\left(\frac{db}{dr}\right)_{surf} \qquad \text{Eq. 14}$$

Après intégration on obtient :

$$\frac{r v_{surf}}{D} = \ln\left(\left(b_\infty - b_{surf}\right) + 1\right) \qquad \text{Eq. 15}$$

Où on définit $b_\infty - b_{surf} = \frac{Y_{F,surf} - Y_{F,\infty}}{1 - Y_{F,surf}} = B_M$ le nombre de Spalding massique. Le flux massique lors de l'évaporation de la goutte est donc défini par :

$$\dot{m} = \rho_g v S = 4\rho\pi r D \ln(1 + B_M) \qquad \text{Eq. 16}$$

En écrivant : $\dot{m} = -\frac{d}{dt}\left(\frac{4}{3}\pi r_l^3 \rho_l\right)$ on obtient

$$\frac{d}{dt}\left(d_l^2\right) = -\frac{8\pi\rho_g D}{\rho_l} \ln(1 + B_M) \qquad \text{Eq. 17}$$

Finalement en posant $K_{ev} = -\frac{8\pi\rho_g D}{\rho_l} \ln(1 + B_M)$ on obtient la loi du d² :

$$d_l^2(t) = {d_0}^2 - K_{ev} t \qquad \text{Eq. 18}$$

La température de la goutte est donnée en intégrant l'équation de conservation de l'énergie (Eq. 10). Dans certains cas, la loi du d² n'est pas suffisante pour décrire le comportement de la goutte dans son environnement. En effet, celle-ci ne permet pas la prise en compte d'une période instationnaire de chauffage sans évaporation, de la variation des propriétés physico-chimiques du liquide avec la température, ou de la convection due au mouvement de la goutte dans son environnement. Pour cela, de nombreux modèles et corrections ont été apportés à la loi du d². La loi en d² suppose donc un équilibre entre les phases liquide et vapeur. Or, la pression de vapeur saturante des liquides ioniques étant très faible voire non mesurable, une observation expérimentale du mode de "consommation" de la goutte est nécessaire pour adapter cette loi à notre application particulière.

Influence de l'injecteur

L'efficacité de la combustion des moteurs bi-liquide réside dans le mélange des deux espèces. C'est donc l'injection liquide, et plus particulièrement la taille des gouttes qui pilote la performance des propulseurs bi-liquides. Une étude a été réalisée par Jiang T. L. *et al.* (31) sur l'influence de la distribution du spray sur la pression de chambre et la température des parois qui sont deux critères de dimensionnement d'un moteur (Figure 7).

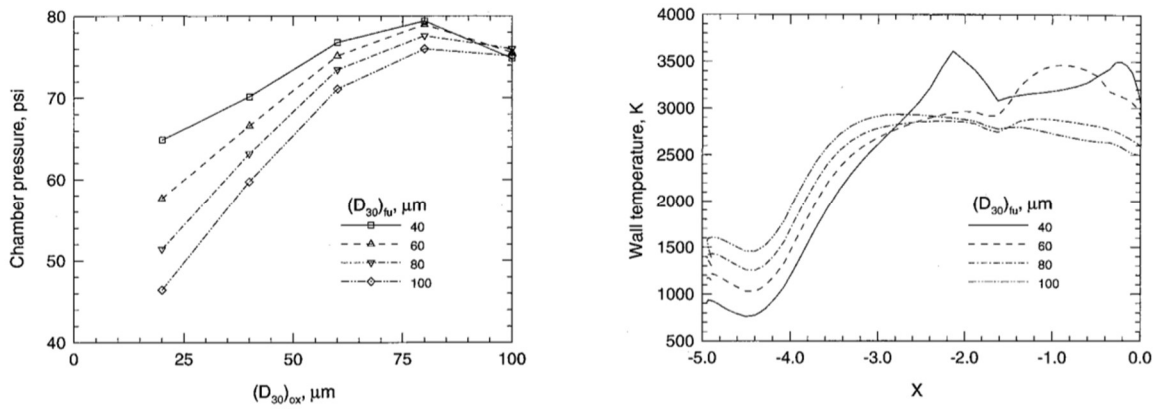


Figure 7 : Pression chambre en fonction de la distribution de l'injection (à gauche), température des parois en fonction de la distance au col et de la distribution d'injection (à droite) (31)

Les résultats montrent une performance maximale pour la pression de chambre pour les diamètres de gouttes de carburant minimum. On remarquera tout de même l'exception pour le diamètre $(D_{30})_{ox}$ d'oxydant de 100 µm. En ce qui concerne la distribution des gouttes d'oxydant, les résultats montrent un maximum de pression pour un diamètre de 75 µm. L'auteur justifie ce maximum par une évaporation trop rapide des gouttes d'oxydant lorsque le diamètre de celles-ci est trop faible, ce qui entrainerait un mauvais mélange. Il est donc nécessaire de réaliser une étude complète du système d'injection et de la chambre pour maximiser l'efficacité du mélange des vapeurs. Concernant le résultat en température des parois, les distributions de gouttes les plus fines résultent en des températures de paroi plus élevées. Cette étude montre qu'un diamètre optimal des gouttes injectées peut être déterminé afin de maximiser la pression dans la chambre de combustion tout en minimisant le flux thermique aux parois. Le refroidissement des matériaux permet de s'assurer l'intégrité des matériaux des chambres de combustion

2.2.3. Modelisation numerique de la decomposition de liquide ionique sur un catalyseur

La majorité des études sur les monergols verts concernent des allumages catalytiques. Peu de littérature existe sur les modélisations numériques des propulseurs utilisant ces monergols verts. Les monergols développés par la FOI ont montré des résultats expérimentaux prometteurs. Afin de permettre un développement de nouveaux moteurs, une équipe de la School of Mechanical, Electronic and Control Engineering de Pékin a réalisé des simulations numériques dans le but de modéliser le fonctionnement du moteur 1 N développé par l'équipe de Wingborg (32). Les simulations ont été réalisées avec ANSYS Fluent ; les paramètres de la simulation sont répertoriés dans la Table 8 et un mécanisme de décomposition de l'ADN à 7

étapes et 11 espèces est proposé à partir de la littérature. Les simulations sont réalisées avec un modèle de turbulence $k - \epsilon$ et un modèle d'évaporation multi-composant est utilisé pour l'évaporation du mélange.

Table 8 : Modélisation de la décomposition du monergol ADN-eau-Méthanol (32)

	Paramètres	Valeur
Phase liquide	Densité (kg.m^{-3})	1290
	capacité calorifique (J.kg^{-1}.K^{-1})	2350
	Viscosité (mPa.s)	4,60
	Chaleur latente (kJ.kg^{-1})	1425,7
	Point d'ébullition (K)	400
	chaleur spécifique à 20 °C (kJ.K^{-1}.kg^{-1})	2,35
Phase gazeuse	Densité (kg/m3)	Gaz parfait
Conditions aux limites initiales	Flux de masse entrée (kg.s^{-1})	4,8e-4
	Pression d'entrée (MPa)	1
	Température d'injection (K)	300
	Température de préchauffage (K)	470
	Fraction massique d'ADN	0,63
	Fraction massique de CH_3OH	0,11
	Fraction massique de H_2O	0,26

La modélisation du spray est basée sur une mesure expérimentale de tailles et vitesses de gouttes. Nous pouvons remarquer que, bien qu'ils aient défini une température d'ébullition, la première étape du mécanisme qu'ils considèrent est la réaction de l'ADN avec le catalyseur. La température d'ébullition renseignée serait donc la température d'ébullition du mélange ADN-eau-éthanol. Finalement, l'influence du flux de masse et de la porosité du catalyseur sur la performance et la température dans le moteur sont étudiés. La pression de chambre est comparée à la valeur expérimentale mesurée sur le démonstrateur de la FOI et montre un bon accord en pression. La comparaison des pressions permet de vérifier que les bilans énergétiques sont comparables, mais ne peut donner aucune information sur la validité du mécanisme de décomposition et les réactions chimiques.

La modélisation de la combustion de liquides se décompose habituellement en une première étape d'évaporation, puis une ou plusieurs étapes de réactions chimiques en phase gaz. Les liquides ioniques étant caractérisés par des pressions de saturation extrêmement faibles, l'évaporation ne permet pas d'expliquer le changement d'état des liquides ioniques énergétiques. Dans le cas de ces composés, le passage de la phase liquide à la phase gaz serait donc expliqué par la décomposition du liquide. Dans cette étude, la décomposition de la phase liquide est modélisée par une réaction chimique de type Arrhenius entre l'ADN et le catalyseur. Dans le cas d'une décomposition thermique il n'est donc pas possible de modéliser le changement de phase d'un liquide ionique énergétique avec un modèle d'évaporation habituel (loi d'Antoine, Clausius-Clapeyron). Il est donc nécessaire de proposer un modèle pour la décomposition du liquide.

2.3. PRESENTATION DE LA DEMARCHE D'ETUDE DES NOUVEAUX ERGOLS

2.3.1. ETUDE DES CARBURANTS LIQUIDES

Etude de la cinétique de décomposition des liquides ioniques

Mécanisme de décomposition des liquides ioniques non énergétiques

Dans le but de modéliser la décomposition des liquides ioniques, une attention toute particulière est portée sur les études de stabilité thermique des liquides ioniques utilisés comme solvant. En effet ce domaine des liquides ioniques a été très largement exploré pour caractériser les solvants à haute température (33). Le choix de l'anion et du cation permet de classer le liquide dans une famille afin d'avoir une approximation de sa température de dégradation thermique. La TGA (analyse thermogravimétrique) est la méthode de mesure privilégiée pour la caractérisation de la dégradation thermique. Afin de modéliser la dégradation de ces liquides, les mécanismes de décomposition ont été étudiés. Pour établir ces mécanismes, la principale démarche est la combinaison d'un spectromètre de masse (MS), avec une étape de décomposition : on trouvera donc par exemple la TGA-MS, la pyrolyse-MS ou la Thermal Desorption Mass Spectroscopy (TDMS). Le spectromètre de masse a pour rôle de détecter la présence des espèces et leurs masses. Ces méthodes sont couplées avec des calculs de Théorie Fonctionnelle de la Densité pour vérifier les résultats expérimentaux. Les calculs de DFT (Density Functional Theory) sont des calculs quantiques qui ne sont pas résolus de façon exacte (type ab-initio), mais utilisent des approximations ou sont corrélés avec des données expérimentales.

Cinétique de décomposition des liquides ioniques avec la méthode à modèle imposé

Les liquides ioniques énergétiques ont quant à eux été étudiés dans le but d'obtenir une cinétique chimique. Avec des pressions de vapeur saturante extrêmement basses (10^{-10}-10^{-14} Pa), ils sont de bons candidats pour des ergols ou des explosifs face aux stockages de longue durée. C'est pour cette raison que l'Ammonium Nitrate (AN), les sels d'hydrazine et l'ADN ont été largement étudiés. Afin de proposer une cinétique de décomposition de sels de ces quatre familles (AN nitrate d'ammonium, 4ATCl chlorure de 4-aminotriazolium, 4ATN nitrate de 4-aminotriazolium, HEHN nitrate d'hydroxylethyl-hydrazinium) Chowdjury & Thynell ont utilisé la méthode suivante (34) : Dans un premier temps les sels ont été décomposés à l'aide d'une thermolyse rapide, puis les produits de décomposition sont transportés dans un spectromètre infrarouge à transformée de Fourrier (FTIR spectrometer) couplé à un spectromètre de temps de vol (MS) afin d'obtenir les courbes de fractions molaires des espèces au cours du temps avec une résolution temporelle de 50 ms (Figure 8).

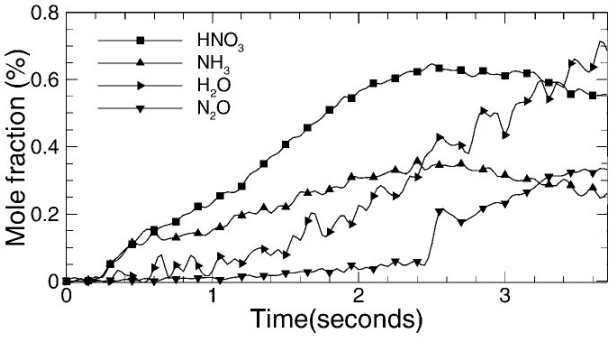


Figure 8 : Fraction massique des espèces en fonction du temps pour la décomposition de l'AN (34)

Un mécanisme réactionnel simple est ensuite proposé avec une ou deux étapes (auto-catalytiques) si une étape ne suffit pas. Pour l'exemple de l'AN, le mécanisme auto-catalytique proposé est le suivant :

$$NH_4NO_3 \rightarrow NH_3 + HNO_3 \qquad \text{Eq. 19}$$

$$NH_4NO_3 + HNO_3 \rightarrow NH_3 + HNO_3 + HNO_3 \qquad \text{Eq. 20}$$

Les paramètres des lois d'Arrhenius des deux réactions précédentes sont pris comme variables d'une optimisation génétique dont l'objectif est d'approcher la courbe cible, ici la courbe de fraction molaire de HNO_3 (Figure 9). Les coefficients macroscopiques sont donc optimisés pour refléter au mieux l'expérience.

Déterminer une cinétique de décomposition grâce à la méthode à modèle imposé permet d'obtenir un mécanisme cinétique à peu d'étapes, facilement transposable à un modèle code de CFD. En revanche, cette méthode d'analyse nécessite une importante expertise pour réaliser le couplage des moyens d'analyse.

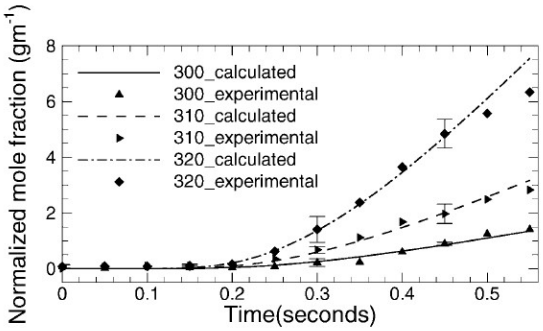


Figure 9 : Comparaison entre la fraction molaire expérimentale et calculée pour l'espèce HNO_3 (34)

Modélisation d'une décomposition à une étape grâce à la méthode isoconvertionnelle

La méthode isoconvertionnelle permet également de représenter la cinétique chimique d'une réaction, mais seulement avec une étape globale. La méthode est basée sur la détermination d'une énergie d'activation pour chaque degré de conversion de la réaction. Pour cela, elle se base sur un certain nombre de DSC à différentes vitesses de chauffage (35). Il existe deux formulations pour déterminer l'énergie d'activation appelées de façon simplifiée la formulation d'Ozawa et la formulation de Kissinger. La formulation d'Ozawa (36) est basée sur l'équation suivante :

$$\ln(\beta) = c - 1{,}052.\frac{E_a}{\mathcal{R}T} \qquad \text{Eq. 21}$$

Avec

β : $(K.min^{-1})$ vitesse de chauffage utilisée

c : Constante caractéristique de la réaction

La formulation de Kissinger (37) généralisée permet d'obtenir l'énergie d'activation et également la constante pré-exponentielle mais elle nécessite une hypothèse supplémentaire sur la fonction de conversion différentielle, et donc sur l'ordre de la réaction. La méthode de Kissinger est définie par l'équation :

$$\ln\left(\frac{\beta}{T^2}\right) = \ln\left(\frac{AR}{E_a.g(\alpha)}\right) - \frac{E_a}{\mathcal{R}T} \qquad \text{Eq. 22}$$

α : Taux de conversion

$g(\alpha)$: Expression intégrale de la fonction de conversion différentielle

Les méthodes isoconvertionnelles sont donc un moyen de déterminer les paramètres globaux de la réaction mais ne permettent pas de détailler un schéma réactionnel plus complexe qu'à une étape. De plus ils nécessitent la définition de la notion d'avancement de la décomposition, ce qui est n'est pas possible avec une approche eulérienne des simulations numériques.

Méthodes de mesure de la vitesse de régression de gouttes isolées

Les points clef de la modélisation de la combustion diphasique sont l'atomisation du liquide et la combustion des gouttes dans leurs flammes. Pour valider les modèles numériques, il est donc nécessaire d'observer la régression d'une goutte dans sa flamme. Il se pose donc la problématique d'isoler une goutte sphérique malgré la gravité. Il existe pour cela de nombreux moyens expérimentaux. Le meilleur moyen de négliger les effets de gravité et de maintenir une goutte en suspension est la quasi-absence de gravité. C'est la Station Spatiale Internationale qui offre cette possibilité et qui a permis de réaliser les essais de références (38).

Les essais sur le banc MCDA (Multi-user Droplet Combustion Apparatus) (Figure 10) ont permis d'observer la régression et la combustion de gouttes de méthanol et d'heptane dans le visible mais également dans l'ultraviolet pour observer la chimiluminescence des radicaux OH*. Pour mesurer la régression du rayon de la goutte, celle-ci est observée par rétroéclairage. La goutte est éclairée par l'arrière et la caméra observe l'ombre de la goutte. Les gouttes sont déposées à l'aide de seringues amovibles et la goutte est allumée grâce à des fils chauds retirés juste après l'allumage. Ces essais ont permis d'observer et d'étudier différents modes d'extinction de flamme et d'obtenir des vitesses de régressions de rayon de gouttes en combustion sans support, mais également sans effet de convection naturelle. La station spatiale permet de réaliser des expériences en microgravité sans limite de temps.

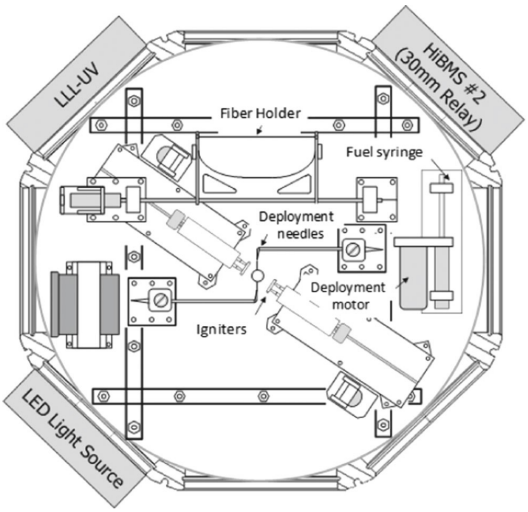


Figure 10 : Multi-User Droplet Combustion Apparatus (38)

Il existe également des solutions alternatives et moins couteuses pour observer une goutte isolée en combustion, mais qui cependant limitent la durée des expériences : la tour de chute et le vol parabolique. La tour de chute est un dispositif expérimental consistant en une expérience montée sur un châssis libre et lâché à l'intérieur d'une tour verticale. Cette expérience permet de simuler la microgravité dans un temps limité. En effet, comme décrit dans l'expérience de Yu Cheng Liu *et al.* (39) une chute libre de 7,6 m permet une microgravité de 10^{-4} g pendant une durée de 1,2 s. Dans cette expérience, les résultats sont présentés pour une goutte en suspension sur des fibres de 14 µm en SiC pour des raisons de simplicité expérimentale mais ces résultats ont également été validés sans fibres. Cette expérience a permis une investigation du phénomène d'extinction de la flamme des hydrocarbures et montre que le diamètre initial de la goutte étudiée a une influence sur la vitesse de régression, l'émission de suies et l'extinction de la flamme. Une équipe franco-japonaise a également étudié l'influence de la pression sur la combustion d'une goutte isolée à l'aide de vols paraboliques (40). Ces expériences montrent une bonne correspondance entre les différentes expériences de gravité réduite dans des gammes de temps d'essais différents. En effet, alors que la tour de chute est peu couteuse, elle ne permet que des essais d'une durée de temps de l'ordre de la seconde. Les vols paraboliques permettent des essais d'environ 30 s, et les stations orbitales sans limite de temps.

Ces moyens d'essais sont déployés d'une part pour faciliter le maintien de la goutte en suspension avec ou sans fibres, mais surtout pour pouvoir négliger les effets aérothermiques dus à la gravité. En effet, les effets de convection naturelle sont prépondérants lors de la combustion sur terre et difficile à caractériser et modéliser numériquement.

Un second moyen d'étude des gouttes isolées est la réalisation d'un train mono-disperse. Le générateur de gouttes mono-disperses permet de générer un train de goutte linéaire. En effet une excitation à l'aide d'une vibration périodique permet de stimuler la fragmentation du liquide éjecté (Figure 11). Le réglage de l'orifice d'éjection permet de modifier le diamètre des gouttes éjectées tandis que le réglage de la fréquence d'excitation du vibrateur permet d'assurer une excitation à la fréquence optimale pour atomiser la nappe liquide. L'utilisation d'un générateur de gouttes mono-disperses permet d'étudier la vitesse de régression de gouttes en combustion simplement en déplaçant la distance du point de mesure par rapport au système d'allumage. C'est ce qui a été réalisé dans l'étude de Rouzaud (41) ; le générateur de gouttes mono-disperses est immobile, les gouttes de carburant étudiées sont allumées lors de leur passage dans un solénoïde chaud, et une flamme stationnaire s'établit autour des gouttes. Le déplacement de la caméra permet d'observer des gouttes dont la durée de combustion est connue. Les gouttes sont observées par rétroéclairage à l'aide d'une source laser pulsée non cohérente afin de minimiser le temps d'intégration et diminuer le flou de mouvement

de la goutte observée à 10 m/s. L'objectif utilisé est un objectif télécentrique macroscopique, afin d'obtenir un grandissement suffisant pour avoir une résolution convenable sur un objet de 100 µm de diamètre. La télécentricité de l'objectif permet de s'affranchir du phénomène de grandissement en fonction de la distance à l'objectif.

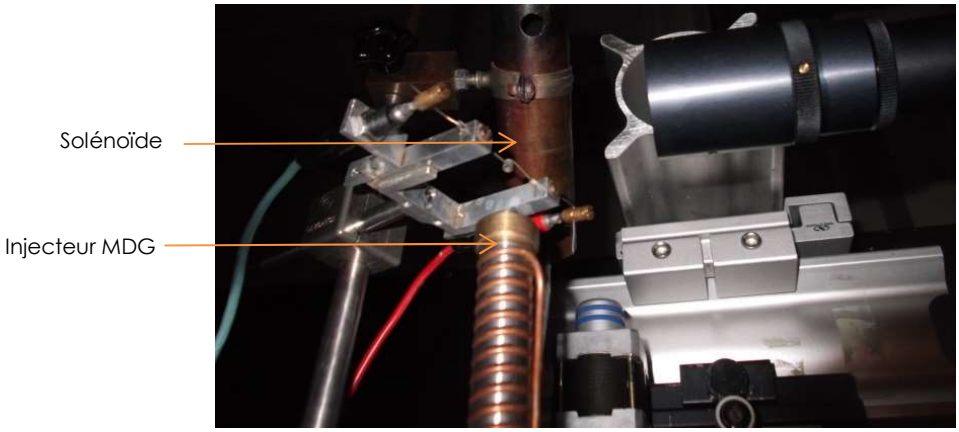


Figure 11 : Banc MDG du laboratoire Multiphasique Hétérogène de l'ONERA Toulouse

Evolution des gouttes dans un spray

La mesure et le suivi des gouttes dans les sprays est rendu plus difficile par le nombre d'objets qui sont étudiés, et leur vitesse de déplacement à la sortie de l'injecteur. Il existe donc de nombreuses techniques de mesure choisies en fonction du phénomène observé. Afin de simuler numériquement un spray il est nécessaire de le caractériser macroscopiquement et microscopiquement. En effet, une première étude macroscopique du spray permet de déterminer les angles d'injection ainsi que les motifs d'injection. Les études macroscopiques des sprays peuvent être réalisées à l'aide de caméra standard. L'éclairage peut être réalisé par rétroéclairage, volumique ou par nappe. Les techniques de mesure les plus répandues pour analyser les sprays sont la vélocimétrie des images de particules (PIV) et la fluorescence induite par laser (LIF). La vélocimétrie des images de particules consiste en le suivie d'un ensemencement de particules dans un fluide. Chaque particule n'est pas suivi individuellement, mais c'est le déplacement du nuage de particules qui est analysé, et permet de remonter aux champs de vitesse.

2.3.2. METHODE DE MESURE DE LA VITESSE DE REGRESSION DES PROPERGOLS

Mesure de la vitesse de régression optique : le brûleur de Crawford

Les brûleurs de crawford sont les systèmes expérimentaux les plus utilisés pour caractériser la vitesse de combustion des propergols solide en fonction de la pression. Les échantillons de propergols sont placés dans une enceinte pressurisée et allumés par un solénoïde ou un laser. L'inhibage des surfaces permet d'observer la régression d'une unique surface d'étude. Cet inhibage est réalisé principalement à l'aide de PBHT, de résine vinyle, ou simplement de peinture acrylique. Les échantillons sont donc placés dans une enceinte pressurisée à l'aide d'un gaz neutre (42). L'enceinte d'étude possède une tuyère de sortie afin de chasser les gaz de combustion avec le gaz neutre injecté en continu. La mesure de la vitesse de régression se réalise principalement avec deux techniques : une mesure optique, et une mesure par fils coupés. La mesure par fils coupés consiste à plonger des fils fusibles dans le bloc d'étude et de mesurer le temps auquel la résistance

du fil varie brusquement. Cette méthode est une méthode discrète et nécessite une préparation complexe. La mesure optique consiste à suivre la surface en régression à l'aide d'une caméra, en éclairant l'échantillon par rétroéclairage. L'utilisation d'une méthode optique nécessite une enceinte pressurisée équipée d'accès optiques.

Mesure de régression par technique Ultra Sonore

Les mesures optiques et par fils coupés sont difficiles à mettre en œuvre dans le cas d'une chambre de combustion de moteur. Les méthodes ultrasonores sont une alternative aux mesures présentées précédemment. La mesure ultrasonore consiste en l'utilisation d'un émetteur/récepteur ultrasonore en contact avec le propergol par l'intermédiaire d'un matériau de couplage. Une onde incidente est envoyée à travers les matériaux, et le retour de l'onde permet de mesurer le temps de vol du signal et donc de calculer la longueur de l'échantillon, en connaissant la vitesse du son dans les matériaux. L'interprétation de la mesure ultrasonore nécessite une connaissance précise de la vitesse du son dans le matériau d'étude et donc une connaissance de la température dans celui-ci. De plus, l'onde incidente ne se réfléchit pas sur la surface en combustion mais sur la surface acoustique. La mesure de la fréquence de l'onde retour permet, par effet doppler d'apporter une information supplémentaire sur la vitesse de déplacement de la surface acoustique (43). La prise en compte de l'effet doppler permet d'augmenter la précision temporelle et spatiale de la mesure, et donc la mesure de blocs plus longs et en régimes instationnaires.

Mesure de la régression d'un monergol liquide

La mesure de la vitesse de régression des monergols liquides est rendue problématique par l'aspect fluide de l'échantillon. Les liquides sont principalement étudiés dans des brûleurs sous la forme de tubes verticaux en verre ou en quartz (25) (44). L'étude de vitesse de combustion laminaire des liquides prémélangés ou des monergols liquides est réalisée par un suivi optique du front de flamme. Dans les études réalisées par l'équipe japonaise (25) (44), l'allumage et la vitesse de régression sont étudiés pour un liquide ionique basé sur l'ADN. Pour cela, le montage expérimental, décrit dans la section 2.1.3 (Figure 4), montre l'utilisation d'une chambre pressurisée afin d'étudier l'influence de la pression sur le front de flamme et son déplacement (Figure 12). Le front de flamme est observé à l'aide d'une caméra rapide, grâce à la faible luminosité de la flamme. Un thermocouple est également placé traversant dans le tube de quartz afin de mesurer la température de la flamme.

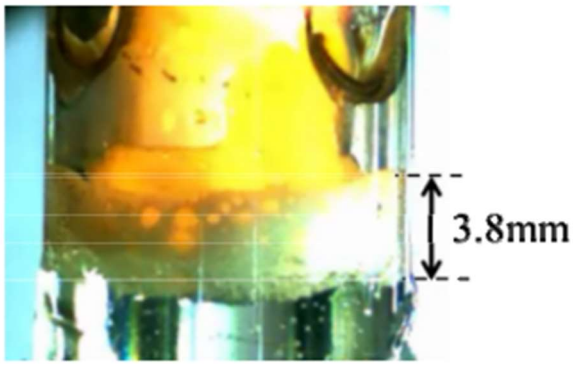


Figure 12 : Visualisation du front de flamme à 2000 fps (25)

3. ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE GOUTTE EN COMBUSTION

Dans le but de modéliser un moteur complet, il est nécessaire de pouvoir caractériser le flux thermique appliqué sur les parois. Le flux thermique est déterminé par la génération d'énergie liée à la combustion, l'aérodynamique interne, et la géométrie du propulseur. Il faut donc représenter la vitesse à laquelle le liquide libère son énergie. Dans ce chapitre nous nous intéresserons aux méthodes d'analyse permettant de mesurer la vitesse de décomposition ou de combustion des liquides énergétiques. Dans un premier temps les méthodes usuelles pour mesurer les vitesses de combustion et régression des nouveaux carburants seront présentées. Après une étude préliminaire sur la régression de gouttes isolées d'eau et d'éthanol un montage expérimental est adapté à cette étude. La visualisation à haute cadence de la décomposition d'une goutte de monergol est présentée et permet la détection d'une pression seuil d'allumage du monergol étudié. La présence d'une combustion peut être décelée grâce à un changement de luminosité générale des images et grâce à la mesure de température d'un thermocouple positionné dans la goutte. Des essais de décomposition sont donc réalisés au-delà de cette pression minimale, dans le but d'étudier la vitesse de régression des gouttes en fonction de la pression. Les images réalisées ne permettent pas de mesurer une vitesse de régression sur la goutte suspendue à cause de son mouvement important et de sa distorsion. C'est pour cette raison qu'un programme de détection et de suivi est réalisé dans le but de mesurer une vitesse de régression sur les gouttelettes issues de la fragmentation de la goutte suspendue. La sphéricité des gouttelettes fragmentées permet d'assurer la mesure d'un rayon et donc un suivi de leurs tailles au cours du temps.

SOMMAIRE

3.1 Etude expérimentale préliminaire de l'observation d'une goutte par rétroéclairage 28
3.1.1 Réalisation du montage préliminaire 28
3.1.2 Observation de la décomposition des prototypes de liquide ionique énergétique.....37
3.2 Observation de la décomposition d'une goutte de CNES05 à différentes pressions 42
3.2.1 Pression seuil d'allumage 42
3.2.2 Mesure de température 43
3.2.3 Conclusion des premières observations.....44
3.3 Détection et suivi des gouttes fragmentées.....44
3.3.1 Méthode de détection 44
3.3.2 Prétraitement des images.....46
3.3.3 Conclusion et traitement final sélectionné.....52
3.4 Suivi des gouttes fragmentées.....53
3.4.1 Filtre sur la matrice résultat des objets détectés.....53
3.4.2 Suivi par méthode de Kalman 53
3.5 Mesure de la vitesse de régression des gouttes en combustion 60
3.5.1 Mesure de la vitesse de régression d'une goutte 60
3.5.2 Etude de l'influence de la pression 60
3.5.3 Comparaison des vitesses de régression des prototypes CNES03 et CNES05.....61

3.1. ETUDE EXPERIMENTALE PRELIMINAIRE DE L'OBSERVATION D'UNE GOUTTE PAR RETROECLAIRAGE

Dans le but de modéliser la décomposition des prototypes de monergol, il est nécessaire d'observer leurs comportements en décomposition. Le comportement attendu pour la régression d'une goutte de monergol liquide est une régression radiale, dont la vitesse de régression peut augmenter avec la pression. Pour cela, l'observation d'une goutte par rétroéclairage a été choisie. La vitesse de régression élevée des propergols solide ou liquide permet de négliger les effets de convection, il n'est donc pas nécessaire de réaliser les expériences en gravité réduite. Afin de réaliser un montage complet et de l'éprouver à l'aide de liquides de référence, un premier montage préliminaire est réalisé pour observer la régression d'une goutte d'eau en évaporation et d'une goutte d'éthanol en évaporation et en combustion.

3.1.1. REALISATION DU MONTAGE PRELIMINAIRE

Maintien de la goutte en suspension

Afin d'observer une régression radiale il est nécessaire de garder une goutte sphérique. Pour cela nous choisirons de maintenir la goutte sur des fibres croisées. Le flux thermique perdu par les fibres peut modifier le bilan thermique de la goutte et donc sa vitesse de régression mais l'étude de Chauveaux *et al.* (45) a montré que l'effet des fibres du support pouvait être négligé pour des fibres de 14 µm dans le cas de l'évaporation du n-heptane. Plus le temps caractéristique de l'évaporation ou de la combustion de la goutte sera faible, plus le flux thermique traversant le support sera négligeable. Dans cette étude préliminaire, des fibres de 100 µm seront utilisées mais le flux thermique dans les fibres sera corrigé lors des simulations. L'utilisation de fibres de gros diamètre facilite le dépôt de la goutte par capillarité. Malgré qu'il ait été montré qu'une seringue de 5 µL munie d'une aiguille de diamètre extérieur 0,21 mm permette de déposer les gouttes sur des fibres jusqu'à 10 µm, ce sont des fibres de 100 µm qui sont utilisées ici pour faciliter les manipulations.

Chauffage de la goutte

Le système de chauffage doit permettre un chauffage de la goutte suffisamment rapide pour permettre son auto-allumage. C'est pour cette raison que nous avons choisi de chauffer les gouttes à l'aide de solénoïdes. Pour réaliser les solénoïdes, l'acier est choisi pour sa résistance thermomécanique, et sa résistance linéique importante. Les caractéristiques des solénoïdes réalisés sont répertoriées dans la Table 9. Le pas du solénoïde n'est pas constant pour permettre une visualisation de la goutte entre deux spires.

Caractéristique	Valeur
Hauteur (mm)	15
Pas moyen (mm)	3
Nombre de spires	5
Diamètre fil (mm)	1,5
Résistance (Ω)	0,17

Table 9 : Caractéristiques des solénoïdes

Mesure de régression par rétroéclairage

La technique du rétroéclairage consiste à éclairer un objet par l'arrière pour observer son ombre, afin de déterminer ses contours. Pour cela, il est nécessaire que la source lumineuse permette un éclairage plus puissant que la lumière émise par les phénomènes observés. Des essais préliminaires d'allumage de kérosène et d'éthanol ont montré que le phénomène le plus lumineux n'était pas la flamme mais la lumière émise par le solénoïde. L'utilisation d'une lampe à halogénure métallique de 1200 W (Figure 13) permet un éclairage plus puissant que la lumière émise par le solénoïde. Il est donc nécessaire d'utiliser une caméra permettant un temps d'ouverture très faible. C'est pour cette raison que nous avons choisi une caméra rapide, permettant un temps d'ouverture de 2 µs et une vitesse d'acquisition de 3000 images par seconde.

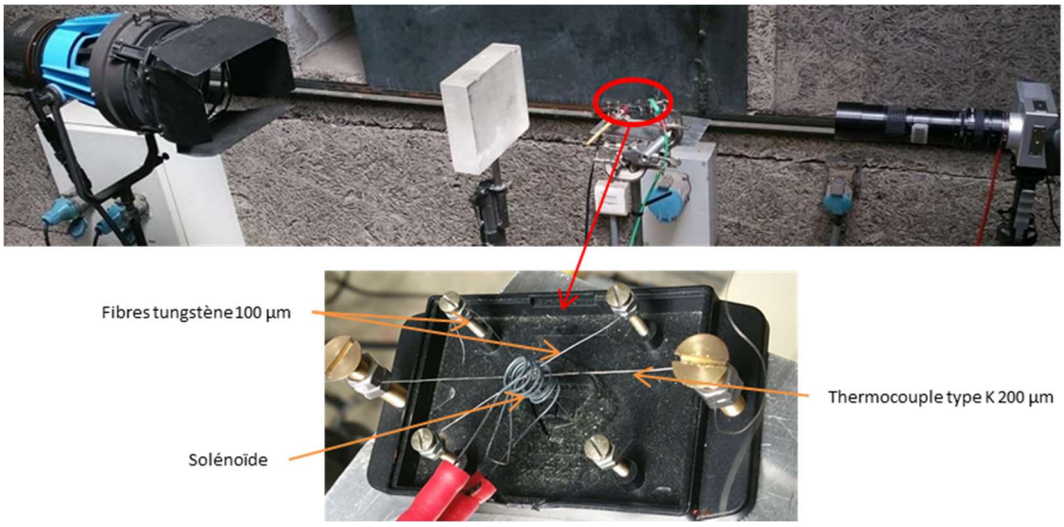


Figure 13 : Montage expérimental préliminaire (haut), suspension de la goutte (bas)

Afin de pouvoir mesurer des dimensions à partir d'une image prise par une caméra, il existe deux techniques. La première est d'utiliser un objectif standard en minimisant la profondeur de champ, afin d'observer les objets que dans une tranche fine, dans laquelle les dimensions observées sont exploitables. La seconde technique est d'utiliser un objectif télécentrique. Un objectif télécentrique a la particularité d'avoir un diaphragme dans le plan focal de l'image, ce qui permet de ne conserver que les rayons parallèles à l'axe optique. De cette façon, l'objet observé a la même dimension, peu importe sa distance à l'objectif (Figure 14).

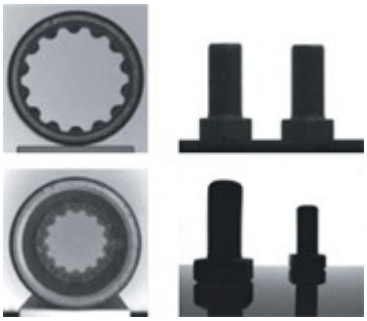


Figure 14 : Image obtenue avec un objectif télécentrique (haut) et un objectif classique (bas)

Afin de définir correctement la goutte déposée sur les fibres croisées, une valeur initiale de 100 pixels sur le diamètre de goutte est recherchée. Sur ce premier montage, les gouttes déposées étant de l'ordre de grandeur de 1,5 mm de diamètre, nous cherchons une résolution de 15 µm par pixel. Les objectifs télécentriques macroscopiques permettent d'obtenir de bons compromis entre le grandissement et la profondeur de champ. L'utilisation d'un objectif télécentrique est intéressante si la profondeur de champ est au minima le double de la profondeur de l'objet. Les objectifs télécentriques proposant des profondeurs de champ de l'ordre de 2 mm n'atteignent que des grandissements inférieurs à 1. La présence du diaphragme dans le plan focal rend impossible d'utiliser des systèmes d'augmentation de focale pour augmenter le grandissement, tel que bagues-allonge ou doubleur de focale. Il serait donc nécessaire d'utiliser des caméras ayant un capteur composé de pixels de taille comprises entre 5 µm et 10 µm. Les caméras possédant ce type de capteurs sont également exclusives et ne sont pas disponibles dans notre laboratoire. La solution qui a donc été choisie est l'utilisation d'un objectif standard macroscopique avec une tranche optique fine. Un objectif TAMRON 1:3.8 80-210 mm tele-macro monté sur 3 bagues-allonges de longueur 36 mm, 20 mm et 12 mm nous permet d'atteindre une taille de pixel finale de 15 µm avec un capteur de pixels de 20 µm. La Figure 15 montre la visualisation d'une goutte d'eau en rétroéclairage. Malgré la tension de surface de la goutte sur les fibres de tungstène et le thermocouple, celle-ci conserve malgré tout une sphéricité convenable à l'instant initial.

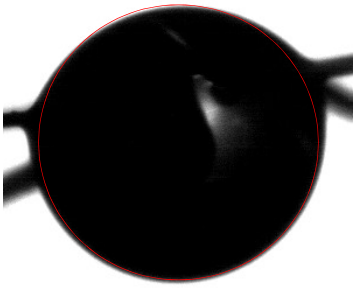


Figure 15 : Observation d'une goutte d'eau en rétroéclairage

Mesure de température

Pour comparer numériquement le chauffage des gouttes et la température de saturation des différents liquides, une mesure de température peut être réalisée en parallèle de la mesure de régression. Il existe différents moyens de mesure de la température d'une goutte, la plus utilisée étant la mesure par fluorescence laser. Cette technique consiste à exciter un agent fluorescent mélangé au liquide d'étude, dont la réponse spectrale dépend de la température. Cette technique permet une mesure de température précise à 1 K près dans le cas d'une évaporation, mais la combustion rend difficile la détection de la fluorescence à travers la flamme. Une seconde solution pour mesurer la température de la goutte est de placer un thermocouple dans son centre. De la même façon que les fibres du support, l'effet du thermocouple peut être considéré comme négligeable si son diamètre est inférieur à 14 µm dans le cas de la combustion du n-décane (45). Pour une raison de disponibilité du matériel, un thermocouple de 200 µm est utilisé pour cette expérience préliminaire (Figure 16). Un flux de correction sera ajouté aux simulations numériques pour prendre en compte l'effet du thermocouple.

Figure 16 : Thermocouple de 200 µm placé au centre d'une goutte

Mesure du rayon de la goutte

Afin de mesurer la régression de la goutte d'eau en évaporation, il est nécessaire de mesurer le diamètre de la goutte en suspension. Pour l'étude préliminaire, la mesure du rayon en fonction du temps est réalisée par C. Lempereur à l'aide d'un code dédié (41). La position des contours de la goutte est détectée en cherchant les maxima de contraste à la traversée radiale du contour de la goutte. Pour cela, un balayage horizontal de la goutte n'étant pas judicieux, l'algorithme utilisé génère des rayons depuis l'extérieur vers un point préalablement placé dans la goutte (Figure 17). L'ensemble des points détectés comme contour sont interpolés par un cercle, puis l'écart de circularité entre le cercle et le contour effectif définit l'ovalisation du contour détecté. L'ovalisation mesurée permet de juger de la plage de mesure du diamètre de la goutte. La Figure 18 montre le résultat du ratio d'ellipse pour l'évaporation complète d'une goutte en suspension. Le faible rapport d'ellipse durant le début de l'évaporation permet de conforter la mesure du rayon jusqu'à presque 6000 images. Après cette limite, la goutte s'ovalise très vite, à cause de la tension de surface de l'eau qui est étirée sur les fils. La mesure n'est donc plus fiable à partir de cette limite.

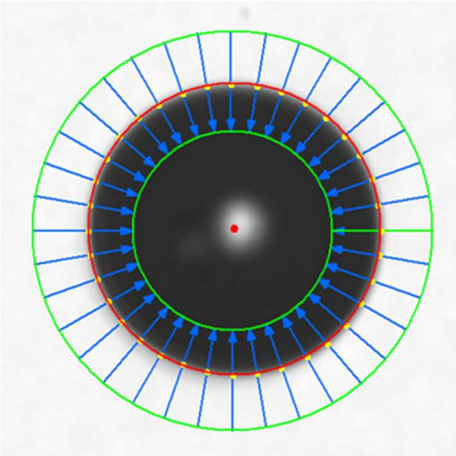


Figure 17 : Détection du contour de la goutte (46)

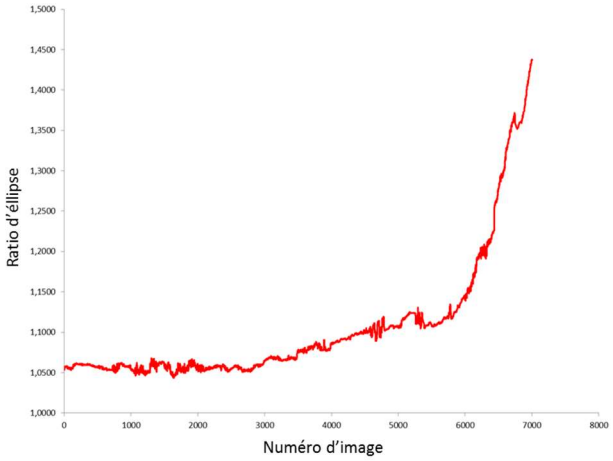


Figure 18 : Mesure du ratio d'ellipse durant l'évaporation de la goutte

Etude numérique préliminaire

Afin de quantifier l'erreur introduite par les fibres croisées servant de support, une simulation numérique de référence est réalisée sur l'évaporation d'une goutte d'eau. Les mesures expérimentales de chauffage sont comparées à 2 codes numériques. Le code CGIT est un code dédié au calcul de gouttes isolées ou de train de gouttes mono-disperse. C'est un code 0D développé par l'ONERA pour la mise en place de nouvelles modélisations à l'échelle d'une goutte. Le code CEDRE est un code CFD 3D de l'ONERA dédié aux écoulements internes réactifs. La description complète du code CEDRE est réalisée dans le chapitre 5.1.

Modélisation CGIT

Dans le cas d'une goutte suspendue, trois flux sont mis en présence : le flux surfacique issu du chauffage des gaz autour de la goutte par le solénoïde chaud, le flux radiatif volumique issu de l'émission du solénoïde à haute température et le flux de conduction des fibres croisées vers la goutte. La mesure et la mise en données de ces flux étant difficiles, le chauffage des gouttes est modélisé par une augmentation de la température des gaz autour de la goutte. La conduction thermique dans les fibres du support est modélisée dans le code à l'aide de la littérature (47). Le flux thermique dans les fibres est calculé en comparant les taux d'évaporations de gouttes en régression avec des fibres de diamètres différents (45). La goutte est initialisée à une température initiale de 286 K (température initiale mesurée durant les essais) et un diamètre initial de 1.52 mm dans l'air à 1 atm et 286 K. Pour modéliser le chauffage du solénoïde, une mesure de température a été réalisée avec le thermocouple sans la goutte, et cette rampe de température est appliquée à la simulation (Figure 19).

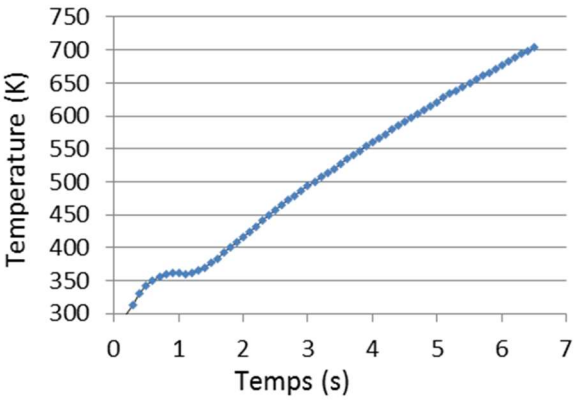


Figure 19 : Montée en température du solénoïde seul

Modélisation goutte isolée dans CEDRE

L'utilisation d'une modélisation 3D permet, dans le cas d'une goutte isolée, de modéliser la répartition spatiale du flux de chauffage. Pour cela, un maillage cubique a été réalisé, en modélisant le solénoïde par des surfaces chaudes (Figure 20). Le maillage du domaine est non structuré afin de faciliter le maillage des surfaces circulaires. Le modèle de régression utilisé dans cette simulation est identique à celui utilisé dans la simulation CGIT. CEDRE ne permet pas une implémentation simple d'un flux thermique supplémentaire sur les gouttes, les flux traversant les fibres du support ne sont donc pas considérés ici. Le modèle $\frac{1}{3}/\frac{2}{3}$ (48) est utilisé pour le modèle de chauffage, prenant en compte l'écoulement de Stefan. Le modèle $\frac{1}{3}/\frac{2}{3}$ consiste à utiliser comme valeur de référence, $\frac{2}{3}$ de la valeur associée à la goutte, et $\frac{1}{3}$ associé à son environnement. L'Eq. 23 présente le calcul de la température de référence avec ce modèle.

$$T_{ref} = \frac{2}{3}T_l + \frac{1}{3}T_g \qquad \text{Eq. 23}$$

La pression est considérée comme constante à 1 atm. Seul le couplage one –way du gaz vers le liquide est considéré, puisque le volume des gaz généré par la gouttelette est supposé négligeable. La goutte est initialisée au centre du cube au même diamètre que pour la modélisation CGIT et à 285 K.

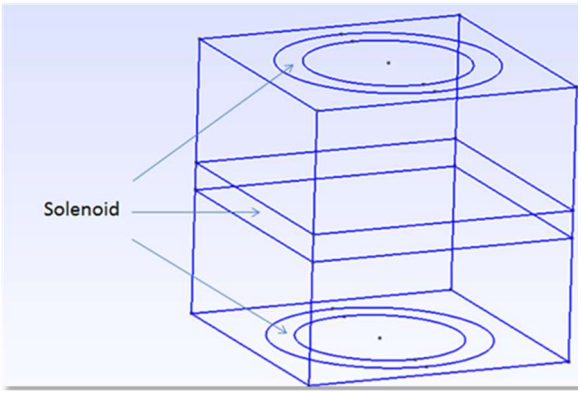


Figure 20 : Modélisation des surfaces de chauffage du solénoïde

Comparaison des simulations avec l'expérience

Une première comparaison est réalisée entre la mesure expérimentale de la régression d'une goutte de 1,52 mm de diamètre, et les simulations CGIT et CEDRE. Le calcul CEDRE a été arrêté lors de la convergence à une pente constante pour la courbe de régression du carré du diamètre adimensionné, pour une raison de coût de calcul. De plus, la mesure expérimentale du diamètre des gouttes ne sont plus prises en compte lorsque l'ovalisation de celle-ci dépasse 1.1. La température calculée avec le code CGIT est en bon accord avec la température mesurée expérimentalement. En revanche, l'utilisation d'un modèle de conduction infiniment rapide induit un délai supplémentaire pour chauffer la goutte entièrement avant de l'évaporer, ce qui explique en partie le délai introduit avant le début de la régression de la goutte modélisée avec CGIT. En ce qui concerne la modélisation réalisée avec CEDRE, on constate que la vitesse de chauffage calculée est inférieure à la mesure expérimentale. Cela est dû au fait que le flux conductif des fibres du support n'est pas pris en compte dans la simulation CEDRE. Une expérience a également été réalisée sans thermocouple afin de supprimer le flux traversant par le thermocouple, dans ce cas la vitesse de chauffe du gaz est considérée. On remarque sur la Figure 21 que la suppression du thermocouple dans la goutte ne modifie que très peu la vitesse de régression de la goutte. Pour les expériences suivantes, l'utilisation d'un thermocouple d'une taille inférieure à 200 µm sera cependant choisie afin de minimiser l'influence de celui-ci. De même la suspension de la goutte par seulement une fibre de tungstène et un thermocouple permet de réduire les pertes thermiques dans les fibres.

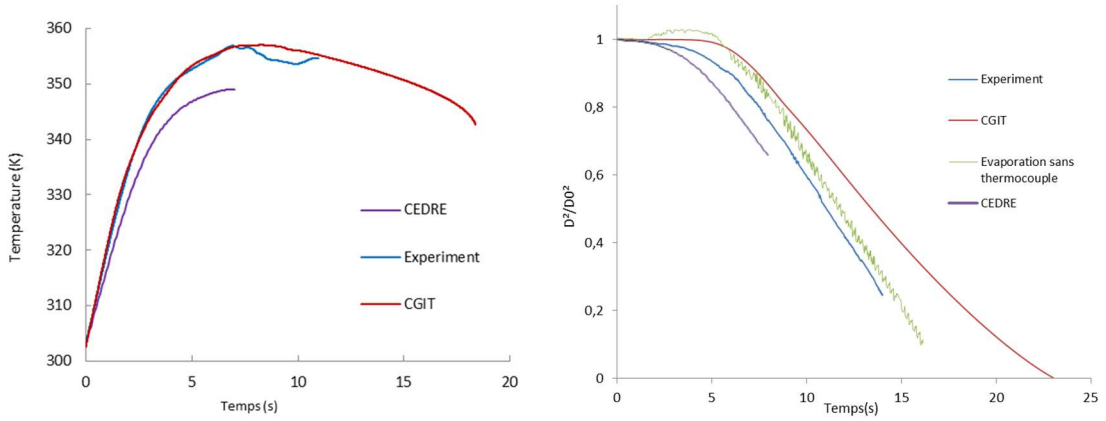


Figure 21 : Comparaison des courbes de température et de régression du carré du diamètre adimensionné

Observation de la combustion de l'éthanol

Dans le cas d'une combustion d'un liquide, l'apparition d'une flamme peut perturber la stabilité de la goutte en suspension et apporter une source lumineuse supplémentaire qui diminuerait le contraste. Des essais préliminaires de la combustion d'une goutte d'éthanol ont été réalisés afin d'observer l'influence d'une flamme sur la visualisation et la mesure de température. Lors de la combustion de l'éthanol, la goutte est tourmentée et distordue, il n'est donc plus possible de mesurer le rayon de celle-ci ; la mesure de régression du rayon n'est donc pas disponible dans le cas de la combustion avec ce montage expérimental. En revanche, de nombreuses mesures de température ont été réalisées dans des gouttes d'éthanol en combustion et comparées à un calcul CGIT (Figure 22). Pour la modélisation de la combustion de l'éthanol, l'allumage est déclenché à la température d'allumage mesurée expérimentalement. Cette température d'allumage est infé-

rieure à la température d'auto-inflammation de l'éthanol car les vapeurs d'éthanol ne s'allument pas spontanément mais sont allumées au contact du solénoïde. La Figure 22 montre un bon accord entre la modélisation CGIT et les mesures expérimentales. L'allumage de la goutte est repérable par une rupture de pente à 335 ± 5 K. Après allumage, la température de la goutte atteint une température asymptotique à l'équilibre dans sa flamme. La variation de température autour de l'asymptote mesurée expérimentalement est due au mouvement de la goutte sur les fibres croisées. La seconde rupture de pente expérimentale correspond à la disparition de la goutte, le thermocouple est donc chauffé directement par le solénoïde.

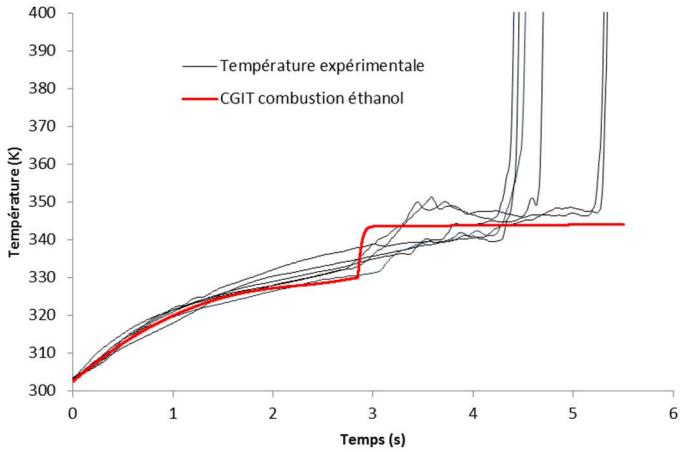


Figure 22 : Comparaison numérique et expérimentale de la température d'une goutte d'éthanol en combustion sur des fibres croisées

Premières observations de la décomposition d'une goutte de CNES05

Avant de réaliser des expériences confinées, des premiers allumages du prototype CNES05 sont réalisés à la pression atmosphérique. La Figure 23 montre une séquence d'image illustrant la décomposition d'une goutte de monergol CNES05 lors de son chauffage à la pression atmosphérique. La goutte principale de diamètre millimétrique est fortement mouvementée et expulse des gouttelettes de tailles entre 20 et 100 µm (images 1 à 4). Ces gouttelettes expulsées semblent se décomposer directement en gaz (cercle rouge images 5 à 6) ou se re-fragmenter en de nouvelles gouttes de taille inférieure (cercle jaune images 7 à 13). Finalement la goutte principale se déforme et se décompose brutalement (image 15 et 16). La forte déformation de la goutte suspendue empêchant une mesure optique de sa forme au cours du temps, la suite de l'étude optique sera donc portée sur les gouttes fragmentées. Lors de cette décomposition observée à la pression ambiante, aucune régression n'est visible, tant sur la goutte principale que sur les gouttelettes émises par fragmentation. La vitesse d'éjection des gouttelettes fragmentées et la vitesse de décomposition sur les images finales montrent une cadence caméra insuffisante. De plus, la résolution des images réalisées ne permet pas une mesure précise da la taille des gouttelettes fragmentées. Une augmentation de la résolution spatiale et temporelle est donc nécessaire sur le montage final.

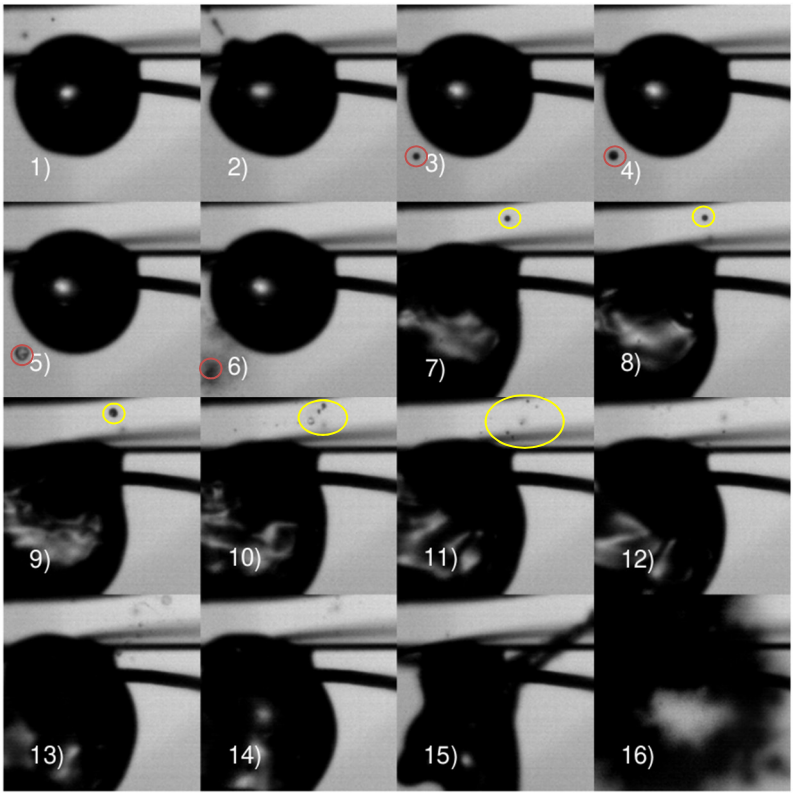


Figure 23 : Fragmentation et décomposition complète d'une goutte de monergol CNES05

La Figure 24 montre la mesure de température par le thermocouple placé à l'intérieur de la goutte en décomposition. On remarque que la vitesse de chauffage de la goutte est constante après les deux secondes nécessaires au chauffage du solénoïde. Contrairement à l'évaporation de l'eau et de l'éthanol, la température de la goutte ne converge pas vers une asymptote. Cela est dû au fait que les liquides ioniques ont des pressions de vapeur saturante extrêmement faibles, il n'y a donc pas d'équilibre avec la phase vapeur. A 160 °C apparait une première rupture de pente. Cette température correspond à la température de décomposition mesurée par DSC (Annexe 4). Puis une seconde rupture de pente est visible, correspondant à la disparition complète de la goutte sur les fibres. La température augmente ensuite jusqu'à la température maximale de chauffage de la perle du thermocouple par le solénoïde.

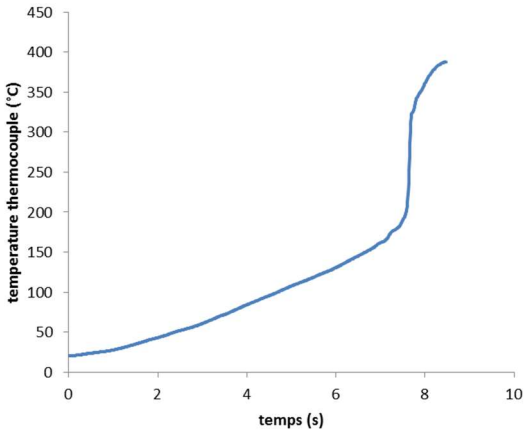


Figure 24 : Mesure de température du thermocouple dans la goutte durant la décomposition

3.1.2. Observation de la decomposition des prototypes de liquide ionique energetique

La réalisation d'une expérience préliminaire a permis de valider le système de maintien d'une goutte sur des fibres croisées. Bien qu'une faible influence du support ait été observée, il est possible de supprimer l'une des deux fibres du support. La suppression d'un élément de l'image peut également faciliter la détection de la goutte et le traitement des images et réduire l'ovalisation de la goutte pour permettre une mesure de son rayon sur une plus grande échelle de temps. De plus il a été observé une influence de la pression sur l'allumage et la combustion des monergols (44) (49) (14). Afin de contrôler l'atmosphère de la goutte, il est nécessaire de réaliser un montage similaire dans une chambre fermée. Pour cela, le réacteur GIMLI, initialement prévu pour des allumages laser, a été fourni par le CNES. Ce réacteur a été modifié et équipé pour cette étude (Figure 25).

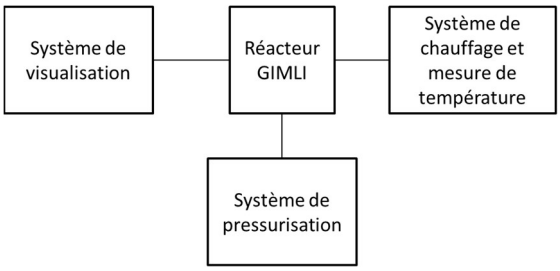


Figure 25 : Schéma du montage expérimental

Le réacteur GIMLI, configuration d'origine et conception

Le réacteur GIMLI a originellement été développé pour réaliser des allumages de petites quantités de monergol vert (Figure 26). Le réacteur est réalisé en acier inoxydable EN 1.4404 et équipé de hublots en quartz, transparent dans le visible et les IR afin de permettre un allumage laser. Le réacteur est dimensionné pour une pression de fonctionnement maximale de 20 bar avec un coefficient de sécurité de 4. L'utilisation d'une virole entre le bâti et le fond arrière permet d'augmenter le volume du réacteur afin de minimiser l'élévation de pression causée par la combustion. L'augmentation ou la diminution du nombre de viroles permet de modifier le volume mort initial.

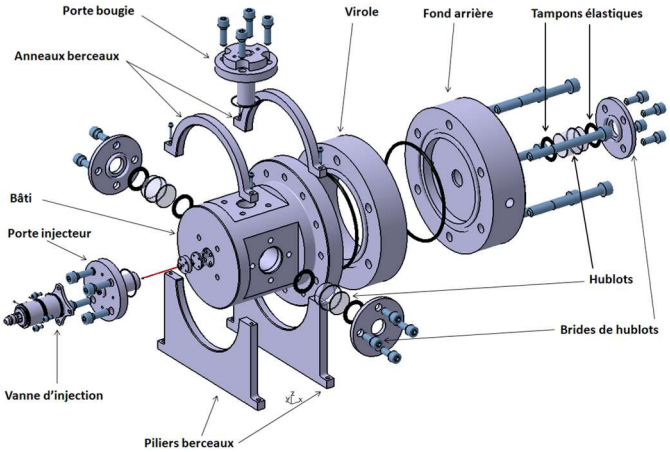


Figure 26 : Vue éclatée du réacteur GIMLI dans sa configuration d'origine

Suspension de la goutte et mesure de température

De la même façon que le montage préliminaire, la goutte d'étude est suspendue sur des fibres croisées. Le montage préliminaire nous a permis de montrer qu'il était possible de déposer et maintenir une goutte en suspension sur deux fibres de 100 µm. De plus, comme expliqué précédemment, l'observation ne porte pas sur la goutte mère qui est trop agitée mais sur les gouttes fragmentées qui ne sont plus suspendues aux fibres. L'influence de ces dernières n'est donc plus à prendre en compte. Dans la configuration finale la, goutte n'est donc tenue que par une fibre de tungstène et le thermocouple (Figure 28). Afin de réduire la vitesse de réaction du thermocouple, il faut donc réduire le volume de la soudure, c'est donc un thermocouple de 50 µm de type K qui est utilisé dans cette configuration.

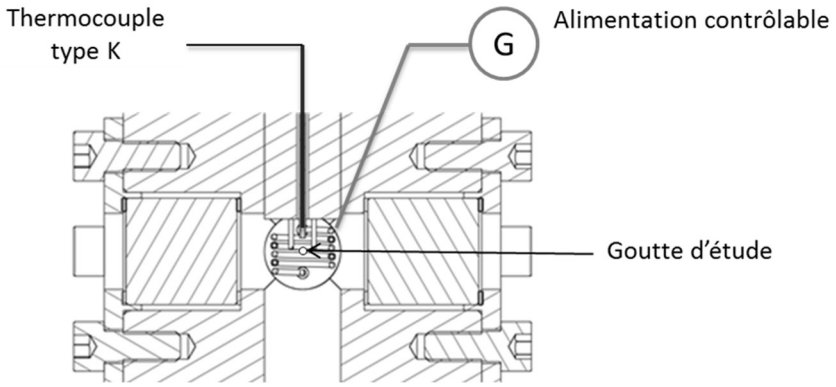


Figure 27 : Coupe du réacteur GIMLI, vue du système de chauffage

Le support de la goutte est réalisé sur une traversée de paroi sur laquelle sont vissées quatre vis M1.5. Les vis ne sont pas vissées en butée, ce qui permet une mise à niveau des quatre supports (Figure 27). Il est nécessaire d'isoler électriquement les fils composant le thermocouple pour ne pas perturber la mesure de température. Pour cela, des plots en colle époxy sont réalisés sur les têtes de vis, puis redécoupés. La colle 3M 2216 B/A a été choisie pour sa résistance aux températures élevées. La fibre de tungstène et le thermocouple sont ensuite collés sur les plots avec la même colle. L'utilisation d'un thermocouple de 50 µm rend l'étanchéité impossible à réaliser sur les fils de chromel et d'alumel. Pour réaliser l'étanchéité, un thermocouple gainé de 1 mm est coupé en son extrémité afin de laisser dépasser les deux fils de chromel et d'alumel de la gaine. Une pointe de colle est ensuite placée sur la gaine afin de fixer les deux fils et d'empêcher la fuite de l'isolant contenu dans la gaine. Le thermocouple gainé est ensuite fixé au porte-goutte à l'aide d'une traversée de paroi étanche Swagelok. Puis les fils de chromel et d'alumel du thermocouple gainé traversant sont brasés à l'étain sur les fils de chromel et alumel du support. Les soudures réalisées sont donc des triplets chromel-étain-chromel et alumel-étain-alumel. Les brasures produisent donc des thermocouples respectivement étain-alumel et alumel-étain ainsi que étain-chromel et chromel-étain. Les effets Seebeck des couples étain-alumel et alumel-étain étant parfaitement opposés, le potentiel de la brasure est nul. Il en est de même pour la soudure chromel-étain-chromel. La compensation de soudure froide est réalisée à l'aide d'un générateur de courant Datel DVC 5800.

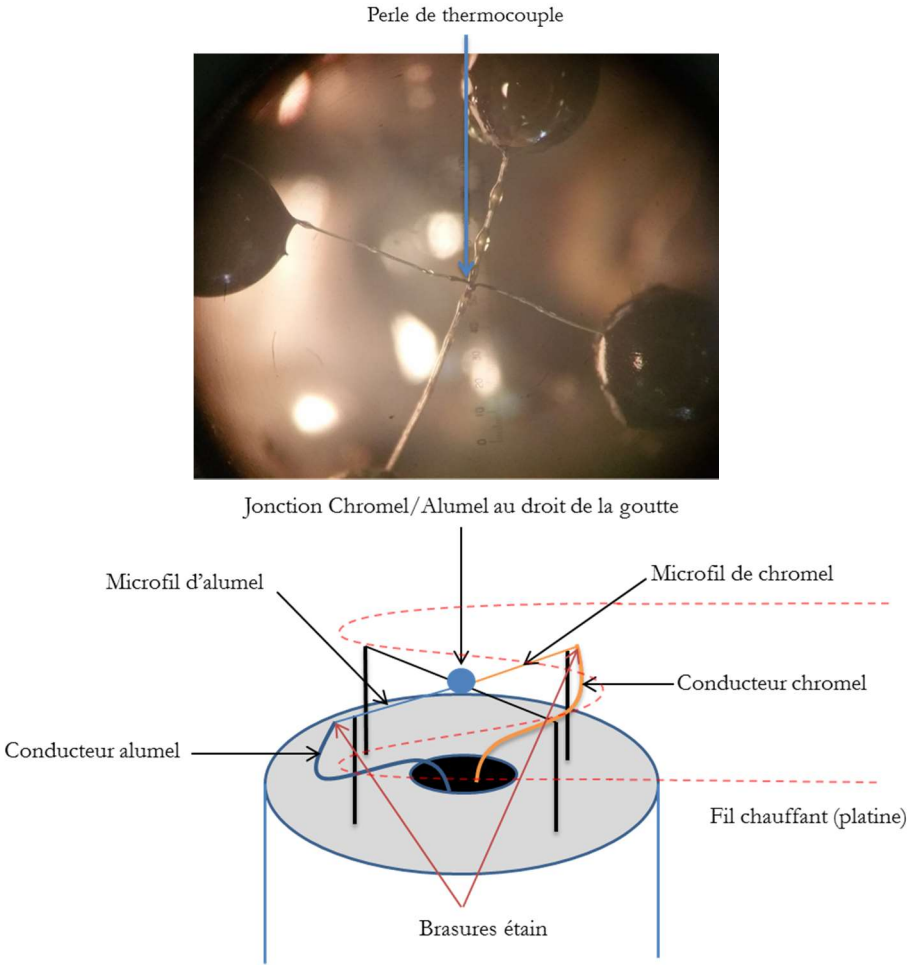


Figure 28 : Photo binoculaire du thermocouple (haut) et schéma du montage du thermocouple (bas)

Traversée étanche du solénoïde de chauffage

De même que pour le thermocouple il est nécessaire de réaliser un montage étanche pour le solénoïde de chauffage. Le diamètre du solénoïde est fixé par la nécessité d'un chauffage rapide. En effet afin d'assurer une puissance de chauffage de 100W, un fil de chromel de 0,5 mm est utilisé pour réaliser les spires. Le chromel est choisi pour sa résistance au chauffage et sa malléabilité qui facilitent la fabrication du solénoïde. Les spires du solénoïde ne sont pas constantes afin de minimiser la gêne pour l'observation de la goutte. Celui-ci est composé de deux spires inférieures et deux spires supérieures avec un écart de 2 mm. Le fil de chromel est donc trop fin et fragile pour permettre de réaliser une étanchéité directement dessus. De plus, les passages étanches sont généralement réalisés à l'aide d'une olive plastique qui est écrasée sur le fil. Dans ce cas, le fil de chromel monte rapidement en température, il n'est donc pas possible de le maintenir avec une olive en plastique. Pour résoudre ces deux problématiques, le solénoïde a été brasé à l'argent sur des fils de cuivre émaillés de 2 mm, préalablement poncés afin d'assurer un contact électrique (Figure 29). Les fils de cuivre sont ensuite serrés sur la bride d'allumage remplaçant le porte bougie de la Figure 26 à l'aide de férules en plastique.

Figure 29 : Brasure à l'argent du fil de chromel sur un fil de cuivre

Contrôle de la pression initiale du réacteur

Afin d'étudier l'influence de la pression sur la combustion des prototypes d'étude, il est nécessaire de pouvoir régler la pression initiale du réacteur dans les gammes de pression d'utilisation d'un moteur de contrôle d'attitude et d'orbite. L'étude sera réalisée dans des conditions de vide primaire (15 Pa), et jusqu'à la pression maximale de chambre de ce type de moteur (10 bar). Une pompe à vide sera donc utilisée afin d'étudier le comportement en basse pression, et une bouteille d'azote pour les hautes pressions Figure 30. Les deux circuits de dépression et surpression sont équipés d'une valve dédiée et respectivement d'un capteur de pression pont de jauge GE unik5000 et d'une jauge capacitive pour la dépression. Une vanne de mise à l'air libre est également connectée au réacteur, et permet l'expulsion des gaz de combustion vers un bain de barbotage à la pression atmosphérique. Le bain de barbotage est placé à l'extérieur de la cellule d'essai afin d'évacuer les gaz de combustion. A la fin de chaque essai, le réacteur est purgé avec l'azote.

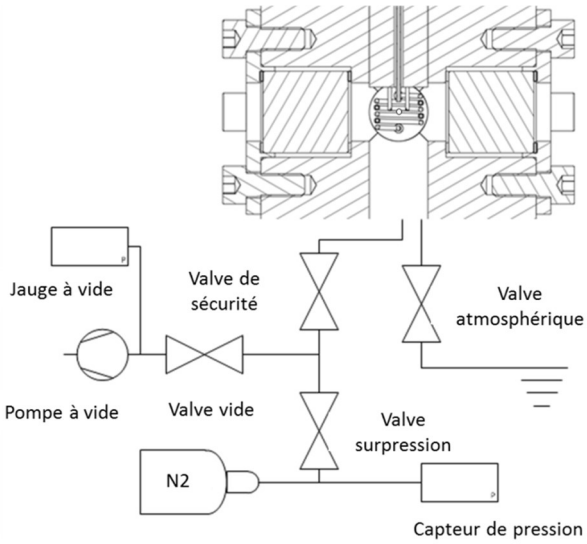


Figure 30 : Schéma du circuit de contrôle de la pression du réacteur

Système de visualisation

Afin de suivre le comportement de la goutte suspendue ainsi que les potentielles gouttes fragmentées pendant le chauffage, un système de visualisation est mis en place afin d'augmenter la résolution spatiale et temporelle par rapport à l'expérience préliminaire. L'observation de la goutte est également réalisée en rétroéclairage. Durant l'expérience préliminaire, l'utilisation d'une lampe aux halogénures métalliques de 1700

W s'est montrée contraignante à l'utilisation due au temps de préchauffage et d'un point chaud à cause de la focalisation, celle-ci a été remplacée par une LED de 400 W (Figure 31). L'utilisation d'une caméra Phantom V711 permet d'augmenter la fréquence d'échantillonnage jusqu'à 25 000 images par seconde pour une fenêtre d'observation de 512x512 pixels. Dans le but d'observer les gouttes fragmentées, l'objectif est remplacé par un microscope longue-distance K2 DistaMax, avec un objectif de grandissement 2. L'ajout d'un doubleur de focale permet d'atteindre un grandissement 4 avec le système optique complet. Les pixels du capteur de la caméra mesurant 20 µm de côté, ce montage permet une observation avec des pixels de 5 µm.

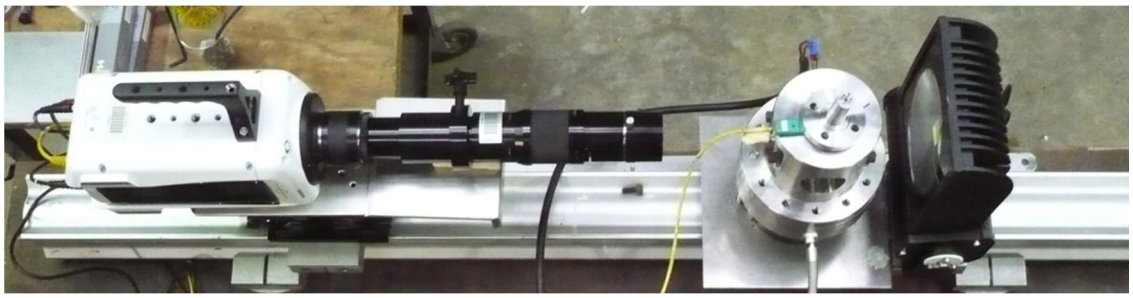


Figure 31 : Montage expérimental de l'observation de la décomposition d'une goutte isolée

Bien que le microscope longue distance ne soit pas un objectif télécentrique, la proximité du diaphragme par rapport à un plan focal permet de modifier la profondeur de champ de l'objectif. Le réglage d'une profondeur de champ permet d'augmenter la netteté des contours de la goutte principale dans le plan focal (Figure 32 droite) lorsque le diaphragme est ouvert, ou d'augmenter la tranche optique observée en fermant le diaphragme (Figure 32 gauche) afin de capter un nombre maximal de gouttes fragmentées. Dans cette étude, l'observation se porte sur les gouttes fragmentées et il n'est pas possible de prévoir la direction de celles-ci, le diaphragme sera donc fermé au maximum afin de maximiser la profondeur de champ et donc la netteté des gouttes fragmentées dans toutes les directions.

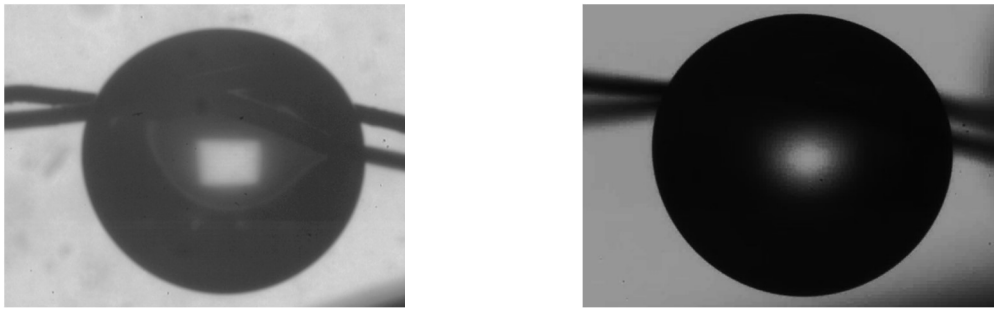


Figure 32 : Réglage de la profondeur de champ de l'objectif, diaphragme fermé (gauche), diaphragme ouvert (droit)

3.2. Observation de la decomposition d'une goutte de CNES05 a differentes pressions

La goutte suspendue est chauffée avec une puissance de 70 W à différentes pressions. La pompe à vide ne permettant pas de réglage, il n'est possible de réaliser un essai qu'au vide limite, à savoir 15 Pa pour la dépression. Concernant les essais en surpression, des essais sont réalisés de 1 à 11 bar par paliers de 1 bar, et à 11,5 bar, pression maximale du système de pressurisation. On a vu avec les premières images de la décomposition du CNES05 (section 3.1.1) que la goutte suspendue était trop agitée pour pouvoir mesurer son rayon, ce sont donc les gouttes fragmentées qui seront étudiées. Il n'y a donc pas de contrainte sur la taille initiale des gouttes suspendues. Néanmoins les gouttes sont déposées avec un diamètre d'environ 1 mm ($\pm$ 0,1 mm) afin d'assurer une reproductibilité de la vitesse de chauffage de celle-ci tout en s'assurant d'un dépôt facile sur les fibres.

3.2.1. Pression seuil d'allumage

Afin de déterminer s'il y existe une différence de comportement en haute et basse pressions, deux essais sont réalisés à respectivement 15e-5 bar et 11,5 bar. La Figure 33 montre des séquences d'images réalisées à 15e-5 bar (haut) et 11,5 bar (bas). A basse pression la goutte est extrêmement agitée, et se fragmente en de nombreuses gouttelettes rapides (flou de mouvement). De plus, aucune gouttelette ne semble régresser et il n'y a pas de changement de contraste. A l'inverse, à haute pression, la fragmentation est moins importante, et il est possible d'observer la régression de gouttelettes et de nappes, expulsées par la goutte principale (Figure 33 (bas)). De plus, le changement de contraste du fond permet de supposer la présence d'une flamme. La différence de comportement entre les deux régimes étant difficile à déceler sur des séquences d'image, les Figure 34 et Figure 35 présentent la somme des minima d'intensité pour des séquences d'images respectivement à basse et haute pression, mettant en lumière les positions et tailles successives des gouttes au cour de leurs déplacements. Ces observations permettent de mettre en lumière une pression seuil d'allumage à partir de laquelle la combustion est possible. La réalisation d'essais aux différentes pressions permet de situer la pression seuil d'allumage entre 5 et 6 bar.

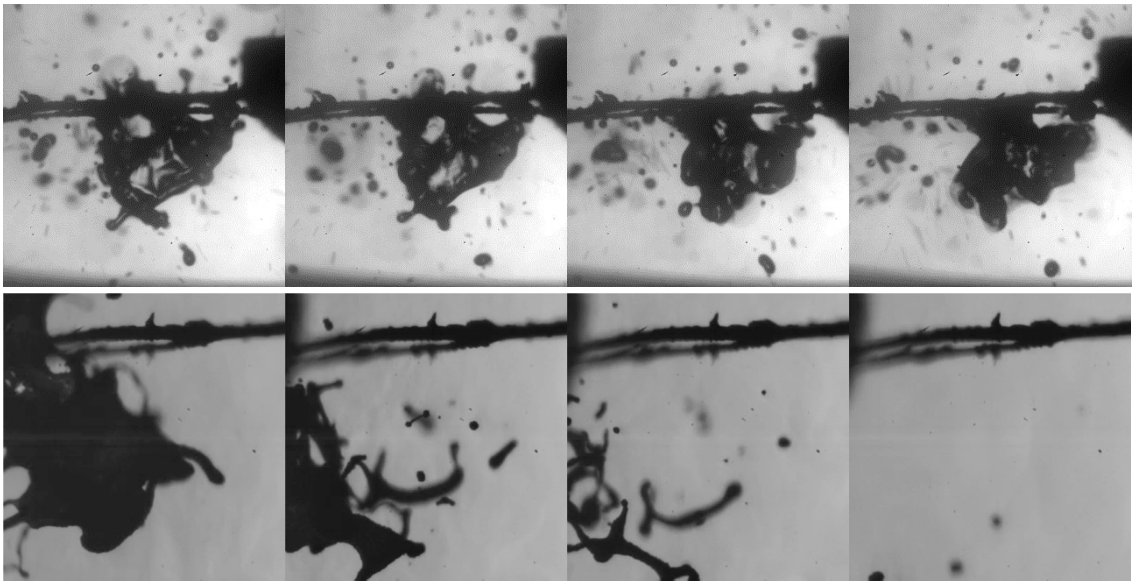


Figure 33 : Etude du comportement de la goutte à basse (haut) et haute pression (bas)

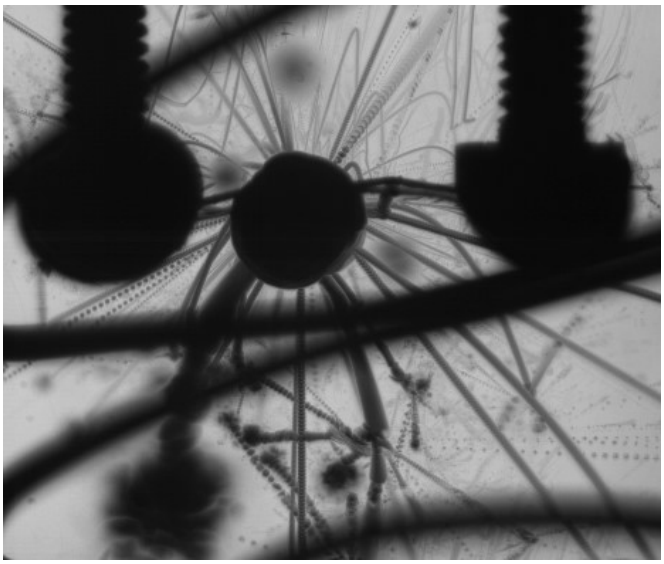


Figure 34 : Somme des minima d'intensité pour une goutte en fragmentation à la pression atmosphérique

Figure 35 : Somme des minima d'intensité pour des gouttes en combustion à 11,5 bar

3.2.2. Mesure de temperature

De la même façon que l'observation optique, les mesures de température dans la goutte ont été comparées pour des essais réalisés à haute (1,5 bar) et basse pression (15 Pa). La Figure 36 présente la mesure de température dans des gouttes du prototype CNES05 sous des conditions de chauffage identiques. Dans un premier temps, il est possible d'observer la différence de comportement entre les deux régimes. En effet, à haute pression, on remarque un pic de température tandis que la température semble atteindre un équilibre à basse pression. Le pic de température confirme l'hypothèse d'une combustion proposée grâce à l'observation par caméra. A basse pression, aucun pic de température n'est observable, en revanche la température de la goutte atteint une asymptote entre 150 et 160 °C. Il est intéressant de noter que la température asymptotique est proche de la température de décomposition mesurée par DSC en chauffage rapide (Annexe 4). Cela confirme l'hypothèse de la décomposition sans combustion à basse pression. Les variations de température observables à partir de dix secondes pour les mesures à basse pression sont dues au mouvement de la goutte sur les fibres causé par la décomposition mouvementée de la goutte. Pour les essais à haute pression, la mesure de température ne permet pas de déterminer la température de flamme en raison de la fréquence de coupure du thermocouple. On observe sur la Figure 36 une différence entre les deux mesures de température à haute pression après le pic dû à la combustion. La courbe bleue témoigne d'un

essai durant lequel la goutte s'est décrochée des fibres croisées au moment de la combustion, le thermocouple mesure donc la température au centre du solénoïde, alors que la courbe rouge témoigne d'un essai ou la goutte mère s'est décomposée en déposant des résidus de combustion sur le thermocouple.

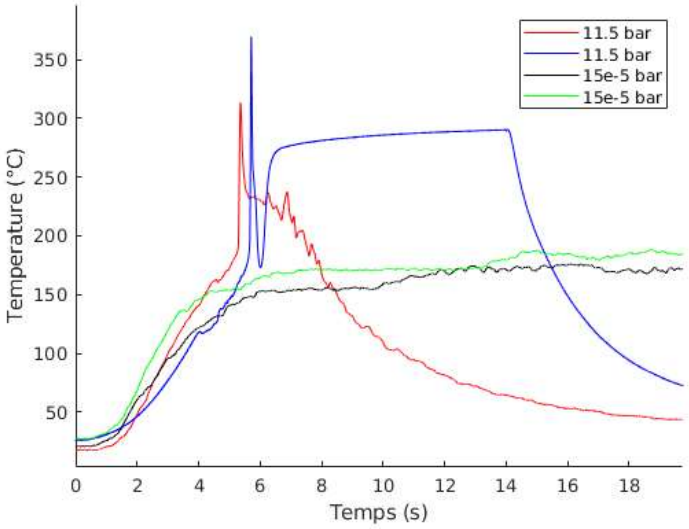


Figure 36 : Mesure de température par thermocouple dans une goutte de CNES05 en décomposition sous différentes pressions

3.2.3. Conclusion des premieres observations

Après la réalisation d'un montage préliminaire et des essais réalisés sur des liquides de référence, un montage expérimental complet a été réalisé afin d'étudier l'allumage et la vitesse de régression de prototypes de liquides ioniques, en fonction de la pression. L'étude portée sur une goutte isolée suspendue par des fibres croisées et observées en rétroéclairage à l'aide d'une caméra rapide et d'un microscope longue distance. Un système de pressurisation permet de réaliser des tests dans un vide primaire (15 Pa) grâce à une pompe à vide, mais également de pressuriser le réacteur jusqu'à 11,5 bar grâce à une bouteille d'azote. Les essais d'allumage ont permis de mettre en évidence une pression seuil d'allumage nécessaire à l'auto-inflammation du prototype CNES05. En effet, l'observation de gouttes en régression ainsi qu'un pic de température montrent la présence d'un régime de combustion à partir d'une pression seuil située entre 5 et 6 bar. L'agitation de la goutte suspendue empêche la mesure d'une régression radiale de celle-ci. En revanche, il a été observé que les gouttes fragmentées, au-dessus de la pression seuil d'allumage, avaient une vitesse de régression. Il serait donc intéressant de détecter ces gouttes fragmentées, et de les suivre afin de mesurer leurs vitesses de régression en fonction de la pression.

3.3. Detection et suivi des gouttes fragmentees

3.3.1. Methode de detection

Afin de caractériser la fragmentation de la goutte mère et la régression des gouttes filles à haute pression il est intéressant de détecter les gouttes et de les suivre au cours du temps. La méthode de détection MSER (Maximally Stable Extremal Region) s'est montrée la plus performante pour détecter des objets avec des contours fermés (50) et sera donc utilisée pour remplir cet objectif.

Description de la méthode MSER

La méthode MSER est basée sur la détection des maxima d'intensité formant des régions stables. Dans un premier temps, les extremas d'intensité locaux sont détectés dans l'image (Figure 37 B), ces pixels sont définis comme des points d'ancrage. Ensuite des rayons partant du pixel extremal sont parcourus afin de définir l'intensité des pixels en fonction de la distance du point d'ancrage. Finalement des niveaux de seuillage sont parcourus afin de déterminer quels sont les points d'ancrage les plus stables, permettant de définir les régions extrémales les plus stables (51). La Figure 37 C montre la surface mesurée de la goutte principale en fonction des différents niveaux de seuillage. On observe que la surface apparente est stable à une valeur d'environ 16.10^{-3} pixels². Les régions stables détectées sont ensuite approchées par des ellipses.

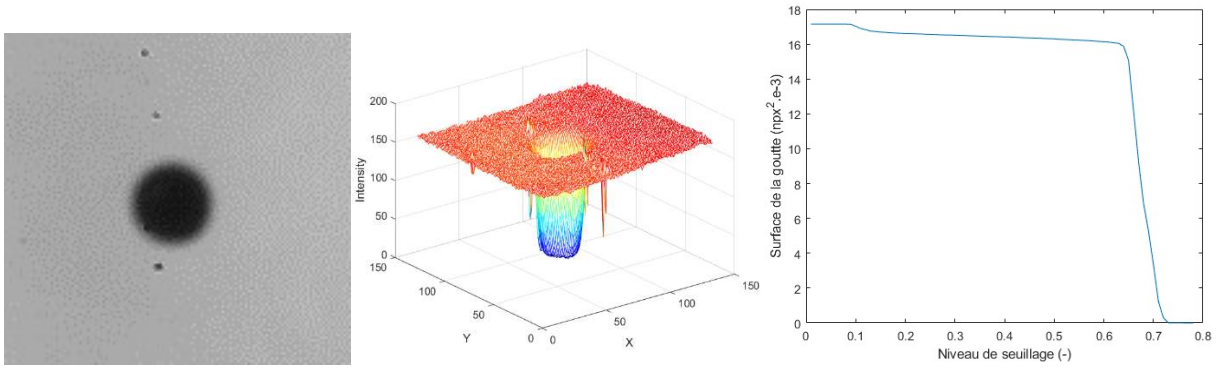


Figure 37 : Image native (A), niveaux d'intensité (B), Surface de la goutte mesurée en fonction du niveau de seuillage (C)

Cette méthode de détection est donc particulièrement adaptée à la détection de gouttes car elle permet d'obtenir l'ellipse la plus proche de la goutte détectée et d'en extraire les rayons et l'excentricité. Il est parfois utile de prétraiter les images afin de supprimer des objets qui ne doivent pas être détectés ou minimiser le flou des objets.

Paramétrage de la méthode MSER

La méthode MSER est paramétrée principalement par deux paramètres : la variation maximale de surface, et le delta de seuillage. La variation maximale V_m est l'écart maximal de surface entre deux niveaux de seuillages +/-Δ pour définir un objet stable. Le paramètre Δ est la variation de seuillage entre deux itérations de l'algorithme. Comme l'illustre la Figure 38 issue du site vlfeat.org, le critère de stabilité est défini par :

$$v_a(R_l) = \frac{|R_{l+\Delta} - R_l|}{R_l} \qquad \text{Eq. 24}$$

Ou $v_a(R_l)$ est la variation de la surface apparente de l'objet pour un incrément de seuillage de +Δ.

Finalement le critère de stabilité peut s'écrire : Si $v_a(R_l) < V_m$ alors la région est considérée comme stable.

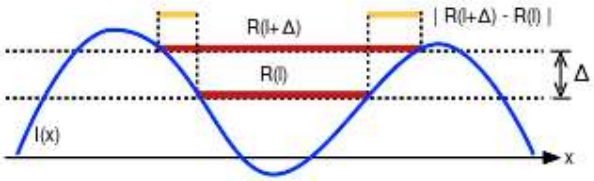


Figure 38 : Critère de stabilité d'une région

La réduction du paramètre Δ permet de détecter des régions moins stables de l'image mais rend le calcul plus coûteux. Il est également possible de fixer les bornes minimale et maximale de seuillage de l'image pour réduire le traitement d'une séquence d'image.

Certains paramètres de la méthode MSER permettent d'exclure directement des objets détectés. Ces paramètres supplémentaires sont : la taille minimale et maximale de la région, la stabilité des régions avec les différents seuillages et la variation d'intensité maximale dans une même région. Il est également possible d'exclure une région si elle est trop ressemblante à une autre région proche avec un critère de diversité minimum.

3.3.2. Pretraitement des images

Critères de choix du traitement

L'objectif du traitement d'image est de faciliter la détection des gouttes à l'aide de la méthode MSER. Pour le traitement d'image, le code ImageJ (52) est sélectionné car sa grande communauté d'utilisateurs en fait un code très complet et très riche en bibliothèques. Différents traitements d'images sont donc réalisés et comparés sur deux images difficiles à traiter. La première image (Figure 39 A) sélectionnée montre deux gouttes aux contrastes éloignés. Nous noterons A1 et A2 les deux gouttes présentes sur la Figure 39. La goutte A2 est bien définie tandis que la goutte A1 manque de contraste. Une difficulté supplémentaire est la présence de poussières sur l'objectif qui ne doivent pas être détectées. Une seconde image (Figure 39B) est sélectionnée pour son nuage de gouttelettes de faible taille et faible contraste. Afin de sélectionner le traitement le plus adapté pour la méthode MSER, plusieurs méthodes seront proposées et comparées sur deux critères : le nombre de gouttes détectées par la méthode MSER sur chaque image et le diamètre équivalent de chaque goutte mesuré par cette même méthode. Pour estimer l'erreur réalisée avec les différents traitements, une première estimation visuelle du diamètre des gouttes est réalisée. Le grossissement optique étant de 4, il est possible d'estimer un diamètre équivalent de chaque goutte sur les images natives (Table 10). Ces estimations sont donc réalisées à ±2 pixels soit ±10 µm.

Table 10 : Diamètre estimé des gouttes à ±10 µm

	Diamètre estimé (µm)				
	1	2	3	4	5
Image A	30	60	/	/	/
Image B	30	25	20	30	35

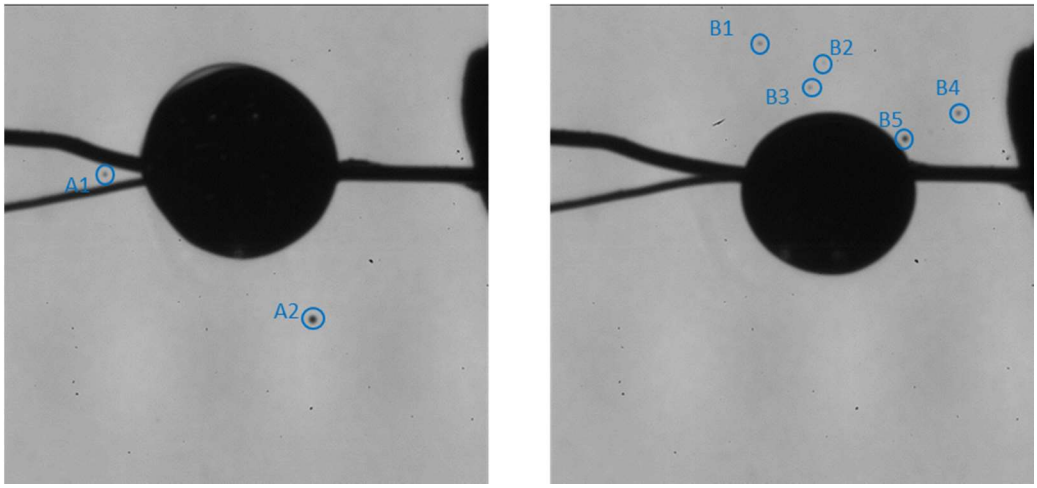


Figure 39 : Images de référence (A gauche, B droite)

Les différentes méthodes et résultats

Méthode MSER sur image native

Dans un premier temps, la méthode MSER est appliquée directement sur les images de référence sans prétraitement. Cette première étape permet le réglage des paramètres de l'algorithme MSER et d'obtenir des références pour les critères de détection. Sur les figures suivantes seront tracés les contours des objets détectés ainsi que leurs diamètres apparents en µm. Les paramètres Δ et V_m ont été fixés respectivement à des valeurs de 0.01 et 0.01 afin de détecter au minimum les gouttes étudiées.

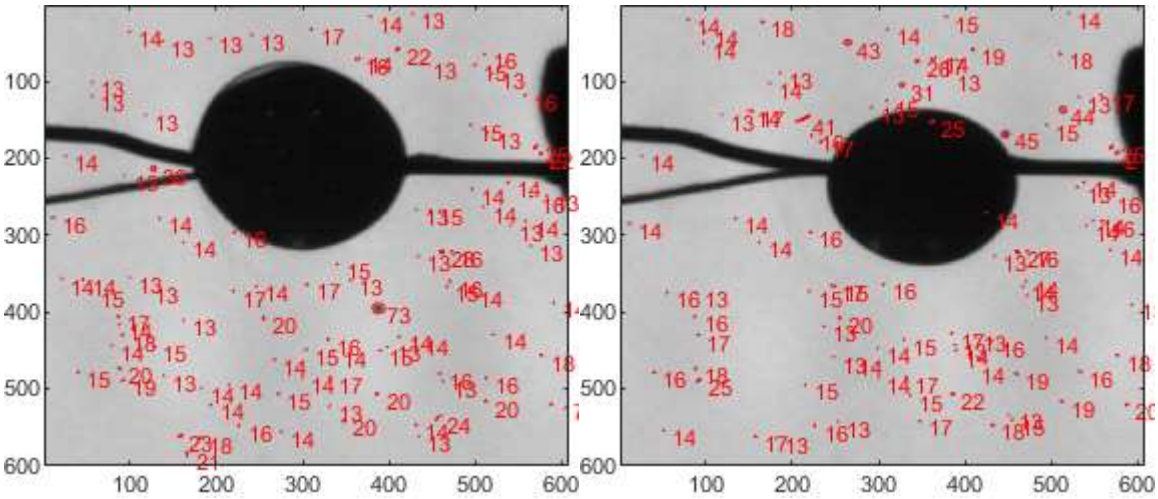


Figure 40 : Détection MSER sur les images natives

On voit sur la Figure 40 que les gouttes étudiées sont effectivement détectées en plus de nombreux artefacts dans l'image de fond qui présente un bruit poivre et sel (Table 11). Ces défauts de l'arrière-plan peuvent être supprimés en utilisant un filtre médian ou en soustrayant le fond de l'image. Les gouttes d'étude sont en revanche toutes détectées et les diamètres mesurés sont de l'ordre de grandeur des diamètres estimés.

Pour la suite de l'étude, les diamètres mesurés par cette méthode sur l'image native seront la référence pour comparer les différents traitements. L'objectif final étant de mesurer une variation du rayon des gouttes détectées, il n'est donc pas problématique de modifier le diamètre détecté des gouttes avec le post-traitement, celui-ci étant identique sur toutes les images.

Table 11 : Résultat de détection sur les images natives

		Diamètre mesuré des gouttes (µm)				
	Nb détections	1	2	3	4	5
Image A	108	36	73	/	/	/
Image B	103	43	26	31	44	45

Utilisation d'un filtre médian

Le filtre médian est un filtre non linéaire utilisé pour la réduction de bruit des signaux. Ce filtre est particulièrement conseillé pour supprimer le bruit de type poivre et sel. Il présente l'avantage de préserver les contours des objets. Le principe du filtre médian est de remplacer chaque pixel par la médiane des $n \times m$ pixels alentours.

2	3	6
5	255	4
1	5	7

Figure 41 : Matrice exemple filtre médian

Par exemple dans le cas de la matrice 3x3 Figure 41, on observe une valeur aberrante de 255. Une valeur est considérée aberrante si elle a dépassé trois fois la valeur médiane des cellules voisines. Les valeurs sont triées par ordre croissant dans la matrice :

1	2	3	4	5	5	6	7	255

Figure 42 : Tri croissant des valeurs de la matrice 3x3

Puis la valeur aberrante est remplacée par la valeur médiane. Finalement, la matrice 3x3 filtrée devient :

2	3	6
5	5	4
1	5	7

Figure 43 : Matrice filtrée avec filtre médian

En fonction du nombre de voisins pris en compte lors du filtrage $n \times m$ le résultat sera différent. L'objectif est de supprimer le bruit poivre et sel sans dégrader les contours et la détection des gouttes d'étude. Plusieurs filtrages ont été réalisés pour des valeurs de $n = m = 3, 5, 7, 9$. Les résultats sont présentés sous la forme d'un tableau dans la Table 12.

Table 12 : Résultat de détection avec des filtres médians pour n=m=3,5,7,9

		Nb détections	Diamètre mesuré des gouttes (µm) 1	2	3	4	5
n,m=3	Image A	46	34	66	/	/	/
	Image B	53	37	/	29	40	54
n,m=5	Image A	13	36	62	/	/	/
	Image B	17	30	/	16	41	45
n,m=7	Image A	3	34	56	/	/	/
	Image B	6	29	/	30	39	41
n,m=9	Image A	2	28	59	/	/	/
	Image B	4	23	/	23	35	39

On remarque que le diamètre mesuré des gouttes varie jusqu'à 30% avec des filtres différents. Le diamètre mesuré par la méthode MSER diminue lorsque l'ordre du filtre médian augmente. Cela est expliqué par le fait que le filtre médian diminue les gradients et donc la stabilité des contours détecté par la méthode MSER. L'utilisation d'un filtre médian d'ordre élevé (à partir de 9) permet de supprimer totalement le bruit poivre et sel de l'image (Figure 44). Il permet également de supprimer les poussières sur l'objectif apparaissant sur l'image avec un fort gradient. En revanche, la goutte B2 n'est plus détectée dès l'ordre 2 à cause de son faible contraste. Bien que les tailles de gouttes détectées soient inférieures à la référence, l'échelle est respectée entre les différentes gouttes des images. Le filtre médian parait donc une méthode satisfaisante pour supprimer le bruit poivre et sel et les impuretés sur les objectifs.

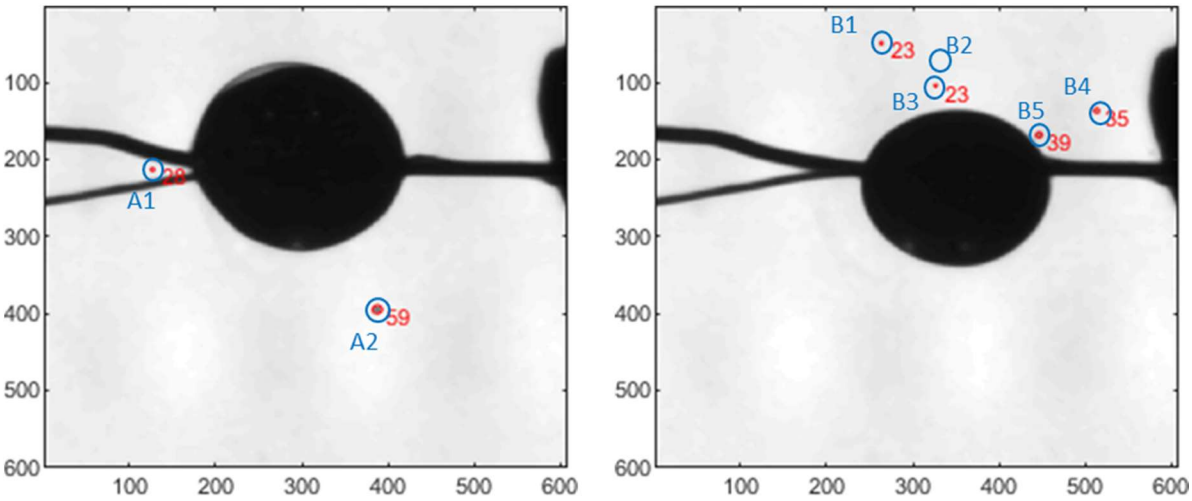


Figure 44 : Résultat des images filtrées avec un filtre médian 9x9

Suppression de l'arrière-plan

Une seconde méthode possible pour la suppression du bruit et des impuretés sur l'objectif est la suppression de l'arrière-plan. En effet, ces défauts d'image sont fixes tout le long de la vidéo et il est donc possible de les supprimer en soustrayant l'arrière-plan à l'image d'étude. Dans le cas d'étude, les objets sont observées en rétro-éclairage, les objets sont donc noir sur un fond blanc. Pour supprimer l'arrière-plan, les couleurs des images sont inversées, pour revenir sur des objets blanc sur un fond noir. Puis la dernière image de la séquence d'image est soustraite à chaque image (Figure 46). Les couleurs sont ensuite inversées à nouveau pour retrouver les couleurs d'origine. On remarque que la soustraction de l'arrière-plan permet de

supprimer les impuretés sur l'objectif mais diminue le contraste des images (Figure 45). Cela est dû au fond qui n'est pas totalement blanc pour ne pas endommager le capteur de la caméra, la valeur soustraite n'est donc pas zéro. Lors de la soustraction du fond une partie des fils apparait en dehors de la goutte car les fils se sont déformés durant l'essai, ce qui peut gêner la détection.

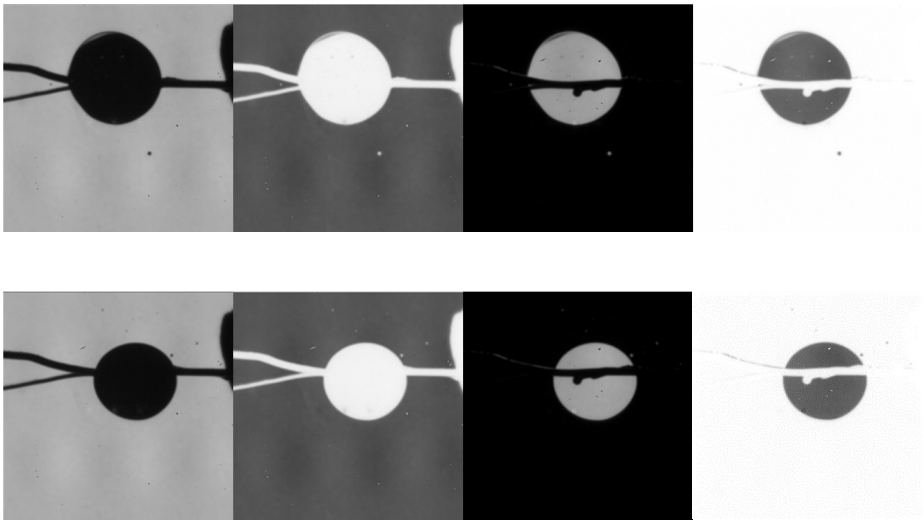


Figure 45 : Soustraction du fond des images références, de gauche à droite : native, inversion, soustraction, re-inversion

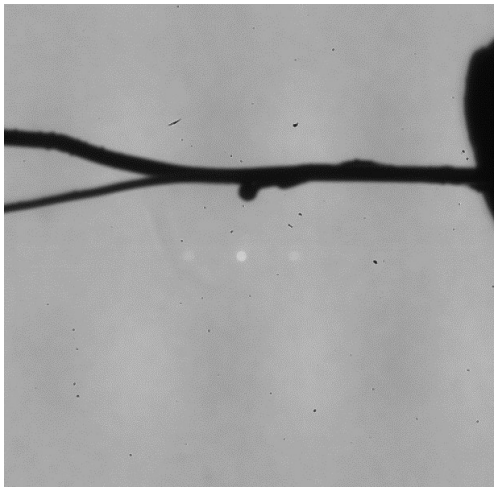


Figure 46 : Visualisation des fils sans goutte

Les fils apparaissant en dehors de la goutte présentent des contrasts similaires aux gouttes que nous cherchons à détecter. La Figure 47 montre la détection de certaines parties des fils avec un filtre médian de 3x3. Ces résidus de fils étant à des positions fixes il est possible d'exclure la détection des pixels dans ces régions afin de supprimer ce problème. L'utilisation d'un filtre médian d'ordre 2 minimum reste nécessaire malgrés la soustraction du fond, mais il n'est plus nécessaire d'utiliser un ordre élevé pour supprimer le bruit poivre et sel. L'utilisation d'un filtre médian d'ordre 3x3 permet d'obtenir des rayons détéctés proche de la détection des images natives (Table 13).

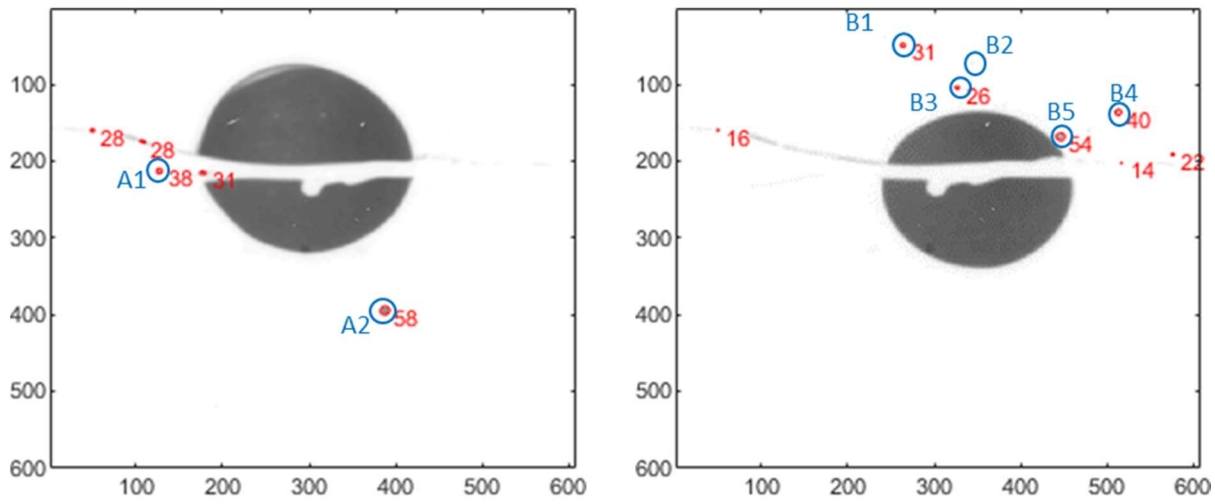


Figure 47 : Détection MSER après suppression de l'arrière-plan

Table 13 : Résultat de la détection pour un filtre médian 3x3 après soustraction du fond

	Diamètre mesuré des gouttes (µm)				
	1	2	3	4	5
Image A	38	58	/	/	/
Image B	31	/	26	40	54

Seuillage de l'image

La méthode MSER inclut déjà une méthode de seuillage, en revanche celle-ci est fixée par l'algorithme afin de déterminer les contours stables. Dans notre cas d'étude, le contraste des objets recherchés est déjà connu et la goutte B2 n'est pas détectée avec les traitements précédents dù à son très faible contraste. Il est donc possible de préalablement fixer le seuillage de l'image manuellement à l'aide de ImageJ, et de n'utiliser que la méthode de détection de contour. Pour choisir l'algorithme donnant le meilleur résultat vis-à-vis de la méthode de détection, un seuillage a été réalisé sur une image avec plusieurs des algorithmes proposés, puis la détection MSER a été réalisée sur la même image avec les différents algorithmes. Les résultats sont présentés sur la Figure 48. On remarque que les algorithmes MaxEntropy, Mean et Yen permettent de détecter la goutte B2 grâce à un niveau de seuillage haut. En revanche, ce niveau de seuillage ne permet pas la distinction de la goutte B5 avec la goutte mère. A l'inverse, l'algorithme de Otsu ne permet de distinguer que la goutte B5. L'algorithme de détection Mean permet donc de détecter la majorité des gouttes d'étude sauf la goutte B5, et propose le moins de détection faux positif.

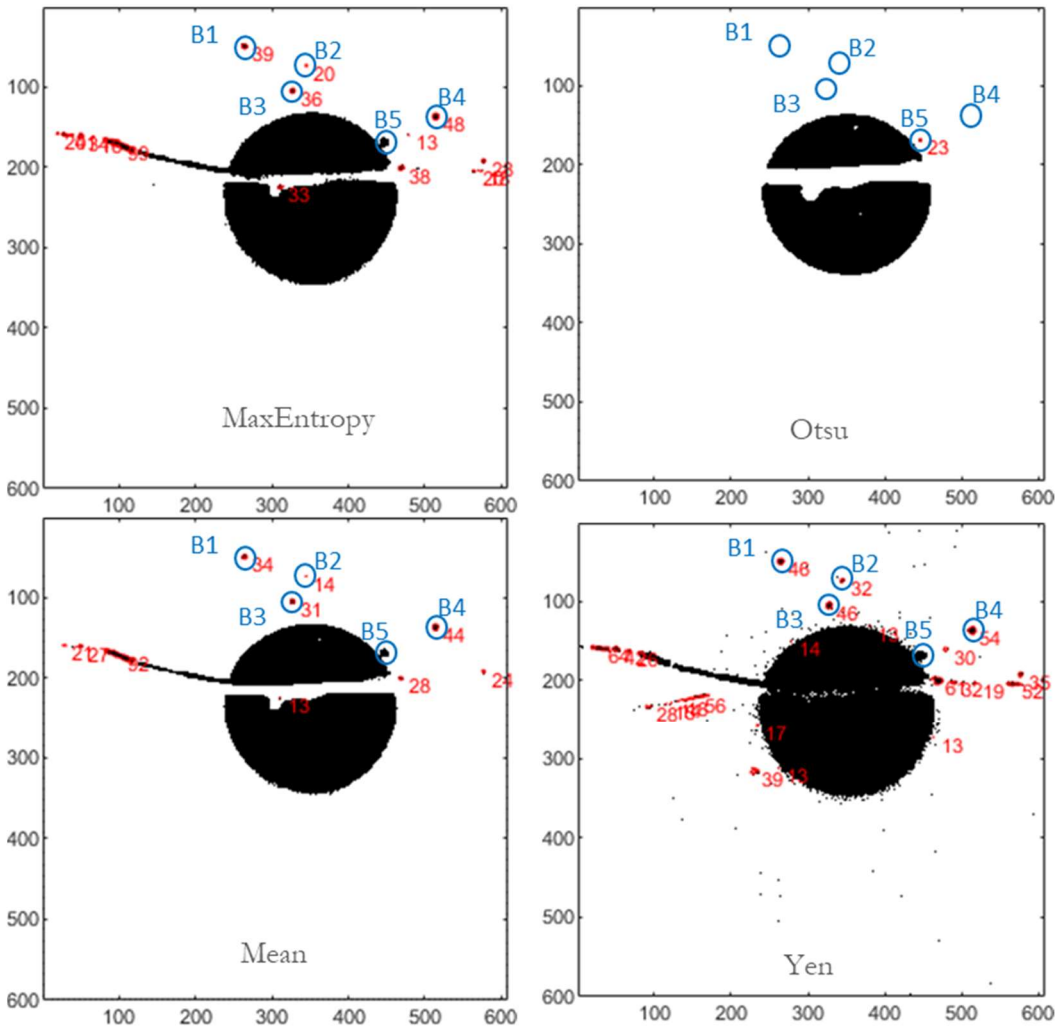


Figure 48 : Détection sur des images au seuillage fixé

Dans ce cas précis il est possible de choisir manuellement l'algorithme de seuillage indépendamment de la méthode MSER car les objets recherchés sont déjà connus. En revanche, fixer manuellement l'algorithme de seuillage ne permet pas de profiter pleinement de l'algorithme MSER. De plus fixer l'algorithme de seuillage ne permet pas d'améliorer la détection des gouttes d'étude, celui-ci sera donc réalisé par la méthode MSER.

3.3.3. Conclusion et traitement final selectionne

Afin d'analyser les vidéos résultats issues de l'expérience il est nécessaire de détecter les gouttes fragmentées qui régressent ou non. Pour notre cas d'étude, les objets recherchés ont des géométries et des tailles qui varient peu, régler une chaine de détection qui nous permet de tous les capter ne pose pas de difficultés. Dans un premier temps, l'utilisation d'un filtre médian 6x6 et la suppression de l'arrière-plan permet de supprimer le bruit et les impuretés sur les optiques. Finalement, nous avons vu qu'imposer un algorithme de seuillage ne permettait pas d'améliorer la détection des objets, celui-ci sera donc laissé à la charge de l'algorithme MSER.

3.4. SUIVI DES GOUTTES FRAGMENTEES

Il a été observé qu'à partir d'une pression minimale la fragmentation était moins importante mais il était possible d'observer une régression des gouttes filles produites. Afin de mesurer une vitesse de régression de ces gouttes détectées à l'aide de la méthode MSER il est nécessaire de suivre les gouttes d'intérêt préalablement détectées. Pour cela un programme de suivi est réalisé. Le programme de suivi a pour but d'associer les gouttes détectées sur une série d'image. De cette façon, il est possible de ne comptabiliser qu'une seule fois chaque goutte, et de suivre le diamètre et la position de chacune.

3.4.1. FILTRE SUR LA MATRICE RESULTAT DES OBJETS DETECTES

L'objectif initial est de compter le nombre de gouttes produites lors de la décomposition. Pour cela il est nécessaire de ne comptabiliser qu'une seule fois chaque goutte issue de la fragmentation de la goutte mère, et de mesurer son rayon initial. De cette façon il est possible de calculer le volume perdu par la goutte mère.

Dans un premier temps les essais étaient filmés à faible cadence (3000 images/seconde). Toutes les gouttes détectées sont stockées dans une matrice résultat. Pour supprimer les multi-détections, la matrice résultat est parcourue dans le sens chronologique et pour chaque goutte détectée, une vérification est effectuée sur les n résultats précédents afin de vérifier si une goutte de diamètre et de position similaire a déjà été enregistrée. Si la goutte a une taille et une position similaire à une goutte précédente sur les n objets détectés précédemment alors elle est supprimée. Cela ne permet pas de suivre les gouttes en position mais de supprimer les redondances sur les séries d'image.

En revanche cette méthode admet plusieurs limites. En effet, en fonction du mouvement des gouttelettes fragmentées, le diamètre mesuré par la méthode MSER peut légèrement varier. Il est donc nécessaire d'ajouter une marge d'erreur à la vérification du diamètre de la goutte détectée. De plus, il n'est pas possible initialement de connaitre la direction dans laquelle est éjectée la goutte d'étude, une marge de détection en position est également nécessaire. L'accumulation de ces deux erreurs résulte en de fausses comparaisons entre deux gouttes proches et de formes similaires. De plus, la nécessité de parcourir le tableau de résultat pour chaque objet détecté est faisable pour des séquences de détection courte mais demande énormément de ressources lorsque le nombre d'images étudiées dans la séquence est important. Cette méthode n'est donc pas adaptée à des séquences réalisées avec des caméras rapides.

3.4.2. SUIVI PAR METHODE DE KALMAN

Le filtre de Kalman est un une méthode visant à estimer des paramètres de signaux bruités, évoluant dans le temps. Ces filtres sont souvent utilisés dans le traitement du signal, particulièrement dans l'estimation de vitesse et position, par exemple pour les mesures radar ou de géolocalisation. Le filtre de Kalman a été proposé en 1960 par R. E. Kalman (52) (Kalman, 1960) comme méthode permettant d'estimer l'état futur d'un système malgré le bruit de mesure.

Principe du filtre de Kalman

Nous décrirons ici le principe du filtre de Kalman avec un cas discret et simple, similaire au cas d'étude du suivi d'une goutte. Le filtre de Kalman est basé sur l'hypothèse que les systèmes sont linéaires et que les bruits de mesure et du système sont des bruits gaussiens. L'état futur d'un système linéaire stochastique est défini comme suit :

$$\dot{x_k}(t) = F(t)x_k(t) + B(t)e(t) + G(t)w(t) \qquad \text{Eq. 25}$$

Avec les notations suivantes :
x_k : l'état du système
e : l'entrée de commande du système
w : un bruit blanc associé au système
F, B, G : des matrices déterministes

L'introduction d'un bruit blanc de mesure empêche de résoudre analytiquement le système et donc de calculer directement $\dot{x_k}$. Le système est donc observé à l'aide de capteurs afin d'avoir une approximation de l'état du système. L'état du système mesuré de l'extérieur est définit comme suit :

$$z(t_i) = H(t_i)x_k(t_i) + v(t_i) \qquad \text{Eq. 26}$$

Avec les notations suivantes :
z : le vecteur de mesure de l'observateur
H : une matrice déterministe
v : un vecteur de bruit gaussien

A cause du bruit de mesure, le vecteur de mesure n'est pas connu précisément. Le filtre de Kalman vise à estimer le plus précisément possible l'état $\widehat{x_k}$ (état estimé) du système grâce à la mesure z du capteur et à l'état précédent x_k, estimé grâce à l'Eq. 25. Le filtre de Kalman peut utiliser seulement l'état précédent à l'ordre 1 mais peut également tenir compte de plusieurs états antérieurs à des ordres supérieurs, le rendant plus performant mais plus couteux. Le filtre de Kalman est donc divisé en deux étapes majeurs itératives afin d'estimer l'état du système et d'améliorer l'estimation à l'aide de la mesure du capteur. En effet, après une itération d'initialisation permettant l'initialisation des erreurs estimées, une boucle est réalisée entre une étape de prédiction et une étape de correction aussi appelée étape de mise à jour (Figure 49).

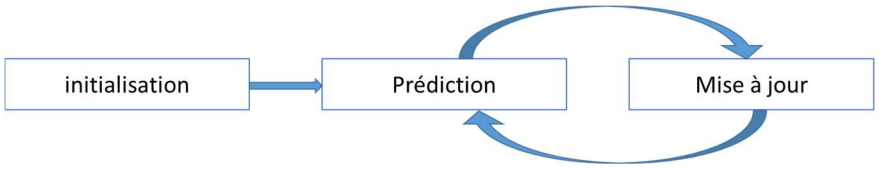


Figure 49 : Etapes de rétroaction d'un filtre de Kalman

Les itérations entre les étapes de prédiction et de mise à jour permettent de calculer l'état $\hat{x}_k$ à l'instant t_i. L'étape de prédiction permet d'estimer $x_k(t_i)$ à l'aide de l'estimation corrigée de $x_k(t_{i-1})$, puis cette estimation est corrigée à l'aide du capteur $z(t_i)$. En notant :

t_i^- : La prédiction au temps t_i sans l'information du capteur
t_i^+ : la correction au temps t_i avec l'aide du capteur

L'estimation au temps t_i^- est donc liée au temps t_{i-1}^+ par l'équation :

$$x_k(t_i^+) = F\hat{x}_k(t_{i-1}^+) + Be(t_{i-1}^+) \qquad \text{Eq. 27}$$

Sont alors introduites les matrices $P(t_i^-)$ et $P(t_i^+)$ respectivement de covariance de l'erreur et d'estimation de l'erreur au temps t_i et Q la matrice de covariance du bruit du processus. L'équation de prédiction devient donc :

$$P(t_i^-) = FP(t_{i-1}^+)F^T + Q \qquad \text{Eq. 28}$$

Puis l'équation de mise à jour est réécrite en introduisant k appelé le gain du filtre de Kalman :

$$\hat{x}_k(t_i^+) = \hat{x}_k(t_i^-) + k(t_i)[z(t_i) - H(t_i)\hat{x}_k(t_i^-)] \qquad \text{Eq. 29}$$

Dans ce cas on cherche à minimiser la covariance de l'erreur $P(t_i^+)$ pour que l'estimateur soit le plus proche de la réalité, le gain optimal étant défini par :

$$K = P(t_i^-)H^T(HP(t_i^-) + R)^{-1} \qquad \text{Eq. 30}$$

Filtre de Kalman étendu

Comme décrit précédemment, le filtre de Kalman simple est basé sur des hypothèses de systèmes linéaires et de bruits gaussiens. Malheureusement, la plupart des systèmes physiques sont non-linéaires, le filtre n'est donc optimal que sur une plage linéaire des systèmes réels. Le filtre de Kalman est dit « étendu » lorsqu'il traite de systèmes non linéaires. Dans ce cas les variables d'état et d'observation sont de la forme suivante :

$$\dot{x_k} = f(x_k) + w \qquad \text{Eq. 31}$$

$$z = h(x_k) + v \qquad \text{Eq. 32}$$

Où les bruits w et v sont également des bruits blanc gaussiens de covariance Q et R. Les fonctions f et h ne sont pas nécessairement linéairex mais sont différentiables. Le calcul de covariance est donc réalisé à l'aide des matrices jacobiennes F et H définies comme suit pour linéariser le système :

$$F = \frac{\partial f(x_k)}{\partial x}_{|x_k = \hat{x}_{k_{t-i}}} \quad \text{Eq. 33}$$

$$H = \frac{\partial h(x_k)}{\partial x_k}_{|x_k = \hat{x}_{k_{ti}}} \quad \text{Eq. 34}$$

Avec P la matrice de covariance estimée, les équations de prédiction deviennent donc :

$$\hat{x}_k = f\left(x_k(t_{i-1}^{+})\right) \quad \text{Eq. 35}$$

$$P(t_i^{-}) = FP(t_{i-1}^{+})F^T + Q \quad \text{Eq. 36}$$

Les valeurs de sortie du système z permettent de calculer la valeur du gain de Kalman et se ramener au système final (Eq. 5, 6 et 7).

Programme de détection et de suivi des gouttes

Un programme complet est donc réalisé afin de suivre et analyser les gouttes fragmentées (Figure 50). La détection des gouttes est réalisée à l'aide de la méthode MSER présentée dans la section 4.1, après prétraitement des images. Les images sélectionnées sont donc toutes parcourues, et un objet Goutte est créé pour chaque goutte détectée sur chaque image. A chaque objet est assigné un identifiant temporaire. Dans un objet Goutte sont stockées les informations relatives à la forme, la position, et le temps auquel est apparue la goutte. Le filtre de Kalman est ensuite appliqué à la matrice de Goutte afin de réaliser des Tracks associées à chaque image. Pour chaque image, cette étape est décomposée en plusieurs tests :

- Calcul du critère de Coût
- Détection d'une nouvelle Goutte
- Mise à jour des Tracks existantes
- Suppression des Tracks perdues
- Création de nouvelles Tracks

Le critère de Coût est défini pour chaque couple de Goutte entre 2 images successives. Le Coût est calculé comme la distance entre la position prédite d'une Goutte, grâce au filtre de Kalman, et la position de chaque Goutte détectée. Un Coût de non assignement est ajouté afin de modifier manuellement le Coût d'une potentielle association dont la distance calculée serait trop grande pour mener à une Tracks. Il convient de noter que le choix d'un Coût de non assignement trop important forcerait des associations entre des Gouttes qui n'auraient pas lieu d'être. Les Tracks sont ensuite assemblées en minimisant le Coût de l'itération par optimisation des couplages biparti à l'aide de l'algorithme hongrois de James Munkres (53).

Lorsque des Tracks sont réalisées, il est donc possible de calculer l'âge de chaque Tracks, comme la différence entre le dernier et le premier numéro d'image ou la Goutte a été visible. Est également stocké le nombre d'itérations où la Goutte a été visible ou non, permettant de calculer la disparition d'une Goutte : une Goutte est considérée comme perdue après un nombre maximal d'itérations successives ou la Goutte n'a pas été visible. Les matrices de covariances de mise à jour calculées par le filtre de Kalman sont également associées aux Tracks afin de remplacer les matrices de covariances d'initialisation. Les Tracks

sont ensuite transformées en Pistes, qui sont repérées non plus par les numéros d'images, mais par un identifiant associé à chaque goutte, permettant un suivi lagrangien de chaque Goutte repérée. L'utilisation de Piste permet un suivi de chaque Goutte au cours du temps, en déplacement et en forme.

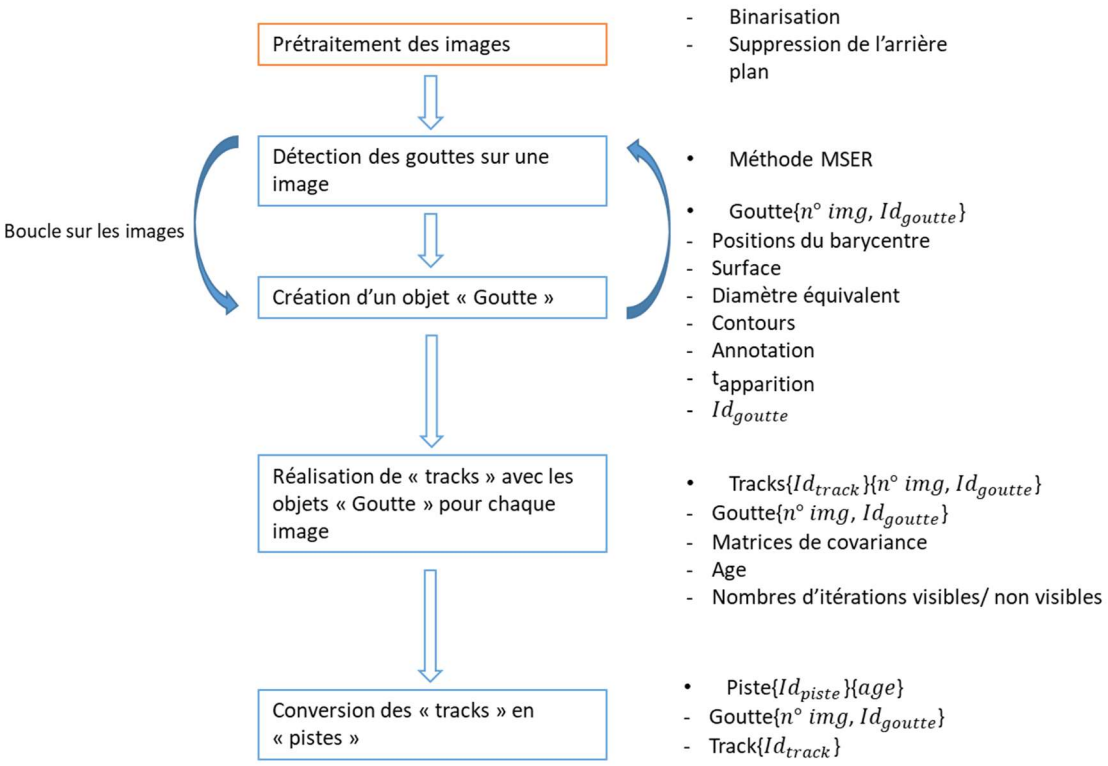


Figure 50 : Architecture du programme de détection et suivi

Réglage et initialisation du filtre

Dans le cas de cette étude, une hypothèse d'accélération constante est ajoutée au calcul du Coût. Les particules pouvant être fragmentées et projetées dans toutes les directions, il n'est pas possible de favoriser une direction de déplacement de celles-ci. Le filtre de Kalman est réglé par de nombreuses entrées. Dans notre cas, la position initiale pour le calcul de prédiction est le barycentre des Gouttes détectées. Le filtre de Kalman est paramétré à l'aide des données suivantes : Variation initiale estimée (Eq. 37), Bruit estimé du capteur (Eq. 38), Matrice de covariance du système (Eq. 39), Matrice de covariance du bruit de mesure (Eq. 40). Le cout de non assignement est fixé à 15 et une Goutte est considérée comme disparue après 80 itérations sans détection.

$$[Var_{Position}, Var_{Vitesse}, Var_{Acceleration}] = [100; 100; 100] \quad \text{Eq. 37}$$

$$[Bruit\ mesure] = 25 \quad \text{Eq. 38}$$

$$Q = Diag[25, 1000, 1000] \quad \text{Eq. 39}$$

$$P = Diag[100, 100, 100, 1e4, 1e4, 1e4] \quad \text{Eq. 40}$$

Application à des séquences d'images référence

Deux séquences d'images ont été choisies comme référence afin d'illustrer le fonctionnement du programme de détection et suivi. Ces deux exemples permettent également de mettre en évidence les conditions dans lesquelles le suivi des gouttes est parfaitement réalisé, mais également les limites. La Figure 51 présente une séquence illustrant le suivi de deux gouttes issues de la fragmentation de la goutte suspendue, visualisée avec un champ large. La Figure 52 présente une séquence illustrant le suivi d'une goutte en régression visualisée avec un champ serré au-dessus des fibres croisées. Sur ces figures, la position des gouttes détectées est représentée par un cercle rouge, et leurs trajectoires par une ligne rouge.

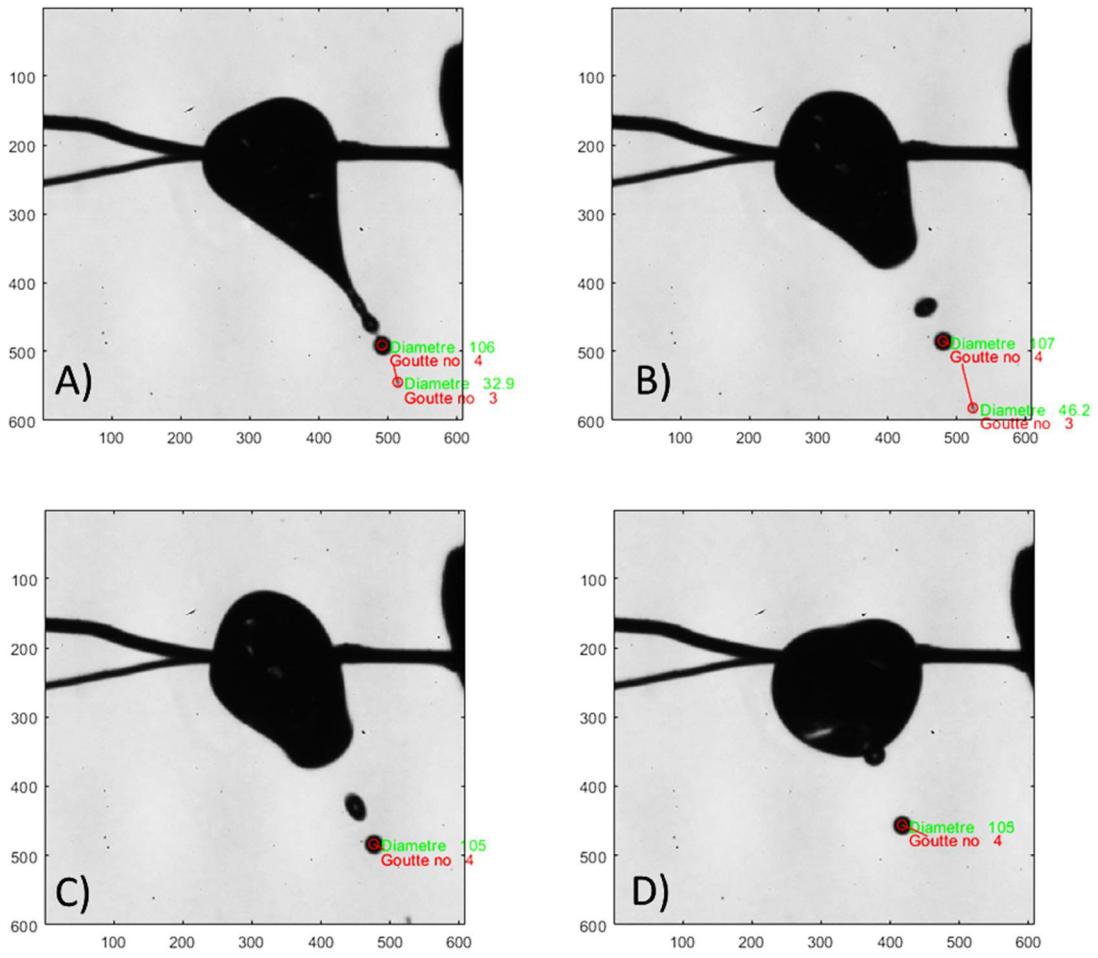


Figure 51 : Suivi multi-gouttes issues de la fragmentation

La Figure 51 illustre le fonctionnement du programme de détection et de suivi dans de bonnes conditions. En effet, on remarque que les gouttes d'intérêt sont bien détectées par la méthode, et la goutte ovalisée et floue à cause de sa vitesse n'est pas détectée. Concernant le suivi des gouttes, on remarque que les deux gouttes détectées (gouttes n° 3 et 4) sont bien distinguées malgré leurs proximité à l'état initial. On remarque également que la goutte n° 4 est très nette et son diamètre change peu au cours des mesures, tandis que le rayon de la goutte n° 3 varie fortement à cause de sa mauvaise netteté.

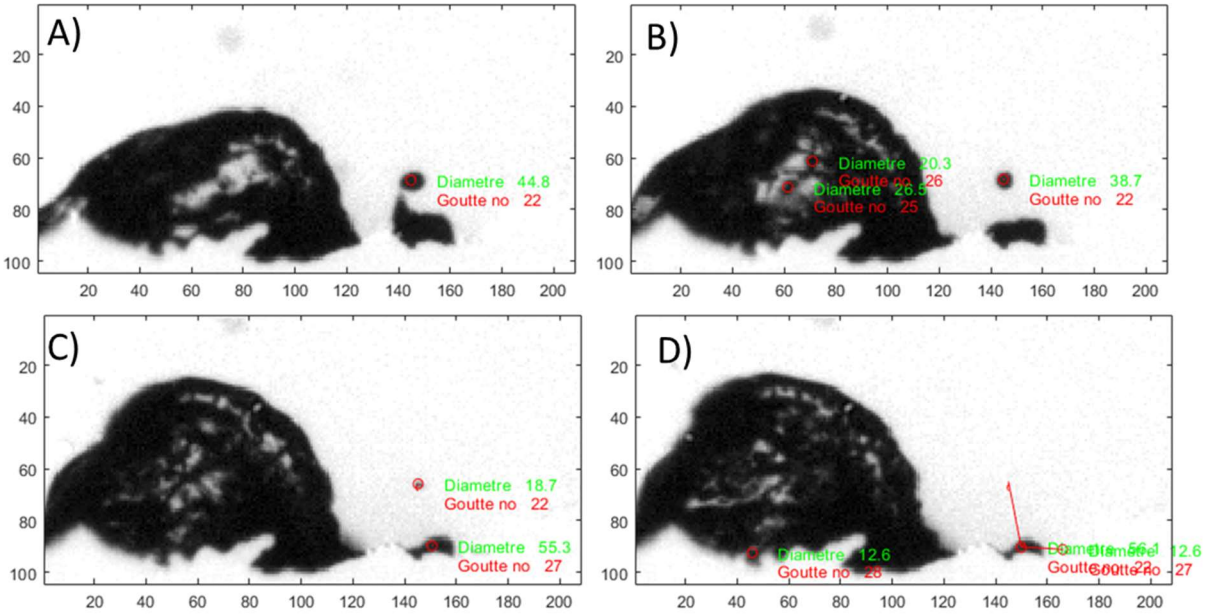


Figure 52 : Suivi d'une goutte en régression

La Figure 52 illustre le fonctionnement du programme dans de mauvaises conditions. En effet, lors de la combustion du monergol, les gouttes n'apparaissent qu'un très bref instant, nécessitant des cadences caméra élevées et donc une réduction de la fenêtre de visualisation De plus, la présence de la flamme augmente la luminosité du fond et diminue ainsi le contraste. On remarque que les gouttes n° 25 et 26 détectées ne sont pas des gouttes d'intérêt, elles sont issues d'une mauvaise détection dans la goutte suspendue. De même, la goutte n° 27 est également une mauvaise détection, due au mouvement de la goutte suspendue sur les fibres croisées. Dans cette situation la piste associée à la goutte n° 22 est faussée à partir de l'image D. La prise en compte de cette erreur est donc nécessaire afin de ne conserver que la partie juste de la piste, avant la liaison avec une goutte différente.

Finalement, la visualisation des séquences de vidéo complètes permet de sélectionner les gouttes d'intérêt, et si besoin, l'itération à partir de laquelle la piste devient fausse et nécessite d'être tronquée. De la même façon, la visualisation des séquences permet également d'écarter les gouttes dont le flou augmente ou diminue au cours du temps, dû à leur déplacement trop rapide dans la profondeur de champ. La méthode de suivi a montré de très bons résultats, très peu de fausses détections dans le cas où peu de gouttes sont présentes simultanément. Toutefois, comme le montre la séquence de la Figure 52, l'apparition et la disparition de gouttes ou de faux objets détectés peut être la source de mauvaises liaisons entre les gouttes, et de suivis erronés. Toutefois les suivis contenant des fausses pistes pourront malgré tout être utilisés en filtrant les points aberrants.

3.5. Mesure de la vitesse de regression des gouttes en combustion

3.5.1. Mesure de la vitesse de regression d'une goutte

La lecture des pistes générées par le programme permet la mesure directe du rayon des gouttes d'intérêt détectées. Les essais réalisés à la pression maximale de 11,5 bar ont été analysés dans un premier temps. La Figure 53 montre le suivi du rayon des 10 gouttes détectées et sélectionnées pour leurs bonnes résolutions. Les diamètres des gouttes et le temps sont adimensionnés par le diamètre initial de chaque goutte afin de pouvoir comparer les gouttes. Bien qu'une régression soit clairement visible pour chacune des gouttes sélectionnées, on observe que les mesures sont fortement bruitées. Plusieurs gouttes voient une augmentation du rayon dans les premières itérations, qui peut être due à la dilatation de la goutte lors de son chauffage. Finalement, le faible échantillonnage et le bruit important des courbes ne permettant pas une interpolation réelle, la vitesse de régression moyenne de chaque goutte est estimée à l'aide d'une régression linéaire des courbes adimensionnées en diamètre. Les mesures de vitesses sont présentées dans la Figure 54.

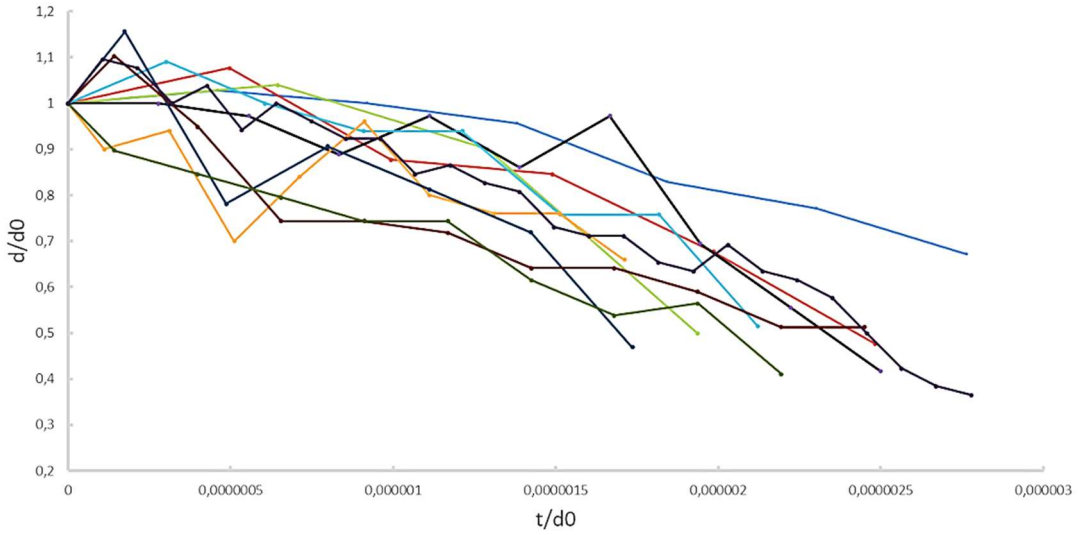


Figure 53 : Suivi du rayon de gouttes de CNES05 en combustion à 11,5 bar

3.5.2. Etude de l'influence de la pression

Afin d'étudier l'influence de la pression, les essais à 7, 9 et 11,5 bar ont été traités et comparés. La Figure 54 montre les vitesses de régression mesurées sous différentes pressions. On remarque que, bien que trois points inconsistants aient déjà été supprimés (au-dessus de 0,5 m/s), les mesures de vitesse de régression ont un écart-type important : 0,064, 0,040 et 0,018 m/s respectivement pour les mesures à 7, 9 et 11,5 bar, soit entre 25 et 18 % d'erreur. Cet important écart entre les mesures peut être dû à plusieurs raisons. La raison principale vient du fait que le système optique était initialement défini pour observer une goutte de l'ordre de grandeur millimétrique. Finalement, ce sont les gouttelettes fragmentées qui ont été suivies mais les diamètres mesurés ne sont situés qu'entre 10 et 150 µm, rendant très insuffisante la résolution spatiale du système optique.

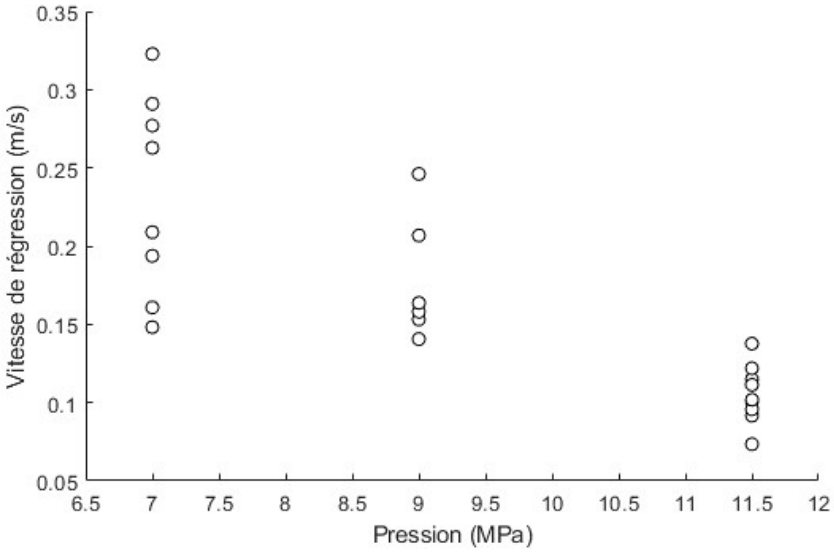


Figure 54 : Vitesse de régression mesurée pour la combustion du CNES05 aux pression de 7, 9 et 11,5 bar

De plus, bien que la source lumineuse permette une profondeur de champ importante, les gouttes s'éloignant du plan focal deviennent moins nettes et augmentent l'erreur lors de la mesure du rayon. De la même façon, malgré une cadence de 180 000 images/s permise par la caméra, certaines gouttes ne sont visibles que sur une série de seulement cinq images, ne permettant pas un échantillonnage temporel suffisant. Finalement, bien que l'écart type soit important, ces essais permettent d'obtenir une première mesure de la vitesse de régression d'environ 0,2 m/s pour le prototype CNES05 dans ces conditions de pression. De plus, La vitesse de régression semble décroitre avec la pression pour ce prototype.

3.5.3. Comparaison des vitesses de regression des prototypes CNES03 et CNES05

Afin de comparer la vitesse de régression des deux prototypes, les mesures de vitesse de régression ont été réalisées aux mêmes pressions pour le prototype CNES03. La Figure 55 présente la vitesse moyenne de régression des deux prototypes aux trois pressions d'étude, encadrée par l'écart type calculé à l'aide de la distribution des mesures. Dans un premier temps on remarque que, bien que la vitesse de régression du CNES03 soit supérieure au CNES05 à 11.5 bar, les vitesses de régression des deux produits semblent similaires sur la gamme de pression étudiée. La vitesse de régression du CNES05 semble diminuer avec la pression tandis que la vitesse de régression du CNES03 ne semble pas changer avec la pression sur cette gamme de pression. De plus, l'écart type des mesures diminue lorsque la pression augmente. Ceci peut être expliqué par la pression seuil d'allumage. En effet, plus la pression est proche de la pression seuil d'allumage, moins la régression des gouttes est nette à cause de la fragmentation importante, se traduisant par une augmentation de l'écart type de la mesure. De plus, proche de la pression seuil d'allumage, il est difficile de discerner les gouttes issues du régime de fragmentation et les gouttes en régression.

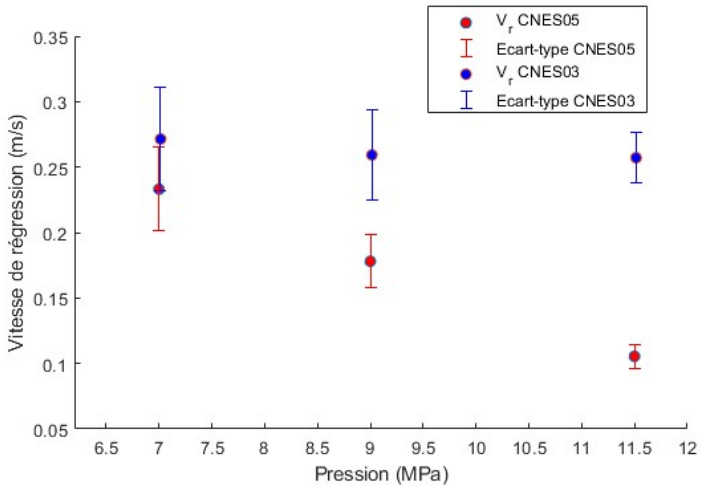


Figure 55 : Vitesses de régression moyennes et écart-type des prototypes CNES03 et CNES05

3.6. CONCLUSION PARTIELLE

L'étude en goutte isolée a permis de détecter une pression seuil d'allumage pour les prototypes CNES05 et CNES03. Afin d'étudier et de suivre l'évolution des gouttes fragmentées en combustion, un programme de détection et de suivi des gouttes a été réalisé. L'utilisation de la méthode MSER a permis la détection des gouttes fragmentées après une étape de prétraitement des images et montre de bons résultats quant à la détection des gouttes d'intérêt et la non détection des gouttes trop floues ou déformées. En revanche, un réglage des paramètres de l'algorithme et l'ajout de conditions additionnelles peuvent être nécessaires pour adapter cette détection à chaque séquence. Les gouttes ainsi détectées ont ensuite été suivies à l'aide d'un filtre de Kalman incorporé dans un algorithme complet de suivi. De la même façon, le filtre de Kalman s'est montré très efficace pour assurer le suivi des gouttes en mouvement et donc leurs traçabilités. Celui-ci a montré une très bonne performance dans des cas simples où le nombre d'objets en mouvement était réduit, et le nombre d'apparition/disparition limité. L'ajout de critères sur la forme des gouttes détectées dans le critère de Coût du filtre de Kalman permettrait de réduire les erreurs de suivi afin de limiter la nécessité du choix des gouttes d'intérêt dans les cas complexes.

Finalement, grâce au montage expérimental présenté dans ce chapitre et aux méthodes de traitement d'images, des premières vitesses de régression ont pu être mesurées à l'aide du suivi de gouttes fragmentées en combustion aux pressions de 7, 9 et 11,5 bar. Malgré la suppression de points aberrants les résultats montrent une importante dispersion. Cet écart type est dû principalement à la résolution spatiale insuffisante du système optique. En effet, malgré un système optique permettant d'atteindre 5 µm par pixel, la résolution s'est trouvée insuffisante lors de l'observation des gouttes fragmentées de l'ordre de grandeur de 50 µm. De plus, la restriction du champ de vision a permis d'augmenter la cadence caméra jusqu'à 180 000 images par seconde, mais cette cadence d'acquisition s'est montrée insuffisante pour suivre précisément la régression des gouttes fragmentées. Malgré une résolution spatiale et temporelle insuffisante, ce montage expérimental a permis d'obtenir de premiers ordres de grandeur sur la vitesse de régression des prototypes CNES05 et CNES03. Aucune influence de la pression n'est visible sur la vitesse de régression des gouttes de CNES03 sur cette plage d'étude. En revanche, la vitesse de régression du CNES05 semble diminuer avec l'augmentation de la pression, ce qui semble contre-intuitif par analogie avec un propergol solide. Une amélioration possible du moyen d'essai passerait par l'utilisation d'un grandissement et d'une cadence caméra supérieure,

mais rendrait d'autant plus difficile le déclenchement de la caméra au moment de l'allumage. Une seconde solution serait d'étudier la combustion du monergol sur une distance plus importante. Ceci justifie la proposition d'une seconde expérience dans une gouttière de 20 cm.

4. MESURE DE VITESSE DE REGRESSION EN GOUTTIERE

Les expériences réalisées dans le réacteur GIMLI ont permis les premières mesures de la vitesse de régression des prototypes CNES03 et CNES05 entre 7 et 11,5 bar. Ces premiers essais ont également permis de montrer les limites de l'expérience de la goutte isolée dans le cadre de l'étude des prototypes de liquides ioniques énergétiques. Il a été vu dans le chapitre précédent que la durée de vie des gouttes observées et suivies limitait la précision de la mesure de leur vitesse de régression. Un second montage expérimental est proposé pour étudier le comportement en combustion des monergols en nappe plutôt qu'en gouttes isolées. Une première observation du front de flamme en nappe permet de caractériser la forme du ménisque lors de la combustion afin de d'identifier si la vitesse de combustion mesurée peut être comparée à la vitesse de régression mesurée au chapitre précédent. Pour cette étude, une attention particulière est portée sur l'augmentation de la distance observée durant le parcours par la flamme durant la combustion. Pour cela, la combustion du liquide dans une gouttière permet un suivi du front de flamme sur des distances supérieures au centimètre. Les essais réalisés dans le banc GIMLI sur ces prototypes ont montré des vitesses de régression de l'ordre de 0,3 m/s. Afin de limiter les risques de confinement de la flamme, l'étude sera donc réalisée dans une gouttière horizontale. Ce chapitre présente une étude expérimentale de la combustion du prototype CNES03 en gouttière, le CNES05 n'ayant montré jusqu'à présent aucun allumage possible dans cette configuration. Pour cette étude, un montage expérimental a été fourni par le CNES, dimensionné pour des essais de vitesse de flamme. Dans un premier temps, des essais d'allumage préliminaires ont été réalisés à l'aide du montage GIMLI pour des raisons de simplicité, afin d'estimer la surpression engendrée en fonction de la masse d'ergol. Des essais de mesure de la vitesse de flamme ont ensuite été réalisés sur la gouttière horizontale en utilisant et comparant différentes techniques de mesure.

SOMMAIRE

4.1 Allumage d'une nappe liquide dans le réacteur GIMLI 65
4.1.1 Montage d'allumage en creuset 65
4.1.2 Estimation de la surpression par calcul CEA 66
4.1.3 Résultats expérimentaux 66
4.2 Montage expérimental 69
4.2.1 Mesure de vitesse 70
4.2.2 Thermalisation du liquide 72
4.2.3 Contrôle de la pression 73
4.2.4 Allumage du liquide 74
4.3 Détection et suivi du front de flamme 74
4.3.1 Mesure optique 74
4.3.2 Mesure par thermocouples 79
4.4 Vitesse de régression en fonction de la pression 81
4.4.1 Détermination de la vitesse du front de flamme en fonction du temps 81
4.4.2 Calcul de la vitesse du front de flamme en fonction de la pression 82
4.5 Conclusion partielle 84

4.1. ALLUMAGE D'UNE NAPPE LIQUIDE DANS LE REACTEUR GIMLI

Avant de réaliser des essais complets dans la gouttière, des essais préliminaires d'allumage ont été réalisés dans le réacteur GIMLI. En effet, les brides du réacteur étant interchangeables, la modification du montage est rapide et permet donc de nombreux tests préliminaires. Dans le cas de cette étude, les allumages des prototypes de monergol n'avaient été réalisés qu'à l'échelle d'une goutte avec un solénoïde placé autour de celle-ci. En prévision de l'étude dans la gouttière, des essais d'allumage avec un solénoïde plongeant dans le liquide ont donc été réalisés. Le liquide est placé dans des creusets transparents en silice afin d'observer le comportement et l'allumage du liquide en rétroéclairage. Des essais préliminaires ont été réalisés avec une très faible quantité de matière déposée sur le solénoïde et il a été observé que les gaz produits par la décomposition diminuaient fortement la visibilité du liquide. C'est pour cela qu'une circulation des gaz a été mise en place. En effet, la bouteille d'azote est maintenue débitante grâce au réglage du détendeur, et un blocage en pression est maintenu à l'aide de l'ouverture partielle de la valve atmosphérique. Cette recirculation permet de chasser les gaz produits lors de l'allumage du liquide.

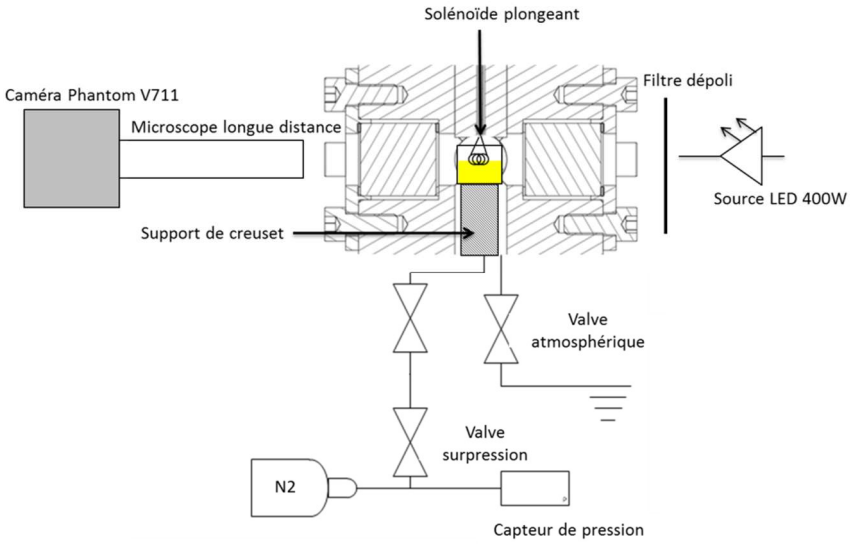


Figure 56 : Représentation schématique du montage expérimental de l'étude d'allumage en creuset

4.1.1. MONTAGE D'ALLUMAGE EN CREUSET

Les essais d'allumage en creuset sont donc réalisés dans le réacteur GIMLI avec le circuit de pressurisation. Les essais de goutte isolée présentés au chapitre 3 ayant montré une pression seuil d'allumage, les essais d'allumage en nappe seront donc réalisés à une pression initiale d'environ 10 bar afin d'assurer l'allumage du liquide. La Figure 56 montre un schéma du montage GIMLI modifié pour l'étude d'allumage en creuset. Le liquide d'étude est donc placé dans un creuset en silice déposé dans le montage sur un support en téflon. Le liquide est versé dans le creuset puis le solénoïde placé affleurant au liquide (Figure 57) afin que le ménisque soit situé à la moitié des spires de la bobine. On remarque sur la Figure 57 une importante perte de luminosité par rapport aux essais de goutte isolée, due à l'épaisseur du liquide et à la courbure du creuset.

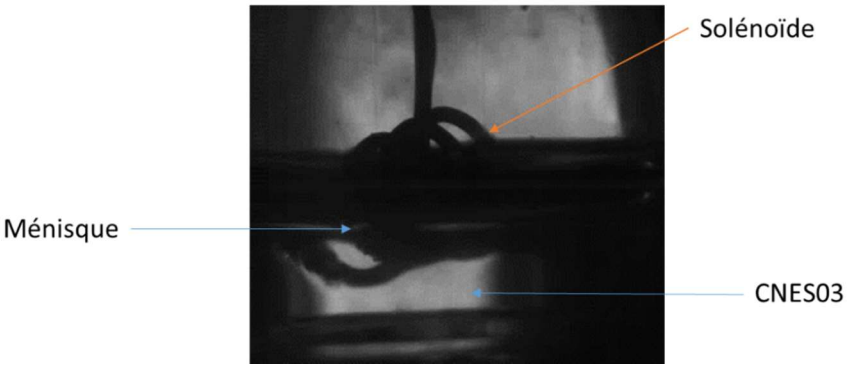


Figure 57 : Vue par rétroéclairage du solénoïde plongeant dans le liquide

4.1.2. Estimation de la surpression par calcul CEA

Le réacteur GIMLI a été dimensionné pour une pression maximale admissible de 80 bar en dynamique. Il est donc nécessaire dans un premier temps d'estimer la surpression induite par la combustion complète et adiabatique du prototype CNES03 dans le réacteur GIMLI. Pour cela, le volume mort du réacteur a été calculé en prenant en compte tous les éléments à l'intérieur du réacteur (support, creuset, câbles, etc…), puis en calculant la surpression engendrée par la combustion du CNES03 pour différentes masses. Le calcul de la surpression est réalisé avec le code CEA de la NASA (54) dans un cas idéal adiabatique.

Table 14 : Hypothèses du calcul CEA

Enthalpie de formation (kJ/mol)	-209
Volume mort du réacteur (mL)	85.1
Température initiale du réacteur (K)	290

Les calculs réalisés avec CEA sont pris en compte comme des maxima en pression qu'il est possible d'atteindre. En effet, l'évent laissé ouvert permet de chasser les premiers gaz de décomposition et les recirculations dans le réacteur limitent l'isolation thermique du montage. De plus, le calcul CEA considère un équilibre chimique instantané et surestime donc l'effet de surpression dû à la combustion. D'après Table 15 une masse de 0,85 g permet d'avoir une pression maximale égale à la moitié de la pression de timbrage du réacteur tout en assurant une quantité minimale de liquide permettant de placer le solénoïde plongeant dans le liquide.

Table 15 : Résultat du calcul CEA, surpression en fonction de la masse d'ergol

Masse (g)	P (bar)
0,3	12,57
0,34	14,36
0,85	35,89

4.1.3. Resultats experimentaux

Résultats de la mesure de pression

Afin de s'assurer que la surpression ne dépasse pas la pression de timbrage du réacteur, le premier essai est réalisé avec une masse de 0,839 g de CNES03. Par la suite, trois autres essais sont réalisés afin d'observer la reproductibilité de l'allumage du liquide, et l'effet de surpression par rapport à la masse. La

Table 16 montre les résultats en pression des quatre essais réalisés pour différentes masses. L'effet de surpression par rapport à la masse est similaire pour trois essais, mais on remarque une différence du rapport $\Delta P/m$ pour l'essai de masse m=1,101 g. Cette différence peut être expliquée par un défaut d'allumage. En effet, la Figure 58 présente le résultat en pression des quatre essais d'allumage et on remarque sur l'essai réalisé avec la masse initiale de m= 1,101 g un premier pic de pression apparu avant la combustion de la nappe complète d'ergol. Ce premier pic de pression peut être dû à une première étape de décomposition sans combustion ou à un défaut du chauffage (mauvaise connexion du solénoïde, spires du solénoïde en contact). Afin de comparer l'énergie libérée par la combustion de l'ergol durant les différents essais en prenant en compte les différents allumages, il aurait été intéressant de comparer l'intégrale des signaux de pression durant toute la combustion. Cependant, la recirculation du gaz dans la chambre implique que la combustion n'est pas réalisée en bombe fermée, il n'est donc pas possible de considérer une conservation de l'énergie durant un essai complet. Le temps d'allumage de la nappe semble être dépendant de la masse de liquide. En effet, le temps d'allumage semble plus important lorsque la masse de liquide est plus élevée, ce qui peut être expliqué par la masse de liquide à chauffer plus importante avant d'atteindre la température de décomposition.

La comparaison de la mesure de pression de l'essai de masse m=0,839 g avec le calcul CEA montre un écart significatif entre la surpression calculée et la surpression mesurée. Cet écart peut être expliqué par de nombreuses raisons. En effet, le calcul CEA est basé sur l'hypothèse d'un milieu adiabatique et ne considère donc pas les pertes thermiques. De plus, le calcul CEA ne considère pas de vitesse de combustion, mais un équilibre chimique instantané, l'évolution temporelle de la production de gaz n'est donc pas considérée et la pression est donc d'autant plus surestimée.

Table 16 : Pression obtenue pour la combustion en creuset de différentes masses de CNES03

Masse (g)	Pini (bar)	Pmax (bar)	$\frac{\Delta P}{m}$
0,839	9,93	27,73	21,20
1,012	10,02	30,01	19,72
1,217	9,7	35,95	21,57
1,344	10,01	38,75	21,38

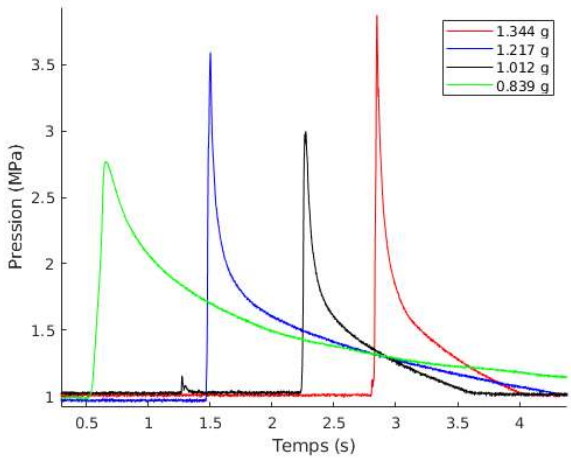


Figure 58 : Mesure de pression dans le réacteur GIMLI durant la combustion du liquide en creuset

Résultat de l'observation par rétroéclairage

La décomposition et la combustion de l'ergol dans le creuset sont également observées à l'aide d'une caméra en rétroéclairage. La Figure 59 présente une séquence d'image issue de l'observation de l'allumage et de la combustion de 1,217 g du prototype CNES03 à une pression initiale de 10 bar. L'image a) montre le placement du solénoïde dans le liquide. On peut observer sur les images b) et c) l'apparition d'une gerbe autour du solénoïde laissant penser à la fragmentation due à la décomposition, préalablement observée sur les gouttes isolées. Par la suite, le liquide est projeté sur la paroi à cause de la décomposition (images d) et e)). Sur l'image f) on remarque un changement de luminosité dû au début de la combustion de la nappe. En revanche la présence de gaz autour du creuset diminue la netteté de l'image. Après ce temps d'allumage, on peut observer la nappe liquide en combustion sur les images g) à k). On remarque sur ces images que le front de liquide est légèrement plissé sur le ménisque (Figure 60). Finalement, l'image l) montre l'extinction de la flamme lorsque tout le liquide est consommé, traduit par la diminution de la luminosité.

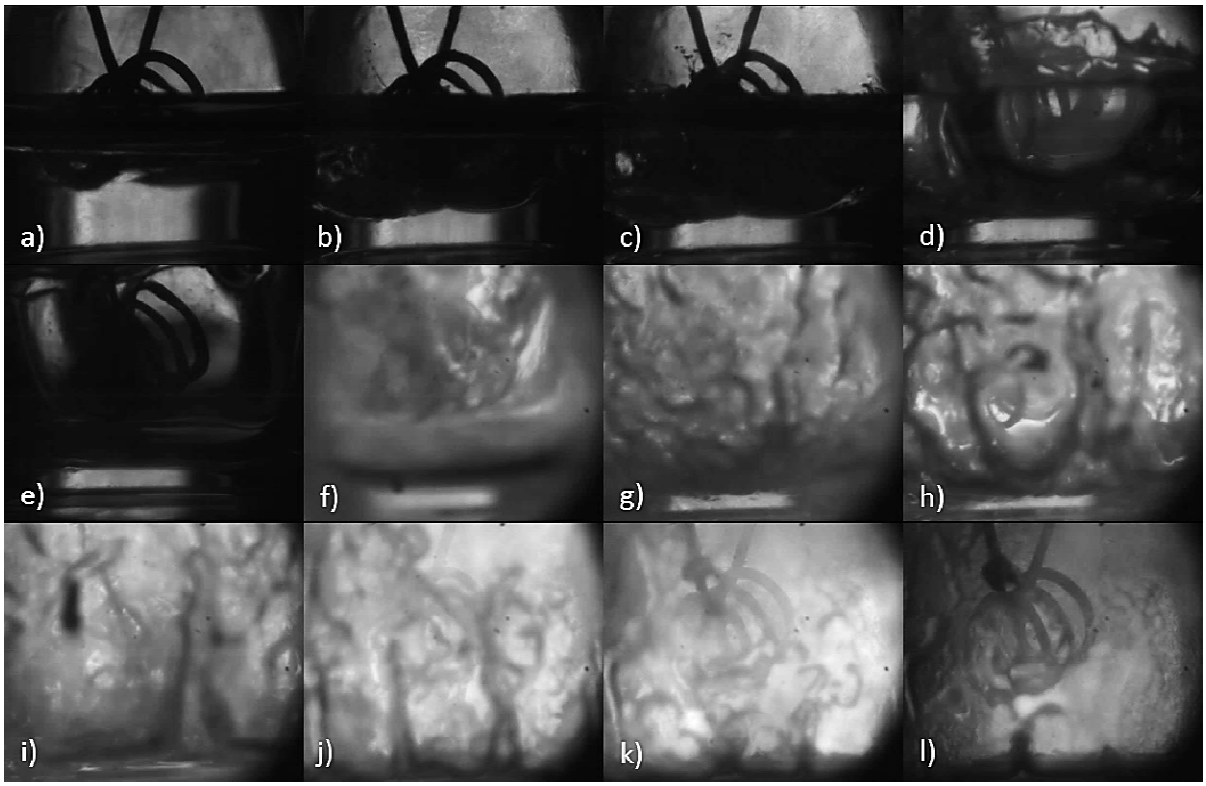


Figure 59 : Observation par rétroéclairage de la combustion du CNES03 en nappe dans le réacteur GIMLI

Les expériences de combustion en creuset ont permis de montrer une bonne reproductibilité de l'allumage pour différentes masses de monergol. En revanche, une attention particulière sera portée au système de chauffage du montage en gouttière par solénoïde afin d'éviter la rupture de celui-ci, ou le contact entre des spires. De plus, un contrôle de la résistance totale du circuit devra être réalisé par la suite afin de contrôler la bonne connexion du circuit d'alimentation du solénoïde. L'observation d'un front de liquide plissé (Figure 60) implique une surestimation de la vitesse de régression observée, par analogie avec les propergols solides. Bien que la gouttière proposée soit de dimensions très inférieures (6 x 6 mm de section) par rapport au creuset de 1,5 cm de diamètre, il ne sera pas possible de s'assurer de l'aspect plan du front de flamme. De plus, les effets de bord impliquent l'apparition d'un ménisque et donc d'une courbure proche

des parois. Cela implique que la vitesse mesurée dans la gouttière sera une vitesse de déplacement de la flamme, et non une vitesse de régression comme observé sur la régression des gouttes.

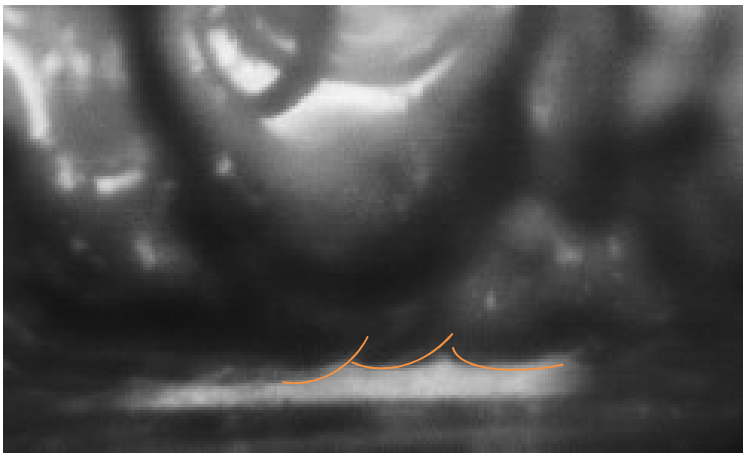


Figure 60 : Visualisation du front de liquide en régression

4.2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental présenté dans cette section a pour objectif l'étude de la vitesse de combustion du monergol CNES03 dans une gouttière. Les essais d'allumage d'une nappe dans un creuset ont permis de confirmer la possibilité d'allumer une masse de liquide. L'allumage du liquide en gouttière sera donc réalisé à l'aide d'un solénoïde. La Figure 61 montre une vue isométrique du rail contenant la gouttière et du réacteur sans les brides. Le volume mort du réacteur est de V=1,55 L. Le réacteur est équipé d'un hublot sur la face supérieure permettant l'observation du liquide à l'intérieur de la gouttière, d'une bride équipée de raccords gaz, et de traversées de paroi. Le rail est composé d'une gouttière à section rectangulaire, de 20 cm de long et de section 6x6 mm. Le rail est équipé de 20 taraudages permettant la fixation d'une plaque de plexiglass destiné à confiner le liquide mais également de 20 traversées laissant libre l'instrumentation de la gouttière.

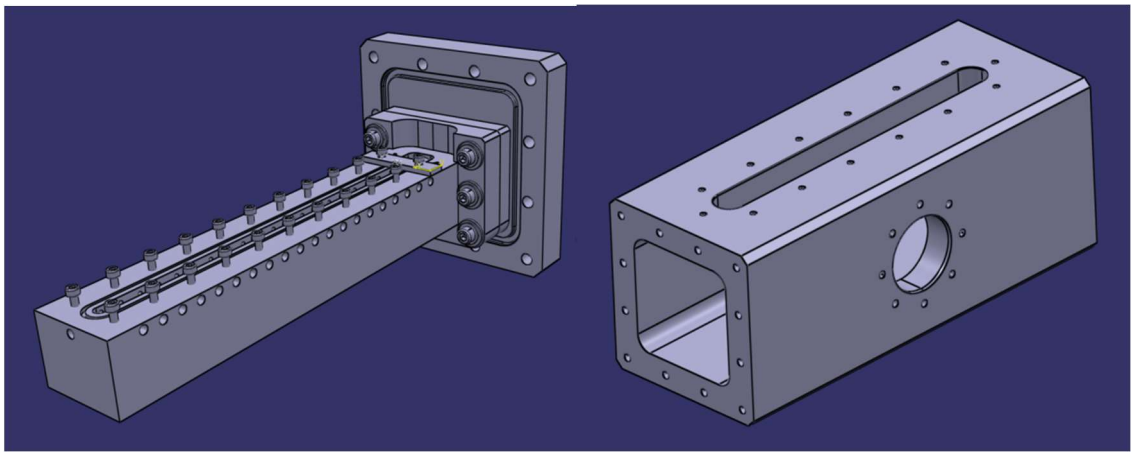


Figure 61 : Vue iso de la gouttière d'étude (gauche) et du réacteur (droite)

4.2.1. Mesure de vitesse

L'objectif principal de cette campagne d'essais est de mesurer la vitesse de déplacement du front de flamme. Pour cela, deux méthodes sont mises en œuvre : une mesure optique et une mesure par thermocouples. La mesure optique consiste en une visualisation directe de la flamme à l'aide d'une caméra haute cadence, tandis que la mesure par thermocouples consiste en l'utilisation de thermocouples comme barrières physiques.

Mesure optique

La quantité de produit du prototype CNES03 étant limitée, des essais préliminaires de visualisation de la flamme ont été réalisés dans la gouttière dont la longueur a été réduite à 5 mm à l'aide de plots en polymère. Lors des essais préliminaires, une caméra Casio EX-F1 a été utilisée pour observer la flamme à travers le hublot. La Figure 62 montre l'allumage du monergol CNES03 observé grâce à cette caméra, avec un temps d'exposition de 25 µs (réglage minimal de la caméra). Comme on peut le voir sur la Figure 62, malgré le temps d'exposition minimal de la caméra, le capteur de la caméra est saturé, et un halo lumineux apparait, en déformant la visualisation du hublot.

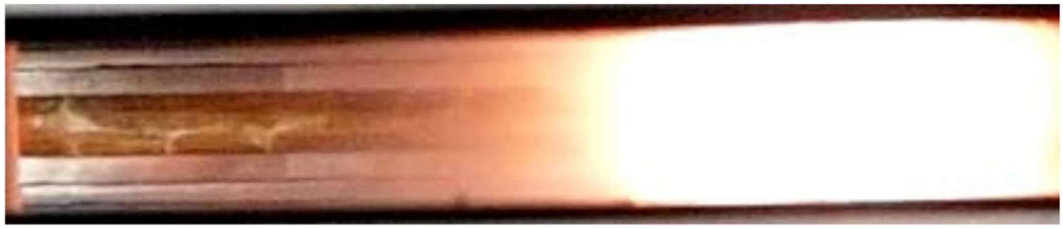


Figure 62 : Visualisation de la flamme avec une caméra CASIO XF-F1 (temps d'exposition 25 µs)

Afin de réduire le temps d'exposition, la première caméra a été remplacée par une caméra rapide Phantom V711 permettant un temps d'exposition de seulement 1 µs. La caméra est équipée d'un objectif Nikon NIKKOR 28-280 mm de grandissement 1 :3,5-5,6 permettant la visualisation complète du rail. Malgré le temps d'exposition minimum de la caméra, on observe sur la Figure 63 que le capteur reste surexposé. La diminution du temps d'exposition n'est donc pas suffisante pour observer la flamme produite par la combustion du liquide.

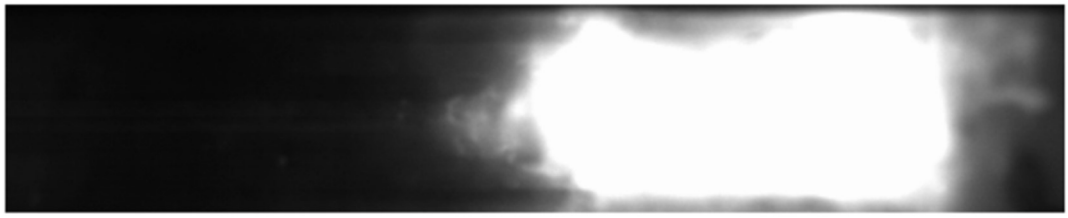


Figure 63 : Visualisation de la flamme avec une caméra Phantom V711 (temps d'exposition 1 µs)

Pour limiter la quantité de lumière atteignant le capteur de la caméra, un essai a été réalisé avec un filtre Kodak CAT 174 3970 en gélatine (Figure 64). Ce filtre ne laissant passer que les infrarouges supérieurs à 800 nm, il permet de réduire énormément la plage de fréquence observée par le capteur. De plus, l'Annexe

1 montre la réponse du capteur CMOS de la caméra V711, et permet de confirmer que ce capteur permet l'observation des longueurs d'onde supérieures à 800 nm.

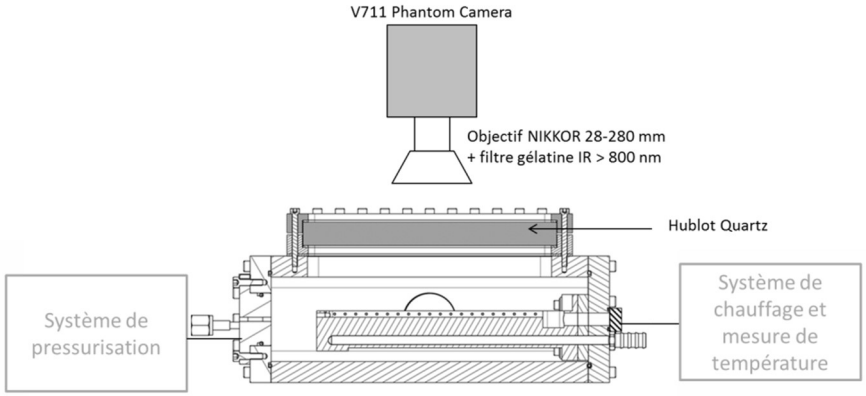


Figure 64 : Vue schématique du montage optique pour l'observation de la flamme

La Figure 65 montre l'observation de la flamme à travers le filtre infrarouge avec un temps d'exposition de 25 µs. On remarque que le capteur n'est plus ébloui, ce qui permet d'assurer que celui-ci ne sera pas endommagé durant les essais. De plus, on remarque qu'il est possible d'observer la présence du rail à travers les gaz. Cela est dû au fait que le filtre permet de ne sélectionner qu'une partie de la lumière émise par la flamme, et donc rend possible un contraste convenable sans éblouissement. C'est finalement la visualisation à travers le filtre Kodak qui sera conservée pour observer le déplacement de la flamme dans la gouttière.

Figure 65 : Observation de la flamme avec une caméra Phantom V711 et un filtre IR>800 nm (temps d'exposition 25 µs)

Mesure par thermocouple

Un second moyen de suivre la position de la flamme est mis en œuvre pour être confronté aux mesures optiques. Par analogie avec la méthode des fils coupés des brûleurs de Crawford, des barrières sont utilisées dans le liquide pour détecter le passage de la flamme. Dans cette étude, les fils coupés sont remplacés par des thermocouples de type K de 200 µm de diamètre, placés dans le liquide, afin d'obtenir une information supplémentaire de température (Figure 66). La réactivité des thermocouples de 200 µm ne permet pas de mesurer la température de flamme du gaz, en revanche ceux-ci peuvent apporter une information supplémentaire sur la thermalisation du liquide dans la gouttière, et de potentiels défauts d'allumage. L'utilisation de thermocouples de type K de 200 µm permet d'assurer leur état de fonctionnement au cours des essais, ce qui ne serait pas possible avec des tailles inférieures. De plus, la possibilité de fabrication de ces

thermocouples dans le laboratoire (soudure par décharge capacitive) permet la réparation de ceux-ci lorsqu'un thermocouple est endommagé. La principale difficulté pour l'utilisation de thermocouples dans le liquide est le passage de ceux-ci à travers le réacteur pressurisé. Pour cela, une traversée de paroi étanche multifaisceaux (Figure 67) a été réalisée sur mesure, permettant le passage de 20 thermocouples de type K, et maintenant une étanchéité jusqu'à 150 bar et jusqu'à 125 °C.

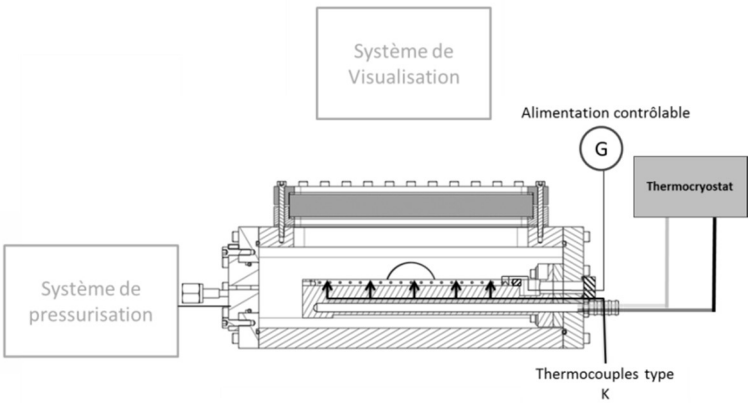


Figure 66 : Vue schématique du montage pour la mesure de température et thermalisation

Figure 67 : Positionnement des thermocouples dans la gouttière

4.2.2. Thermalisation du liquide

La température de fusion du CNES03 mesurée par à l'aide d'un calorimètre différentiel à balayage est de T=33 °C. L'état stable de cet ergol est donc solide à température ambiante. En effet, bien que l'ergol final soit nécessairement liquide à température ambiante, le CNES03 est un liquide ionique pur et ne contient pas encore d'additifs permettant la modification de sa température de fusion. Malgré une température de fusion élevée, le CNES03 reste en état de surfusion à des températures de -120 °C (Annexe 2 et Annexe 3). La Figure 68 montre deux échantillons de CNES03 à l'état solide ou liquide à 2 °C. Comme il n'est pas possible de contrôler l'état du prototype en-dessous de sa température de fusion, celui-ci est conditionné en température dans la gouttière à l'aide d'un circuit de thermalisation. Le circuit de thermalisation permet de faire circuler un fluide caloporteur dans le rail et donc maintenir celui-ci à la température souhaitée. Le fluide est maintenu en température à l'aide d'un thermostat Lauda Proline RP 1845C permettant une thermalisation de -50 à 200 °C. Pour assurer l'état liquide du prototype, celui-ci est donc maintenu à 40 °C. La température du liquide est contrôlée à l'aide des thermocouples afin de s'assurer de la température initiale du produit avant le lancement d'un essai.

Figure 68 : Photo de l'état solide (gauche) et liquide (droite) du prototype CNES03 à 2 °C

4.2.3. Controle de la pression

De la même façon que l'étude en creuset, il est nécessaire de contrôler la pression initiale du fluide pour assurer son allumage. Pour que l'allumage du monergol soit le plus reproductible possible, la pression initiale choisie est supérieure à la pression limite observée pour le prototype CNES03. La chambre sera donc pressurisée à une pression initiale d'environ 10 bar. Le réacteur est donc pressurisé à l'aide d'une bouteille d'azote de 200 bar (Figure 69). La pression est mesurée à l'aide d'un capteur pont de jauge GE unik 5000 permettant des mesures de pression dynamiques jusqu'à 3,5 kHz et des pressions maximales jusqu'à 50 bar. Ce capteur permet une utilisation jusqu'à 125 °C, ce qui autorise une utilisation sans protection thermique dans la configuration du réacteur. L'utilisation d'une mise à l'air libre permet d'expulser les gaz de combustion vers un bain de barbotage en fin d'essai, mais également de permettre un blocage en pression grâce à une ouverture partielle, afin de maintenir une recirculation des gaz à l'intérieur du réacteur. En effet, de la même façon que pour l'étude en creuset fermé, la décomposition initiale du liquide produisant beaucoup de fumée, une recirculation des gaz est nécessaire afin de maintenir une visualisation correcte de la nappe liquide. Lors de la mise en pression du réacteur, la pression est directement contrôlée à l'aide du capteur de pression.

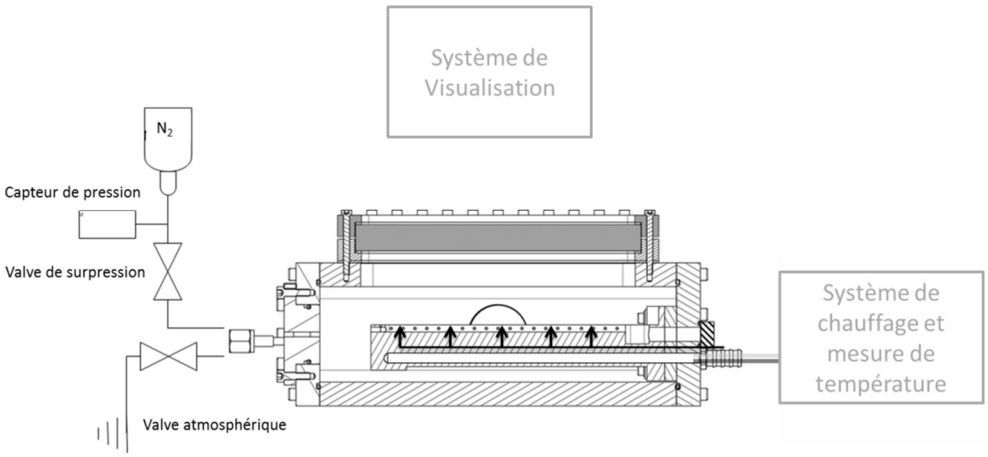


Figure 69 : Vue schématique du montage pour la mesure et le contrôle de pression

4.2.4. Allumage du liquide

Les essais préliminaires d'allumage en creuset ont montré une bonne reproductibilité de l'allumage du liquide à l'aide d'un solénoïde, c'est donc cette méthode qui sera utilisée pour l'allumage en gouttière. Durant les premiers essais, le solénoïde était maintenu à l'aide d'une plaque de téflon percée et vissée sur le rail. En revanche, cette fixation du solénoïde n'étant pas rigide, il a été observé que celui-ci pouvait rentrer en contact avec le rail, ce qui diminuait sa vitesse de chauffage. Pour fixer la position de celui-ci dans le liquide, le solénoïde est maintenu à l'aide d'un domino fixé sur une plaque d'aluminium et vissé sur le rail. Ce montage permet une fixation rigide du solénoïde dans le liquide d'étude et assure une meilleure reproductibilité du chauffage. L'étanchéité des fils d'alimentation est réalisée sur des fils de cuivre émaillé de 2 mm de diamètre, à l'aide de férules plastiques.

4.3. Detection et suivi du front de flamme

Deux méthodes sont donc utilisées pour détecter le déplacement du front de flamme. Dans les deux cas, le front de flamme est considéré orthogonal à la vitesse de déplacement. La vitesse de régression du liquide est donc considérée suffisante pour négliger l'effet d'étalement du liquide durant la régression. La réalisation d'essais dans une configuration verticale permettrait d'étudier l'effet d'étalement, mais n'est pas prévus dans ce travail. La première méthode est basée sur le traitement d'image des vidéos issues de la visualisation directe de la flamme. La seconde méthode est la détection du temps de passage de la flamme à travers les micro-thermocouples placés dans la gouttière.

4.3.1. Mesure optique

Il n'est pas possible de détecter optiquement le front de liquide à travers la flamme très lumineuse, malgré le filtre infrarouge. En revanche, la Figure 70 montre le déplacement d'une zone lumineuse générée par la flamme, qu'il est possible de suivre. Ce n'est donc pas le front de liquide qui est suivi mais la flamme. On considèrera donc que la flamme générée par la combustion se déplace à la même vitesse que le front liquide. Deux méthodes de suivi sont présentées ici, la première dont le but est de détecter le maximum d'intensité de chaque image, et la seconde dont l'objectif est de suivre la zone de flamme, interpolée par un rectangle. Tous les traitements optiques sont réalisés à l'aide du logiciel ImageJ (55). Le logiciel ImageJ a été sélectionné pour sa communauté de chercheur et la possibilité de réaliser des macros permettant un traitement rapide de vidéos complètes.

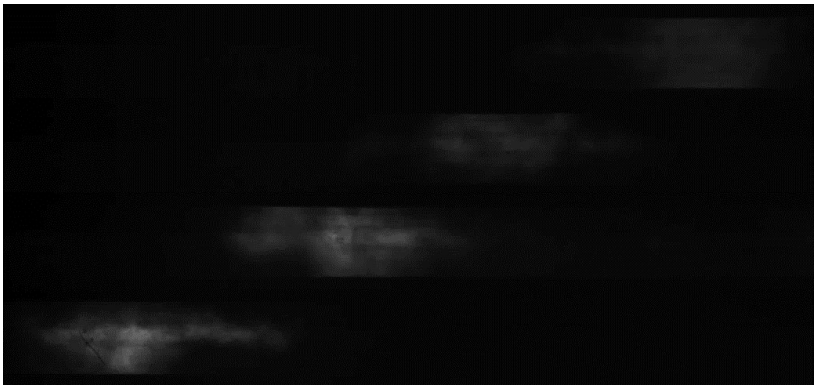


Figure 70 : Déplacement de la flamme au cour de la combustion du CNES03

Méthode des maximas

La méthode dite « des maxima » consiste à suivre la zone la plus lumineuse de l'image. Pour cela les maximas locaux de l'image sont détectés à l'aide de la fonction « FindMaxima » du logiciel ImageJ. Après une détection des maximas locaux, un filtre est appliqué sur les maximas détectés, afin de ne conserver que les maxima les plus stables. Un maxima est considéré comme stable s'il est entouré d'un nombre suffisant de pixels, définis par la tolérance en bruit. Dans ce cas, la zone stable est approchée par une ellipse et le maximum de la zone considérée est le barycentre de l'ellipse. Finalement, les maximas sont détectés pour chaque image et stockés dans une matrice résultat avec le numéro d'image associé (Figure 71).

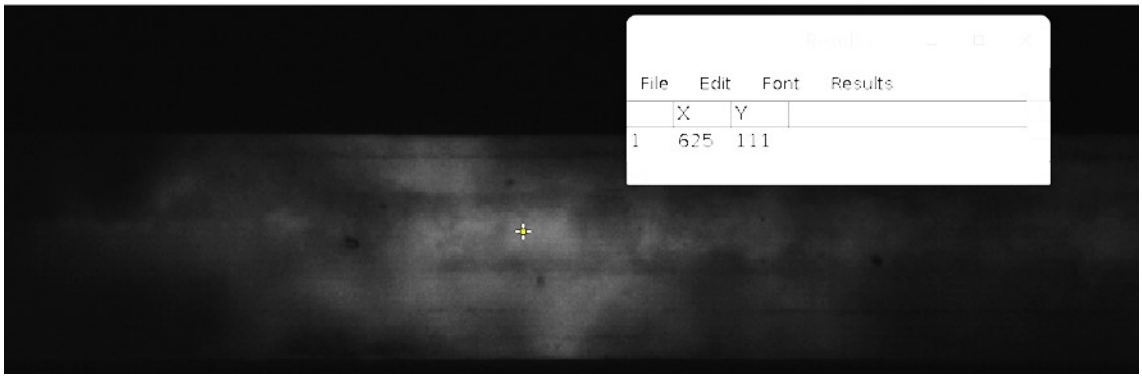


Figure 71 : Détection d'un maximum d'intensité pour une tolérance de 100 pixels

Méthode des particules

La seconde méthode est basée sur la détection d'un niveau de luminosité stable à un niveau de seuillage. En effet, les gaz chaud produits par la combustion sont représentés par une zone plus lumineuse que le fond, pouvant être isolée à l'aide d'un niveau de seuillage choisi. La Figure 72 montre le seuillage manuel pour les pixels ayant une intensité de 235 à 255 (intensité d'un pixel de 0 à 255 pour les images noir et blanc).

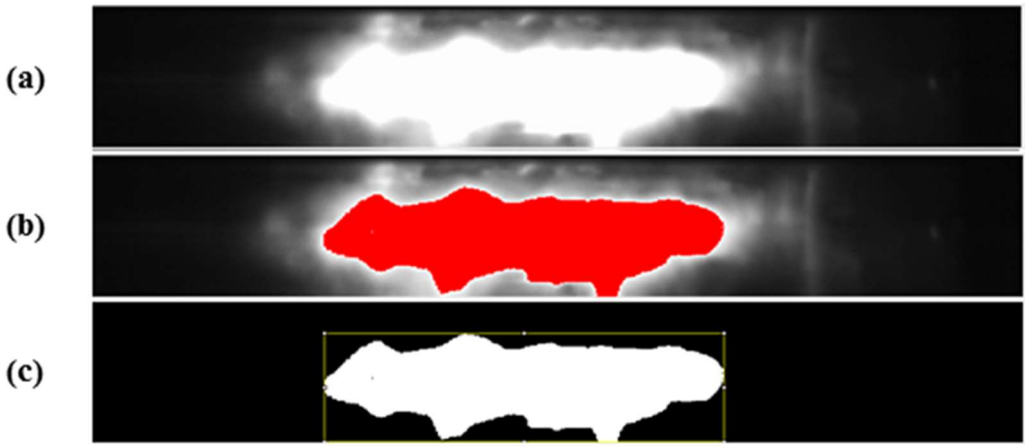


Figure 72 : Illustration du seuillage manuel de la flamme. (a): Image initiale; (b): Aperçu du seuillage (de 253 à 255); (c): Image binaire avec rectangle de délimitation

Afin d'assurer la reproductibilité des résultats, il est nécessaire d'utiliser une méthode de seuillage automatique. Pour déterminer le ou les algorithmes les plus appropriés pour la détection de la flamme, de nombreux algorithmes ont été appliqués à une image de référence, et les résultats ont été comparés qualitativement. L'image de référence choisie pour cela représente l'allumage du liquide. En effet, il a été constaté que la dispersion entre les différents algorithmes de seuillage était plus importante au moment de l'allumage à cause de la forme complexe de la flamme à cet instant. C'est donc l'algorithme Otsu qui sera utilisé pour réaliser le seuillage des images.

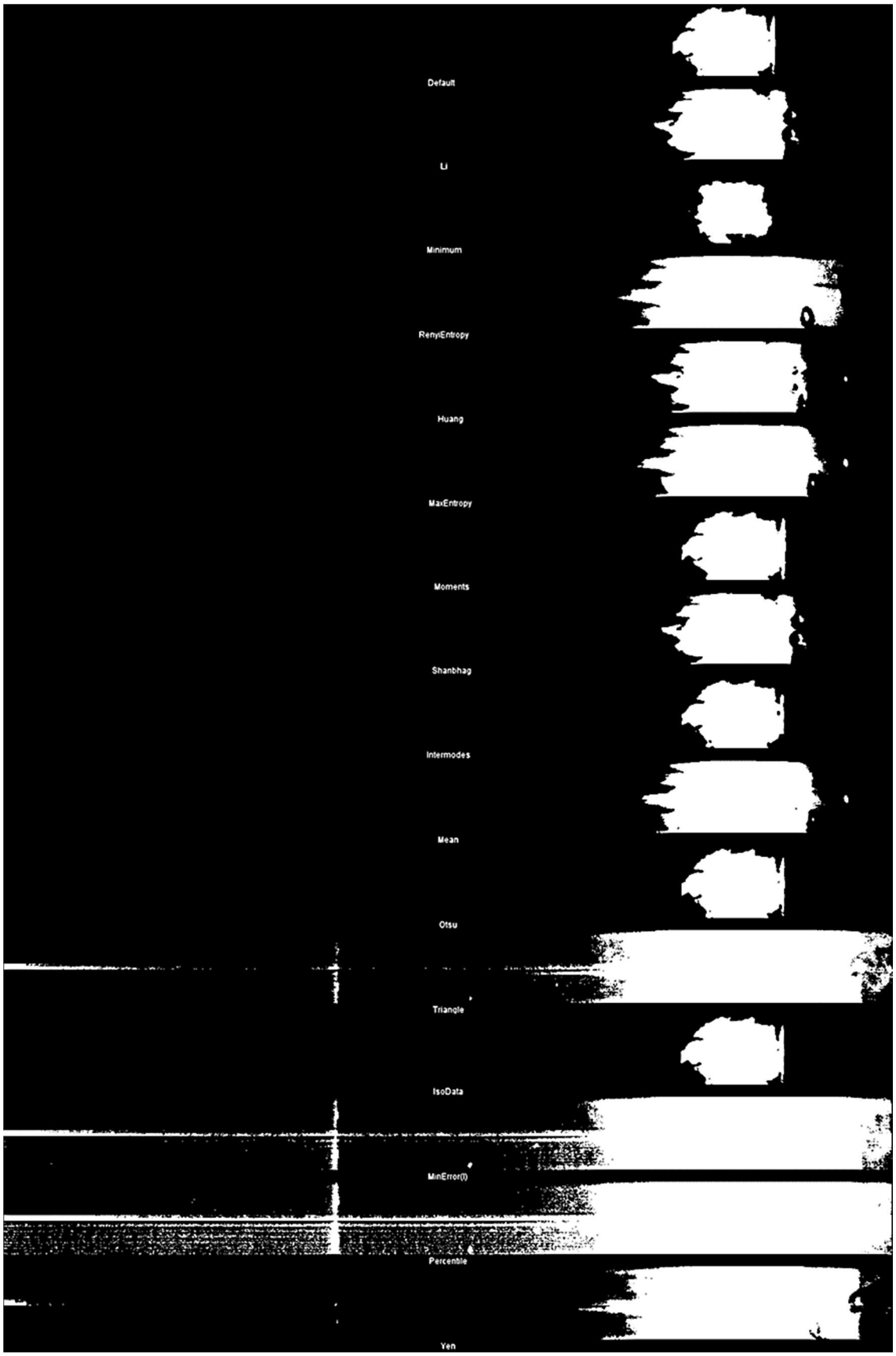


Figure 73 : Résultat des seuillages dynamiques sur la flamme issue de l'allumage

La Figure 73 montre le résultat des seuillages dynamiques réalisés avec les algorithmes « Default », Li, Minimum, RenyiEntropy, Huang, MaxEntropy, Moments, Shanbhag, Intermodes, Mean, Otsu, Triangle, IsoData, MinError(I), Percentile et Yen, proposés par le logiciel ImageJ. On remarque que seul six algorithmes permettent de rendre compte de la forme et de la taille de la zone de gaz chauds à l'allumage : « Default », Minimum, Moments, Intermodes, Otsu et IsoData. Le seuillage de vidéos complètes avec ces six algorithmes a désigné l'algorithme Otsu comme le moins bruité lors de changement globaux d'intensité durant la régression du liquide. C'est donc l'algorithme d'Otsu qui est utilisé pour le seuillage des vidéos complètes. L'algorithme d'Otsu est basé sur l'hypothèse de l'existence de seulement deux classes d'objets dans l'image : l'arrière-plan et le premier plan. L'algorithme parcours les niveaux de seuillage afin de minimiser la variance interclasse (56), celui-ci est donc particulièrement adapté pour la détection d'un objet unique (zone de flamme) dans un arrière-plan noir.

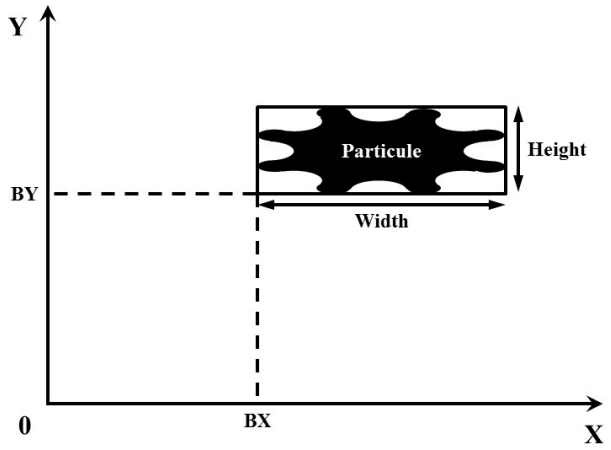


Figure 74 : Interpolation de la taille et position de la flamme par un rectangle

Après avoir réalisé le seuillage, l'image est binaire entre la flamme et l'arrière-plan. La flamme est donc détectée comme une particule. Il est possible d'interpoler cette particule grâce à de nombreuses méthodes, et il a été observé que l'interpolation par un rectangle était la plus stable. Un rectangle est donc défini autour de la particule détectée (Figure 74), puis sont extraites les dimensions et la position de celui-ci. Par la suite, le centre du rectangle sera appelé le centre de la flamme, et les extrémités avant et arrière par rapport au déplacement de celle-ci seront appelées respectivement le front et la queue de flamme.

Extraction des mesures de position

La Figure 75 présente le résultat des positions brutes issues des deux méthodes de détection. On remarque que les pentes moyennes des courbes semblent différentes, et que les signaux bruts sont extrêmement bruités. Ce bruit important est dû à l'aspect mouvementé de la flamme. On remarque également la présence de valeurs aberrantes sur la mesure de position réalisée avec la méthode de particule. Ces détections aberrantes de particules sont dues à des diminutions brutales de luminosité, impliquant la détection du rail complet comme particule.

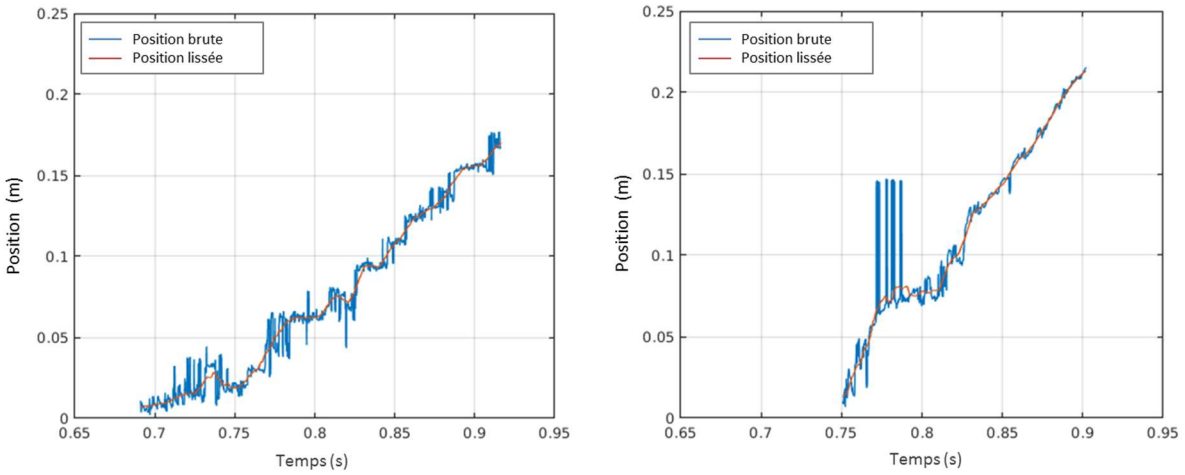


Figure 75 : Extraction et lissage des mesures de position pour les méthodes de maxima (a) et du centre de la particule (b)

Dans un premier temps, les points aberrants sont supprimés à l'aide de la fonction *isoutlier* de Matlab. Une valeur x est considérés comme aberrante si elle est A fois supérieure à la déviation absolue moyenne de la médiane locale (Eq. 41). Après la suppression des valeurs aberrantes, le bruit est supprimé à l'aide d'une moyenne glissante (Eq. 42). Ici, un offset est ajouté à la courbe lissée afin d'avoir la position initiale à zéro. L'ajout de cet offset n'a aucune influence pour la suite car nous nous intéressons à la dérivée de la position.

$$x > A.Median_n(|x - Median_n(x)|) \quad \text{Eq. 41}$$

$$x_j = \frac{1}{m}\sum_{i=0}^{m-1} x_{j-i} \quad \text{Eq. 42}$$

Les courbes en rouge de la Figure 75 montrent le résultat du traitement appliqué sur les données brutes. L'allumage et l'extinction de la flamme faussent la mesure de position avec les deux méthodes utilisées, ces résultats ne seront donc utilisés que sur une plage temporelle restreinte correspondant au régime stationnaire du déplacement de la flamme.

4.3.2. Mesure par thermocouples

Par analogie avec les bruleurs de Crawford, il est possible de détecter le passage de la flamme à l'aide de barrières physiques dans l'ergol. Dans notre cas les barrières sont des micro-thermocouples placés plongeant dans le liquide. La position des perles de thermocouple est déterminée à l'aide de l'image de référence réalisée après le remplissage de la gouttière. La Figure 76 montre la position des thermocouples (cercles rouges) dans la gouttière.

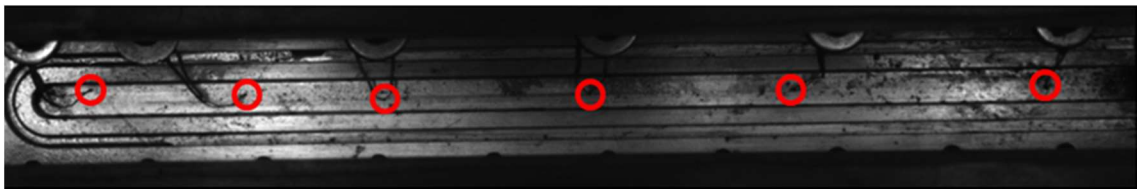


Figure 76 : Mesure de la position des micro-thermocouples dans la gouttière

La Figure 78 montre le résultat en pression et température obtenue au cours d'une combustion pour une gouttière complète (20 cm). On remarque que les pentes de température vue par les 6 thermocouples sont très similaires, bien que la température maximale atteinte par chacun d'eux soit différente. En effet, on rappelle que les thermocouples sont fabriqués sur place et que bien que les perles de thermocouples aient des tailles très similaires, un faible écart de volume de la perle entraine une différence importante sur la vitesse de réaction du thermocouple, et donc sur la température maximale vue par celui-ci. Dans le cas présenté ci-dessous, on remarque que la température maximale vue par le thermocouple n°2 est inférieure à celle mesurée par les autres thermocouples. De plus, la vitesse de chauffe de celui-ci est également plus faible que les autres mesures de température, ce qui est confirmé par la comparaison des tangentes au point d'inflexion (Figure 77), la température maximale observée par celui-ci est donc inférieure à cause du volume de la perle et donc de sa vitesse de chauffe.

Après avoir mesuré la position de chaque thermocouple, il est nécessaire de connaitre l'instant auquel le front de liquide a croisé le thermocouple. La méthode usuelle utilisée pour déterminer l'instant de la détection d'un signal consiste en la détection d'un point supérieur à n fois la mesure crête-crête du bruit. Dans notre cas, la température du thermocouple peut augmenter avant que le front de liquide n'atteigne le thermocouple, à cause du rayonnement. C'est pour cette raison que le temps choisi est l'intersection entre la tangente au point d'inflexion de la courbe de température au moment du passage de la flamme, et la température initiale du thermocouple. Cette méthode (méthode de l'onset) est également choisie pour sa reproductibilité au cours des essais. La Figure 77 présente la détection des maximums des dérivées des mesures de températures, préalablement lissées à l'aide d'un filtre médian.

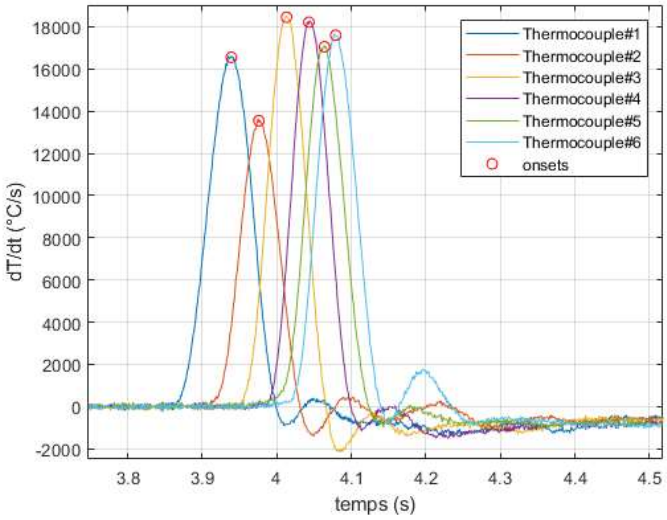


Figure 77 : Détection du point d'inflexion sur les dérivées de température

La Figure 78 montre le tracé des tangentes et la détermination des temps de croisement. On remarque que la température évolue lentement avant d'atteindre la pente maximale, une erreur peut donc être réalisée sur le temps de passage pour chaque thermocouple mais cette erreur étant constante, elle n'est pas importante pour la mesure d'une vitesse. En revanche, afin de synchroniser la position du dernier thermocouple (de position x=20 cm) et la fin de la combustion, un offset est ajouté à tous les temps afin de faire correspondre la fin de la combustion et la vue de la flamme du dernier thermocouple. On peut également voir sur la Figure 78 la distance parcourue par la flamme mesurée par la méthode des thermocouples. On remarque que la distance mesurée est de 161 mm, alors que la distance réelle entre le premier et le dernier thermocouple est de 155 mm. L'erreur réalisée peut être due à la précision de la mesure optique de la position des thermocouples ou au déplacement de ceux-ci au passage de la flamme.

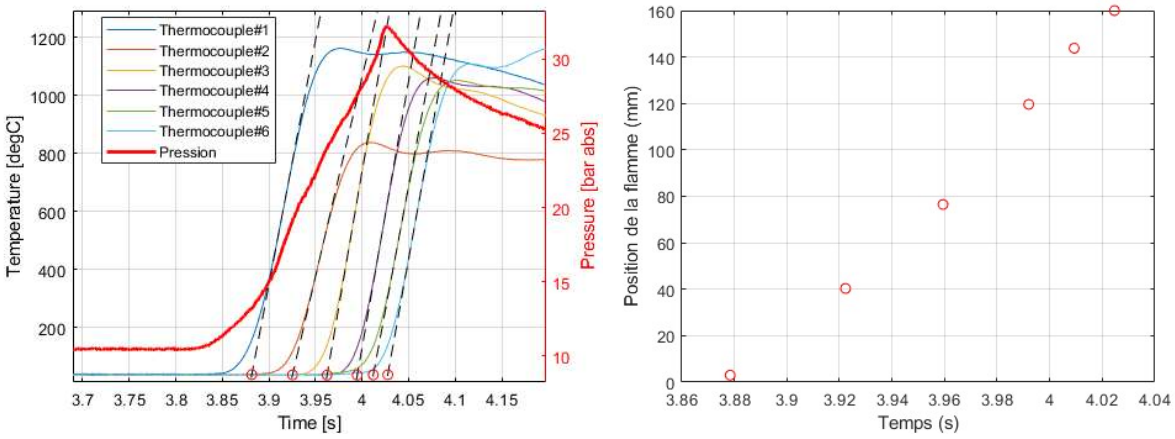


Figure 78 : Mesure de pression et de température par les 6 thermocouples (gauche), mesure de la distance parcourue par la flamme (droite)

4.4. VITESSE DE REGRESSION EN FONCTION DE LA PRESSION

L'objectif final est de déterminer l'influence de la pression sur la vitesse de régression du liquide. Dans un premier temps, les vitesses en fonction du temps sont calculées par les différentes méthodes (thermocouple et optiques) puis, après post-traitement du signal de pression, en fonction de la pression. Finalement les différentes méthodes sont comparées.

4.4.1. DETERMINATION DE LA VITESSE DU FRONT DE FLAMME EN FONCTION DU TEMPS

Dans le cas de la méthode des thermocouples, le calcul de la vitesse en fonction du temps est simplement le calcul de la pente de chaque portion déterminée par deux mesures de thermocouples. Dans le cas des mesures optiques, les mesures de positions sont très bruitées malgré le post-traitement appliqué aux données brutes. En effet, la dérivation des signaux obtenus présentés dans la Figure 75 ne permettent pas de calculer une dérivée exploitable. La solution proposée est d'interpoler les courbes expérimentales afin de pouvoir dériver de façon analytique la courbe interpolée. Pour cela, la courbe expérimentale est interpolée par un polynôme de degré 6 (Figure 79).

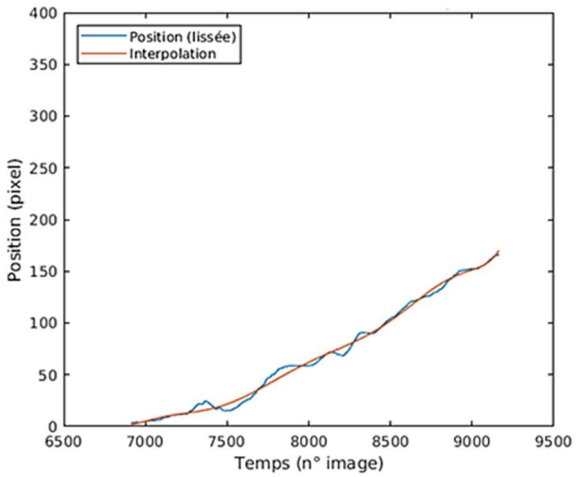


Figure 79 : Interpolation de la courbe de position filtrée par un polynôme de degré 6

4.4.2. Calcul de la vitesse du front de flamme en fonction de la pression

La courbe est filtrée à l'aide d'une moyenne glissante afin de supprimer le bruit de mesure. Finalement, les vitesses de régression sont tracées en fonction de la pression pour les différentes méthodes employées. La Figure 80 présente la comparaison des courbes obtenues avec la méthode des thermocouples, la méthode optique des maximas, et la méthode d'analyse de particule.

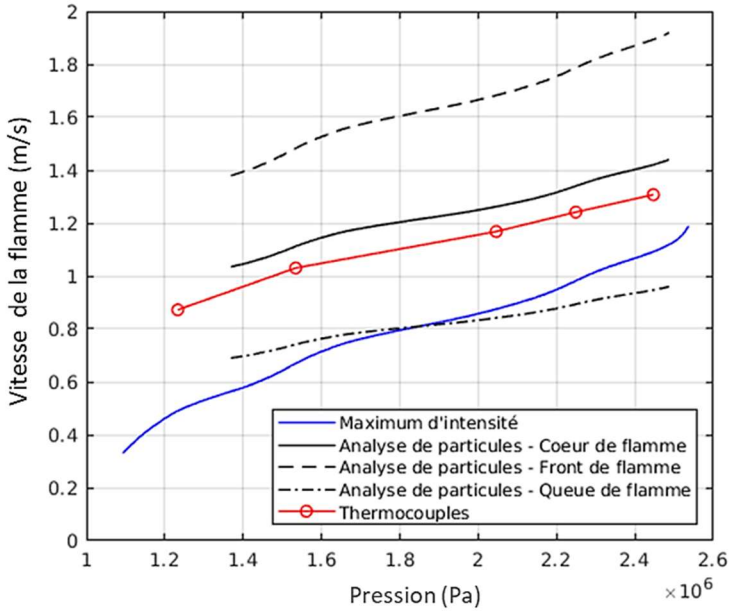


Figure 80 : Evolution de la vitesse de flamme en fonction de la pression pour les différentes méthodes

Pour la méthode d'analyse de particule, la vitesse du front et de la queue de flamme ont également été tracées afin de montrer l'étalement de la flamme au cours de la combustion. De plus, les résultats présentés pour la méthode des thermocouples et les méthodes optiques ne sont pas issues de la même expérience. En effet, l'introduction des thermocouples dans le rail fausse le résultat des méthodes optiques. Lors du passage de la flamme sur les thermocouples, ceux-ci chauffent fortement et accrochent la flamme en

devenant des points très lumineux qui sont détectés comme les points d'intensité maximum ou faussent la longueur de la particule détectée (Figure 81).

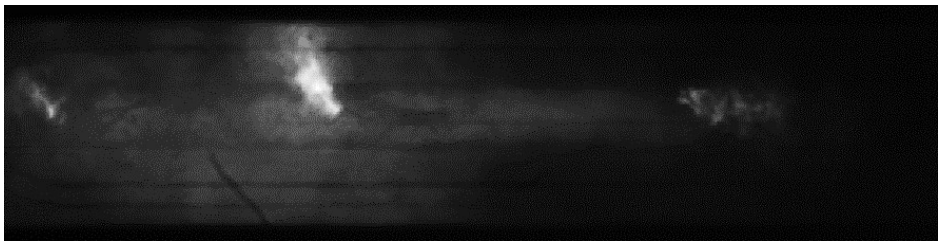


Figure 81 : Visualisation des thermocouples après le passage de la flamme

Deux essais ont donc été réalisés dans des configurations identiques en n'utilisant que l'une des deux techniques. Ces deux essais ont été réalisés avec 4,4 g de prototype CNES03, thermalisée à 40 °C et avec une pression initiale de 10,5 bar. On remarque que les résultats de la méthode thermocouple et de la méthode du suivi de particule sont très proches malgré des essais différents. En revanche, la méthode des maxima ne semble pas être en accord avec les deux autres méthodes. Cette différence peut être expliquée par la luminosité générale du champ de vision augmentant avec l'accumulation des gaz, déplaçant le point le plus lumineux du front de flamme réel. Les vitesses du front et de la queue de flamme sont également tracées sur la même figure, illustrant l'agrandissement de la particule et donc de la zone lumineuse. On remarque qu'un point d'inflexion semble apparaitre autour de 21 bar, tant avec la mesure thermocouple que la mesure réalisée avec la méthode d'analyse de particule. Ce point d'inflexion pourrait être dû à une augmentation de la vitesse de régression, causée par l'énergie envoyée par le solénoïde dans le système pour l'allumage du liquide. En effet, la Figure 82 montre le chauffage du liquide, mesurée par le premier thermocouple avant l'allumage du liquide, ce qui peut avoir une influence sur la vitesse de régression à l'instant initial et provoquer par la suite le point d'inflexion lors du retour à l'état stationnaire.

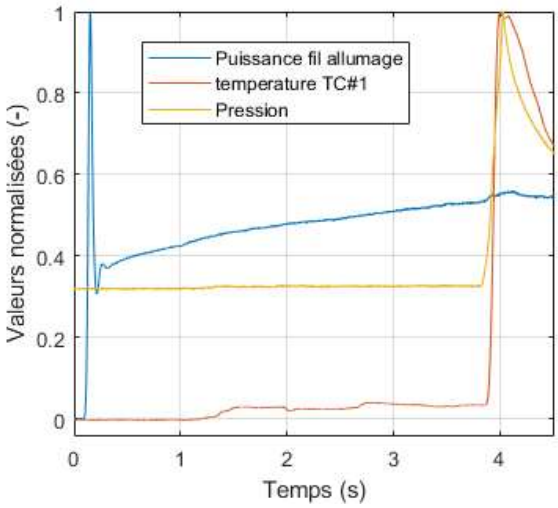


Figure 82 : Chauffage du liquide avant allumage

Afin de vérifier la reproductibilité de l'expérience, deux essais ont été réalisés avec des pressions initiales et des masses d'ergol initial similaires ainsi que la même température de thermalisation en comparant les vitesses mesurées avec la méthode des thermocouples. La méthode des thermocouples a été sélectionnée pour sa simplicité de mise en œuvre et de post-traitement. De plus, deux essais supplémentaires ont été

réalisés pour une thermalisation à 60 °C afin d'observer l'influence de celle-ci sur la vitesse mesurée. La Figure 83 montre la vitesse de régression en fonction de la pression mesurée pour chacun des essais. On observe que pour une même température de thermalisation les courbes de vitesses ont une allure similaire. L'écart entre les courbes à même température peut être dû au faible nombre de points de mesure, mais également à la précision de la mesure des positions des thermocouples. En effet, lors de la mesure de la position des thermocouples dans le liquide, la tension superficielle du liquide modifie la forme de la surface du liquide et diminue la précision de mesure de la position de ceux-ci. Une erreur de ∓ 0.5 mm sur la mesure de position des thermocouples 5 et 6 peut donner une erreur allant jusqu'à 0.32 m/s sur la vitesse calculée entre ces deux thermocouples. On remarque également l'apparition du même point d'inflexion proche de 21 bar pour les essais à 40 °C et 18 bar pour les essais à 60 °C, ce qui confirme que la forme de la courbe n'est pas due à une erreur de mesure mais à la mesure d'une survitesse physique. La thermalisation du liquide augmente significativement la vitesse de régression du liquide, à pression équivalente. En effet, plus la température initiale du liquide est proche de la température de décomposition du produit, moins il faut fournir d'énergie au liquide pour atteindre le point de décomposition, le flux thermique nécessaire pour le chauffage est donc moins important, ce qui déplace l'équilibre des flux de la combustion vers une combustion plus exothermique et plus rapide.

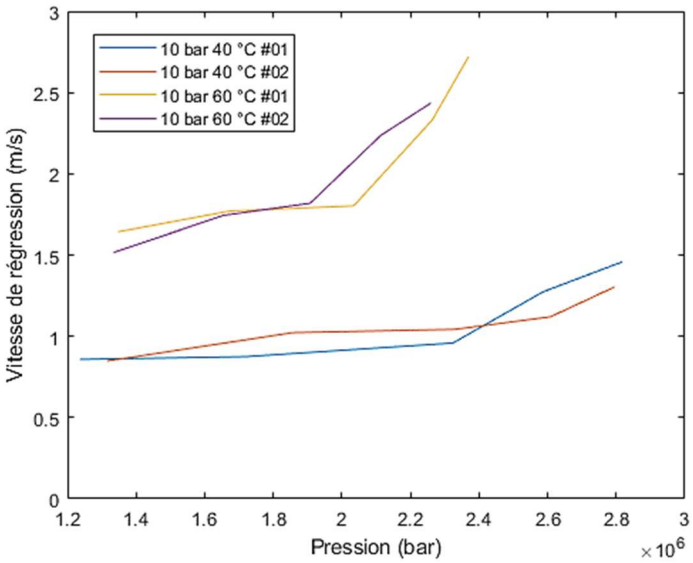


Figure 83 : Vitesse de régression en fonction de la pression pour des conditionnements thermiques à 40 °C et 60 °C

4.5. CONCLUSION PARTIELLE

Une étude préliminaire a été réalisée pour étudier l'allumage d'une nappe dans un creuset. Cette première étape a permis d'estimer les effets de surpression en fonction de la masse en combustion. Malheureusement, aucun allumage du CNES05 n'a pu être réalisé dans cette configuration, cette étude n'a donc été portée que sur le prototype CNES03. Une étude de vitesse de flamme a été réalisée dans une gouttière horizontale. Un montage expérimental a été fourni par le CNES et adapté pour cette étude. Une gouttière conditionnée thermiquement est placée dans une chambre pressurisée et dotée d'un accès optique. La connaissance de la pression seuil d'auto allumage a permis de pressuriser initialement la chambre du réacteur au-dessus de la pression seuil d'allumage. Pour des raisons de facilité d'allumage, cette pression initiale a été choisie dans la gamme haute des pressions testées dans le banc GIMLI pour les gouttes isolées.

Cette gouttière a été instrumentée à l'aide de multiples micro-thermocouples. Deux méthodes ont été mises en œuvre afin de mesurer la vitesse de déplacement du front de liquide. La première est une méthode optique consistant à suivre plusieurs motifs lors de la combustion du liquide dans le rail : le point le plus lumineux et la particule formée par un niveau de seuillage lumineux. La seconde méthode est basée sur la mesure de température de 6 thermocouples placés à différentes positions dans la gouttière. La mesure du signal de température permet de déterminer un différentiel de temps de passage pour les différents thermocouples, permettant d'en déduire une vitesse. La luminosité des thermocouples au passage de la flamme empêche toute comparaison directe des méthodes optique et thermocouples sur une même expérience. En revanche, la méthode optique du suivi de particule et la méthode des thermocouples ont montré des résultats très similaires sur deux tirs dans des conditions semblables. Bien qu'il ne soit pas possible d'observer directement l'aspect du front de liquide dans la gouttière sans le rétroéclairage, les essais préliminaires en creuset ont montré une surface de la flamme plissée. Il n'est donc pas possible d'observer une vitesse de régression du liquide, c'est donc la vitesse de déplacement de la flamme dans la gouttière qui est mesurée. On remarque que la vitesse de déplacement du front de flamme mesurée à l'aide de la gouttière pour le CNES03 est supérieure à la vitesse de régression mesurée en goutte pour le même produit. Cette différence peut être expliquée par l'augmentation de la surface du front de liquide dans la gouttière, augmentant la surface de combustion de celui-ci, et donc la vitesse de régression observée. L'utilisation d'une gouttière de section inférieure pourrait permettre de diminuer la surface du front de flamme afin de s'approcher des conditions des essais en goutte. Finalement, cette mesure de vitesse de flamme pourrait être prise en compte comme caractérisation de sécurité ou comme donnée d'entrée pour modéliser la combustion du liquide dans le cas d'une injection en nappe. Des essais avec un conditionnement du liquide à plus haute température ont permis de mettre en évidence l'influence de la température initiale du liquide sur la vitesse de régression. Une température initiale plus élevée diminue l'énergie nécessaire pour porter le liquide à son point de décomposition, accélérant sa vitesse de combustion.

5. SIMULATION D'UN SPRAY EN COMBUSTION

L'objectif final de la thèse est de préparer le dimensionnement et l'optimisation de géométries moteur. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir calculer le flux aux parois en fonction de l'injection et du monergol utilisé. Dans ce chapitre sera proposée une modélisation pour la régression des ergols prototypes dans des conditions moteur. Les compositions étudiées expérimentalement n'étant les compositions finales, ce chapitre explique la méthodologie d'approche de ces simulations. La modélisation d'un injecteur est réalisée à l'aide du code CEDRE de l'ONERA, défini pour les écoulements internes. La difficulté principale de cette modélisation réside dans la particularité des liquides ioniques. En effet, ces liquides ont une pression de vapeur saturante quasi-nulle, ce qui empêche de modéliser leur combustion par une évaporation dans leur vapeur saturante, suivi d'une réaction chimique en phase gaz. Deux bancs expérimentaux ont été utilisés pour observer le phénomène de décomposition et de combustion des liquides prototypes (chap. 3 et 4). Les expériences de vitesses de régression ayant été réalisées sur deux liquides différents, l'étude sera menée comme une étude de sensibilité sur la vitesse de régression $V_{r_{ergol}}$ *entre 0,2 et 1,2 m/s.*

SOMMAIRE

5.1 Présentation du code CEDRE 87
5.1.1 Généralités 87
5.1.2 CHARME, solveur gaz 87
5.1.3 SPARTE, solveur phase dispersée 90
5.1.4 ACACIA, solveur thermique dans le solide 92
5.2 Modélisation de la décomposition d'une goutte de monergol 92
5.2.1 Problématique de la modélisation des Liquides ioniques 92
5.2.2 Modélisation de la décomposition thermique d'un liquide ionique énergétique 93
5.3 Modélisation d'un spray, calcul du flux aux parois 95
5.3.1 Réalisation d'une géométrie simplifiée 95
5.3.2 Paramètres de l'injecteur d'étude 96
5.3.3 Maillage du domaine 97
5.3.4 Critère de convergence d'une simulation 98
5.3.5 Simulation de référence 99
5.4 Sensibilité des paramètres du modèle 101
5.4.1 Sensibilité de la vitesse de régression 101
5.4.2 Sensibilité de la température de décomposition 102
5.4.3 Sensibilité de la capacité calorifique 103
5.4.4 Sensibilité du diamètre moyen d'injection 103
5.4.5 Bilan de l'étude de sensibilité 104
5.5 Vers le dimensionnement moteur 104
5.5.1 Simulation de parois équivalentes 105
5.5.2 Résultat de la simulation 106
5.5.3 Résultat de l'augmentation du nombre de couches 107
5.6 Conclusion partielle 108

5.1. PRESENTATION DU CODE CEDRE

Le code CEDRE (Calcul d'Ecoulement Diphasique Réactif pour l'Energétique) est l'un des codes CFD de l'ONERA. C'est un code multi-physique dédié à l'étude des écoulements internes, traitant des écoulements complexes rencontrés dans le domaine de l'énergétique et de la propulsion. La complexité du code ne permet pas de le décrire entièrement mais on décrira ici les modèles physiques et chimiques principaux, nécessaires à la compréhension de la modélisation présentée ensuite. Une présentation plus détaillée peut être trouvée dans l'article (57) ou sur le site internet de CEDRE (58).

5.1.1. GENERALITES

CEDRE est une plateforme multi-physique pour des applications de recherche ou industrielles, majoritairement pour des applications dans le domaine énergétique et de propulsion. Le code CEDRE utilise des maillages non-structurés. Il est composé d'un code de calcul central et de nombreux programmes pour le post-traitement et le prétraitement des données, ainsi que de nombreux codes auxiliaires permettant de faciliter les études numériques. La Figure 84 montre l'architecture principale de la plateforme de calcul. Le code est divisé en plusieurs solveurs chacun dédié à une résolution physique spécifique : CHARME pour les écoulements réactifs gazeux, SPARTE pour les écoulements diphasiques en lagrangien, SPIREE pour les écoulements diphasiques en eulérien, ASTRE pour le rayonnement avec la modélisation Monte-Carlo, etc… Les solveurs peuvent être couplés afin de combiner les divers phénomènes physiques. Il a été montré que le code CEDRE était un code parallèle (57) permettant le découpage de domaines en fonction des solveurs afin de réduire la durée du calcul. L'ONERA dispose de plusieurs calculateurs avec des objectifs différents (développement ou production).

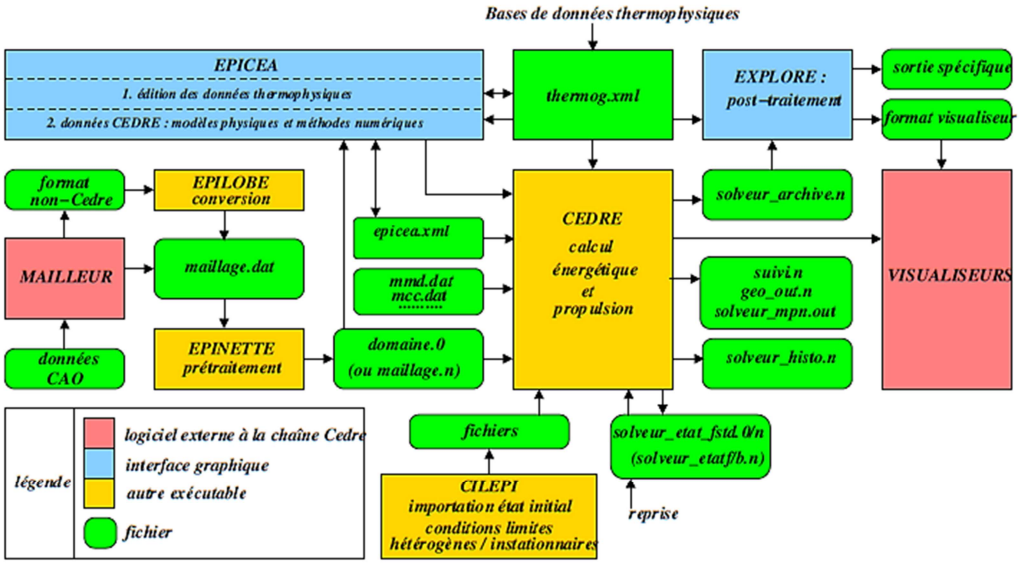


Figure 84 : Schéma de principe de l'architecture CEDRE (57)

5.1.2. CHARME, SOLVEUR GAZ

Le solveur CHARME est le solveur fluide basé sur le mélange d'espèces ayant chacune leurs équations d'état. Les équations de base de ce solveur sont donc présentées dans cette section.

Modèles physiques

Le solveur CHARME résout les équations de Navier-Stokes dans le cas d'écoulements compressibles. L'écoulement considéré dans le cas de cette étude est un mélange gazeux modélisé par l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P = \rho r T \qquad \text{Eq. 43}$$

Chaque espèce chimique m est définie par :
- la capacité thermique massique à pression constante sous forme d'un polynôme de degrés n, en fonction de la température :

$$C_{p,m}(T) = \sum_{k=1}^{n} c_{p,m}^{(k)} T^k \qquad \text{Eq. 44}$$

- la viscosité dynamique basée sur la loi de Sutherland :

$$\mu_m(T) = \mu_{m,0} \left(\frac{T}{T_{m,0}}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{m,0} - T_{m,1}}{T + T_{m,1}} \qquad \text{Eq. 45}$$

avec $\mu_{m,0}$, $T_{m,0}$, $T_{m,1}$ les coefficients de Sutherland,

- la conductivité thermique basée sur la loi d'Eucken :

$$\lambda_m = \mu_{m,0} \left(c_{p,m} + \frac{5}{4} \frac{\mathcal{R}}{M_m}\right) \qquad \text{Eq. 46}$$

- la diffusivité basée sur la viscosité moyenne :

$$\rho D_m = \frac{\mu}{S_{c_m}} \qquad \text{Eq. 47}$$

Le mélange est caractérisé par :
- sa densité :

$$\rho = \sum_{m=1}^{n} \rho_m Y_m \qquad \text{Eq. 48}$$

- sa viscosité dynamique :

$$\mu = \sum_{m=1}^{n} Y_m \mu_m \qquad \text{Eq. 49}$$

- sa conductivité :

$$\lambda = \sum_{m=1}^{n} Y_m \frac{\lambda_m}{\mu_m} \qquad \text{Eq. 50}$$

Il existe trois types d'approche pour modéliser la turbulence : RANS, LES et DNS (59). La modélisation RANS (Reynolds Average Navier Stokes) est la plus économique. Elle est basée sur le calcul du champ moyen, sans considérer les mouvements instantanés du fluide. Cela permet d'utiliser une taille de maille plus importante et donc de diminuer le coût du calcul. En RANS toute la turbulence est donc modélisée statistiquement, ce qui implique un degré d'empirisme élevé et ne permet donc pas de représenter les phénomènes complexes. Les modèles LES (Large Eddy Simulation) reposent sur le calcul de la turbulence aux grandes échelles. Les grandes échelles de la turbulence sont calculées et la cascade énergétique est donc modélisée, la perte d'information est donc moins importante que pour la méthode RANS mais avec un coût de calcul d'autant plus élevé. La dernière méthode DNS (Direct Numerical Simulation) consiste à calculer toutes les échelles de la turbulence, nécessitant donc une taille de maille permettant de définir les plus petites échelles

de la turbulence. Il n'y a donc aucune perte d'information mais le coût de calcul est extrêmement élevé. Dans les études numériques présentées dans ce chapitre, c'est une modélisation RANS qui est réalisée pour une raison de coût de calcul. De plus, l'estimation du flux aux parois ne nécessite pas la définition précise des petites échelles de turbulence. Le modèle $k-\omega$SST proposé par Menter (60) sera utilisé dans cette étude. Il est basé sur une résolution $k-\omega$ dans les couches limites, et $k-\epsilon$ dans le reste du domaine afin de pouvoir modéliser chaque partie du domaine par l'approche la plus performante.

Pour simuler les réactions chimiques de combustion il existe de nombreux modèles implémentés dans CHARME. Le but final étant de modéliser un monergol auto-suffisant, nous nous intéresserons aux modèles de réaction chimique prémélangée. Dans le cas ou la flamme est limitée par le phénomène de turbulence, ce sont les modèles Eddy Break-Up (61) qui seront adaptés, tandis que le modèle d'Arrhenius permet de modéliser une flamme, en phase gaz, limitée par la cinétique chimique.

Modèles numériques

Le solveur CHARME utilise la méthode des volumes finis qui consiste à réaliser un bilan de flux dans des petits volumes, en découpant le domaine en volumes élémentaires (maillage). Les lois de conservation sont ensuite appliquées sur chacun de ces volumes. La représentation des phénomènes physiques est traduite mathématiquement par un système d'équations aux dérivées partielles (EDP) non linéaires et sans solutions analytiques. Les discrétisations spatiale et temporelle permettent de transformer le système continu en un système d'équations différentielles ordinaires (EDO) discret, en chaque volume du domaine. La discrétisation spatiale revient à calculer les flux appliqués sur chaque face du domaine. Les grandeurs physiques sont interpolées dans chaque maille pour permettre le calcul des flux. Dans cette étude, la méthode des moindres carrés est utilisée pour l'interpolation des quantités physiques dans les mailles et l'interpolation spatiale est réalisée à l'ordre 2.

De la même façon, la méthode des différences finies consiste à découper une solution continue dépendant du temps $Q(t)$ en une suite de valeurs discrètes Q_{t_n} aux instants t_n suffisamment proches les un des autres. On notera $t_{n+1} = t_n + \Delta_t$ l'instant suivant t_n et Δ_t le pas de temps. Il existe deux approches pour utiliser la méthode des différences finies. La méthode explicite consiste à calculer l'état du système à l'instant $n+1$ grâce à l'état précédent :

$$Q_{t_{n+1}} = f\left(Q_{t_n}\right) \qquad \text{Eq. 51}$$

Les méthodes explicites sont contraintes par un critère de stabilité, nécessitant un pas de temps suffisamment faible pour respecter la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) (62).

$$\Delta t < CFL_{max}\frac{\Delta x}{u} \qquad \text{Eq. 52}$$

où u est la vitesse de déplacement de l'information (dans le cas d'un écoulement subsonique, la vitesse du son) et CFL_{max} la valeur maximale admise pour le nombre de courant afin de respecter la stabilité. Dans le cas d'une résolution explicite, la valeur maximale du CFL_{max} est 1, ce qui impose un rapport entre la discrétisation spatiale et la discrétisation temporelle. Dans le cas des simulations présentées dans ce chapitre,

l'utilisation d'une méthode explicite imposerait un pas de temps de $1e^{-8}$ s, ce qui demanderait un découpage temporel trop important. C'est donc une méthode Euler implicite à une étape qui a été utilisée, car celle-ci permet de s'affranchir de la condition de stabilité basée sur le CFL. La méthode implicite consiste à calculer l'état du système à l'instant $Q_{t_{n+1}}$ en fonction de Q_{t_n} et de $Q_{t_{n+1}}$:

$$Q_{t_{n+1}} = f\left(Q_{t_{n+1}}, Q_{t_n}\right) \qquad \text{Eq. 53}$$

L'utilisation de ce type de méthode nécessite un processus itératif pour résoudre le système. Dans le solveur CHARME la résolution est réalisée à l'aide d'une méthode GMRES (63).

5.1.3. SPARTE, SOLVEUR PHASE DISPERSEE

SPARTE est un solveur de phase dispersée lagrangien (solide ou liquide) en suspension dans un gaz. Le mouvement des gouttes est calculé à l'aide des forces appliquées sur les gouttes, du coefficient de trainée et, dans le cas turbulent, de la vitesse fluctuante. Le solveur peut être utilisé en calcul stationnaire ou en calcul instationnaire. En calcul stationnaire, un grand nombre de trajectoires de particules sont simulées au début de chaque cycle pour calculer les grandeurs moyennes qui caractérisent la phase dispersée (fraction volumique, vitesse, température, diamètre des particules, terme source) pour toutes les cellules du maillage. Ce calcul est réalisé en figeant la partie fluide, ce qui implique que l'écoulement gazeux doit être stationnaire. De plus, les trajectoires des particules étant calculées indépendamment les unes des autres, il n'est pas possible de modéliser l'interaction entre les particules. Pour le couplage avec le gaz, l'évaporation est considérée comme un terme source, une fois les positions des particules déterminées. En calcul instationnaire, on suit des paquets de particules numériques contenant de nombreuses particules physiques, appelées « particules numériques ». Dans le cas d'un calcul two-way coupling, on utilise le terme source du cycle SPARTE n-1 comme terme source au rang n pour CHARME.

De nombreux modèles sont disponibles pour modéliser la phase dispersée tels que le chauffage, les changements de phase, les collisions, l'interaction complexe avec les parois, les forces d'inertie et l'atomisation. Nous nous intéresserons principalement aux modèles de chauffage et d'évaporation dans le but de modéliser l'ergol vert. L'évaporation est modélisée par l'équation suivante :

$$\frac{d\left(r_p\right)^2}{dt} = -K_{ev} \qquad \text{Eq. 54}$$

avec $K_{ev} = \frac{\mu_g Sh}{\rho_p Sc} B$ et B le nombre de Spalding

La détermination du nombre de Spalding peut être réalisée de deux façons différentes. Le premier modèle calcule le nombre de Spalding en fonction de la fraction massique de goutte évaporée qui dépend de la température à la surface de la goutte.

$$B_M = f(y_s) = \frac{y_s - y_g}{1 - y_s} \qquad \text{Eq. 55}$$

Pour le second modèle, c'est le nombre de Spalding thermique qui est utilisé pour calculer le taux d'évaporation. On rappellera que, sous l'hypothèse de quasi-stationnarité, les nombres de Spalding thermique et massique sont égaux. Le nombre de Spalding thermique dépend de la température d'ébullition (Eq. 56). Les gouttes sont supposées chauffer jusqu'à la température d'ébullition, puis s'évaporer à température constante. La conduction peut être modélisée par un modèle de chauffage en conduction infinie (température uniforme dans la goutte) ou avec un modèle de conduction parabolique.

$$B_M = f(T_{eb}) = \begin{cases} 0 & si\ T < T_{eb} \\ \dfrac{C_{p_v}(T_g - T_{eb})}{L_{v(T_s)}} & si\ T > T_{eb} \end{cases} \qquad \text{Eq. 56}$$

Les particules sont caractérisées avec les paramètres suivants, définis par des polynômes de degré maximum 8 en fonction de la température : densité, conductivité thermique, et capacité calorifique. L'évaporation est paramétrée à l'aide de la pression de vapeur saturante P_{sat} et la température d'ébullition T_{eb} pour la loi d'Antoine, et la chaleur latente de vaporisation $L_v(T)$. La viscosité et la tension superficielle sont également paramétrées dans le cas de l'utilisation du modèle de fragmentation secondaire.

Concernant la modélisation des échanges thermiques entre la phase gazeuse (CHARME) et les particules, deux modèles sont proposés dans CEDRE : un modèle de conduction effective supposant un profil de température parabolique dans la particule à chaque instant, et un modèle de conduction infinie supposant la température uniforme dans la particule. Dans cette étude, puisque la taille des gouttes injectée est de l'ordre de quelques dizaines de microns, le modèle de conduction infinie sera utilisé, le modèle de conduction effective étant utilisé pour des gouttes de taille millimétrique. De plus, la modélisation de la combustion des gouttes des liquides présentée dans la partie 5.2.2 montrera que le chauffage de la goutte et sa régression ne seront pas couplés, le chauffage de la goutte, modélisé par l'équation suivante, est donc considéré comme uniforme jusqu'à atteindre la température de décomposition de celle-ci.

$$m_l c_{p_l} \frac{dT_l}{dt} = 2\pi Nu \lambda_g r_p (T_g - T_p) + \frac{dm_p}{dt} L_v(T_p) \qquad \text{Eq. 57}$$

Le nombre de Nusselt permet de prendre en compte l'influence de l'évaporation de la particule sur le flux de chaleur reçu par la goutte, et les effets du mouvement convectif de la goutte dans le gaz. Le nombre de Nusselt est calculé à l'aide de la correction du modèle convectif f_{AbSi} du modèle Abramzon-Sirigano (48).

$$Nu = [2 + f_{AbSi}].\frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \qquad \text{Eq. 58}$$

Finalement, lors du chauffage d'une goutte en évaporation, le flux d'énergie entre par le gaz et la goutte est divisé en 3 termes. L'Eq. 59 présente le taux d'échange d'énergie vers la goutte. Le premier terme correspond à la force de trainée, le second terme à la chaleur fournie pour chauffer la goutte, et le dernier terme à l'enthalpie totale de la vapeur crée et la chaleur fournie pour vaporiser le liquide.

Eq. 59

$$-\int \frac{dm}{dt}[h_v(T) - L_v(T)\,]\,dV\,du\,dT$$

5.1.4. ACACIA, SOLVEUR THERMIQUE DANS LE SOLIDE

Le solveur ACACIA est un solveur de conduction thermique dans les solides. Tous les solides sont considérés indéformables où la seule variable est l'énergie interne q. Le bilan d'énergie sur un volume est défini par :

$$\frac{d}{dt}\int qdV = \int \phi.nd\,S + \int \varphi dV \qquad \text{Eq. 60}$$

Avec ϕ le flux de chaleur surfacique, et φ un terme source volumique dépendant de la température. Le flux de chaleur est relié à la température à travers la loi de Fourier, la conductivité thermique et la chaleur spécifique étant fonction de la température.

$$\phi = -\lambda \mathrm{grad}(T) \qquad \text{Eq. 61}$$

Les conditions aux limites permettent de simuler des températures ou des flux thermiques imposés mais il est également possible de coupler le solveur ACACIA avec le solveur CHARME. Dans le cas d'un tel couplage, la relation flux-température à la paroi est définie comme suit :

$$\phi = \phi_0 + h(T_w - T_g) \qquad \text{Eq. 62}$$

5.2. MODELISATION DE LA DECOMPOSITION D'UNE GOUTTE DE MONERGOL

La difficulté du calcul d'un flux généré par une combustion réside dans la modélisation de la vitesse à laquelle la goutte de monergol ou de carburant libère son énergie dans le gaz. C'est sont en fait les flux massique et thermique issus de la transformation du liquide froid en gaz chaud qui génèrent un flux thermique dans la chambre de combustion, et donc sur les parois. La pression de vapeur saturante des liquides étudiés étant négligeable, une nouvelle modélisation est proposée pour représenter la libération de gaz et d'énergie lors de la combustion d'une goutte. Une attention particulière est donc portée sur la modélisation de la vitesse à laquelle la goutte, modélisée à l'aide du solveur SPARTE, fournit son énergie au milieu gazeux (CHARME).

5.2.1. PROBLEMATIQUE DE LA MODELISATION DES LIQUIDES IONIQUES

Dans la majorité des codes de CFD comme CEDRE, le mécanisme de combustion d'un liquide est divisé en trois étapes : l'injection du liquide, l'évaporation à la pression de saturation, et la réaction chimique exothermique en phase gazeuse. Malheureusement, comme présenté dans la section 1.2.2, la stabilité thermique des liquides ioniques est due à leur très faible pression de vapeur saturante. En effet, il est très difficile de mesurer sa valeur exacte pour des liquides ioniques, à cause de la précision des machines et de la difficulté d'évaporer le liquide ionique énergétique sans le décomposer. Malgré cela, des courbes de pressions de vapeur saturante ont été mesurées et montrent des pressions de vapeur saturante de l'ordre de

10^{-10} à 10^{-14} à température ambiante (64). De plus, les liquides non ioniques sont définis entre la température du point triple et la température d'ébullition, les liquides ioniques sont en revanche définis entre la température du point triple et la température de décomposition. Les températures d'évaporation des liquides ioniques énergétiques étant supérieures à leurs températures de décomposition, celles-ci ne peuvent être qu'extrapolées. Finalement, il n'est donc pas possible de modéliser la décomposition des liquides ioniques énergétiques par une étape d'évaporation. Le modèle proposé ici est décomposé en trois étapes : le chauffage, la régression et la réaction chimique. La goutte est chauffée sans évaporation et sans équilibre avec le gaz, jusqu'à la température de décomposition ou elle régresse à vitesse fixée, produisant un gaz virtuel intermédiaire qui réagit en phase gaz pour libérer la chaleur de combustion.

5.2.2. Modelisation de la decomposition thermique d'un liquide ionique energetique

Vitesse de régression des gouttes

Il a été observé expérimentalement (chapitre 3) que les gouttes chauffaient sans régresser jusqu'à leur température de décomposition, puis se décomposaient rapidement, à la vitesse de régression $V_{r_{ergol}}$ entre 0,2 et 1,2 m/s selon la méthode de caractérisation expérimentale en goutte isolée ou en gouttière. La représentation numérique proposée doit donc correspondre à ces observations. Le modèle est donc basé sur la loi de régression déjà implémentée dans le solveur SPARTE, qui est la loi du d². Il n'est plus possible de calculer un nombre de Spalding avec l'Eq. 56 car la chaleur latente d'évaporation du produit n'est pas définie du fait que celui-ci ne s'évapore pas. La valeur du taux d'évaporation K_{ev} (Eq. 54) doit donc être redéfinie.

Le taux d'évaporation est donc redéfini comme une fonction conditionnelle sur la température de la goutte : si la température de la goutte est inférieure à la température de décomposition T_{decomp} alors elle chauffe sans régression, si la température de la goutte est supérieure ou égale à la température de décomposition alors la goutte régresse à vitesse de régression constante $V_{r_{ergol}}$.

$$V_r = \begin{cases} 0 & si\ T_{moy} < T_{decomp} \\ V_{r_{ergol}} & si\ T_{moy} \geq T_{decomp} \end{cases} \qquad \text{Eq. 63}$$

De plus si on revient à la loi du d² on a :

$$\frac{dr_p^2}{dt} = 2r_p \frac{dr_p}{dt} = 2r_p V_r \qquad \text{Eq. 64}$$

Finalement l'expression du taux d'évaporation devient :

$$K_{ev} = \begin{cases} 0 & si\ T_{moy} < T_{decomp} \\ 2r_p V_{r_{ergol}} & si\ T_{moy} \geq T_{decomp} \end{cases} \qquad \text{Eq. 65}$$

Création d'une espèce virtuelle inerte

Lorsque la goutte régresse il est nécessaire de modéliser la libération d'énergie due à la combustion de celle-ci. Il faut donc modéliser une espèce virtuelle, issue de la régression de la goutte liquide (Eq. 66), et

permettant la modélisation de la réaction dans la phase gaz (Eq. 67). Les fractions molaires de l' Eq. 67 ont été déterminéz à l'aide d'un calcul CEA (54). Afin de retrouver le nombre de moles de produit, le nombre d'atomes d'hydrogène est comparé de chaque coté de l'équation. En effet, le $CNES0X_g$ est composé de 8 atomes d'hydrogène, le nombre d'atomes d'hydrogène des produits de la réaction est donc ramené à 8, permettant d'obtenir les coefficients stœchiométriques de la réaction (Eq. 68).

$$CNES0X_l \rightarrow CNES0X_g \qquad \text{Eq. 66}$$

$$CNES0X_g \rightarrow 22\%\ H_2O + 22\%\ CO + 3\%\ CO_2 + 25\%\ N_2 + 28\%\ H_2 \qquad \text{Eq. 67}$$

$$CNES0X_g \rightarrow 1{,}76\ H_2O + 1{,}76\ CO + 0{,}24\ CO_2 + 2\ N_2 + 2{,}24\ H_2 \qquad \text{Eq. 68}$$

Il est important de noter que l'espèce $\mathrm{CNES0X_g}$ est une espèce virtuelle qui sert à faire la transition entre le liquide froid et les produits de réaction. L'enthalpie de formation de l'espèce virtuelle est donc fixée à l'enthalpie de formation du liquide, afin d'assurer qu'aucun échange d'énergie ne soit réalisé lors de l'étape de régression du liquide (Table 17). Le même raisonnement est réalisé pour la masse molaire de l'espèce virtuelle. L'enthalpie de formation du $CNES0X_l$ a été déterminé à l'aide d'un calcul ab-initio réalisé avec le code Gaussian09 (65), avec un modèle CBS-QB3 (66). Cette espèce virtuelle n'étant qu'un intermédiaire chimique, la réaction chimique dans la phase gaz est modélisée comme infiniment rapide, c'est la vitesse de régression du liquide qui est le facteur limitant de la libération d'énergie. L'enthalpie d'évaporation est également fixée à zéro afin de s'assurer que le changement d'état ne consomme pas d'énergie.

Table 17 : Données thermodynamiques de l'espèce virtuelle $\mathrm{CNES0X_g}$

ΔHf_{CNES0X_g}(kJ/kg)	-209
M_{CNES0X_g}(g/mol)	152
$L_{v_{CNES0X}}$ (kj/kg)	0

Finalement, il est possible de calculer la température de flamme théorique à l'aide du bilan énergétique de la réaction grâce à la loi de Hess (Eq. 69):

$$\int_{T_{ini}}^{T_{decomp}} Cp_{CNES0X}.dT + \int_{T_{decomp}}^{T_{flamme}} \sum_{i=0}^{n} C_{p_i}(T)Y_i\,.dT = \Delta H_r \qquad \text{Eq. 69}$$

Avec C_{p_i} les capacités calorifiques massiques des produits de réaction et Y_i les fractions massiques des produits de réaction. La résolution de l'équation Eq. 69 donne une température de flamme de 2544 K.

Modélisation du chauffage d'une goutte de liquide ionique

Lors du chauffage d'une goutte, c'est l'Eq. 57 de la section 5.1.3 qui est utilisée. Dans notre cas, l'enthalpie d'évaporation du liquide est fixée à zéro afin de supprimer le flux d'énergie nécessaire à l'équilibre d'une goutte dans sa vapeur saturante (Eq. 59). De plus, le nombre de Nusselt permet de prendre en compte l'influence de l'évaporation sur le flux de chaleur transmis par le gaz à la goutte, mais également les effets convectifs de la goutte par rapport au gaz. Dans le cas du chauffage des gouttes de monergol, l'évaporation n'est pas modélisée durant la période de chauffage de la goutte, il n'y a donc pas d'influence de la vapeur autour de la goutte. Dans notre cas, le nombre de Spalding massique B_M est fixé à zéro pour négliger l'influence de la phase vapeur. En considérant la limite suivante :

le nombre de Spalding thermique étant égal au nombre de Spalding massique, le nombre de Nusselt est

$$\lim\left(\frac{ln(1+x)}{x}\right)_{x\to 0} = 1 \qquad \text{Eq. 70}$$

finalement défini par :

$$Nu = [2 + f_{AbSi}] \qquad \text{Eq. 71}$$

5.3. MODELISATION D'UN SPRAY, CALCUL DU FLUX AUX PAROIS

Cette étude numérique a pour but d'étudier la sensibilité du modèle de régression proposé pour la combustion des monergols prototype $CNES0X$, par rapport au flux aux parois. Pour cela, un spray est modélisé dans une géométrie simplifiée afin de supprimer les effets que cette dernière pourrait avoir sur le flux aux parois. Le calcul du flux aux parois nécessite de connaitre la température des parois. Dans cette étude, l'objectif étant de réaliser une étude de sensibilité du modèle, une condition aux limites simplifiée permettra de simuler les parois.

5.3.1. REALISATION D'UNE GEOMETRIE SIMPLIFIEE

Afin d'étudier l'influence du spray et du modèle de régression, un injecteur simple est modélisé dans une chambre linéaire de 0,01 m de large pour 0,09 m de long. La géométrie est volontairement choisie très longue par rapport à une chambre de combustion afin de s'assurer que toutes les gouttes brûlent avant de sortir du domaine et qu'il n'y ait pas d'influence de la section de sortie sur la combustion des gouttes. Bien que la modélisation axisymétrique soit la plus adaptée pour modéliser un moteur, le positionnement d'un injecteur simplifié sur l'axe apporte de nombreuses difficultés pour définir la position des gouttes à la sortie de l'injecteur. Ce calcul peut donc être réalisé en 3D, ce qui le rendrait très couteux et non compatible d'une étude de sensibilité, ou en 2D plan. Le calcul est donc réalisé en 2D plan afin de minimiser le coût de calcul (Figure 85). Cette modélisation permet de s'affranchir des effets de pression causés par un changement de section, qui modifierait le flux thermique aux parois.

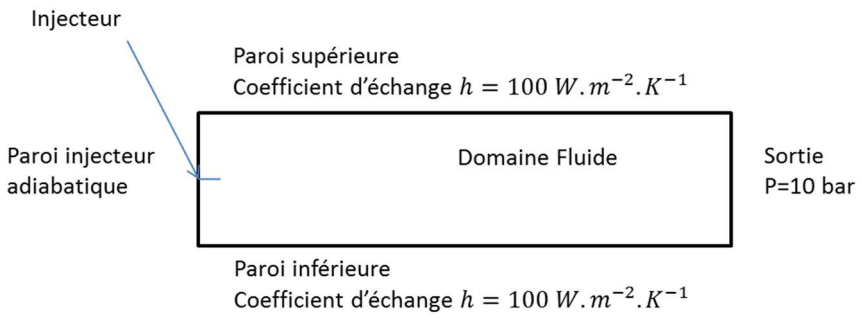


Figure 85 : Schéma de la géométrie du domaine fluide

Conditions aux limites

Afin de représenter des conditions moteur, la section de sortie est fixée à une pression de 10 bar. En effet, bien que la vitesse de régression des monergols soit dépendante de la pression, l'étude réalisée ici n'a pas pour but d'étudier l'influence de la vitesse de régression sur la pression d'une chambre de combustion. La paroi injecteur est considérée comme adiabatique afin d'assurer un flux nul. Les deux parois d'étude sont

les parois supérieure et inférieure. Ces parois sont modélisées à l'aide d'une relation flux-température (Eq. 72)

$$\phi_{paroi \rightarrow fluide} = \phi_0 + h_0(T_0 - T_w) \qquad \text{Eq. 72}$$

Où ϕ_0 est fixé à zéro, T_0 est fixée à 300 K, T_p la température calculée de la paroi, et h_0 est fixé à 100 W. $m^{-2}K^{-1}$.

5.3.2. Parametres de l'injecteur d'etude

Il a été montré dans la section 2.2.2 que les caractéristiques des injecteurs avaient un rôle prépondérant sur les performances des moteurs. La géométrie et les paramètres de l'injecteur ont un effet de premier ordre sur l'écoulement à l'intérieur de la chambre et le flux thermique aux parois. Dans le but de n'étudier que les effets du modèle de combustion proposé, ces paramètres sont fixés à des valeurs caractéristiques d'un injecteur à pression rotative. Les gouttes sont injectées dans un cône creux entre 40 et 60 degrés. Le débit massique de l'injecteur est de 3 g/s. Le modèle de combustion implémenté étant un modèle purement thermique, c'est simplement la vitesse de chauffage des gouttes qui influe sur la combustion du spray, et donc la capacité des gouttes à atteindre la température d'allumage fixé. Il convient donc de déterminer une distribution des gouttes à l'injection crédible pour la simulation de référence. La distribution des gouttes à la sortie de l'injecteur est caractérisée par le nombre de Weber.

$$We = \frac{\rho_l {u_{inj}}^2 L}{\sigma_l} \qquad \text{Eq. 73}$$

Où $\rho_l$et σ_l sont respectivement la densité et la tension de surface du liquide, v_{inj} la vitesse du liquide, et L une longueur caractéristique pouvant être un diamètre de goutte ou une longueur de nappe liquide. Bien que le comportement de la nappe et sa vitesse d'injection dépendent de la nature du liquide, ces données sont fortement dépendantes du système d'injection. C'est ici le ratio ρ_l/σ_l, caractéristique du liquide d'étude, qui est confronté aux études de la littérature afin d'estimer le diamètre moyen des particules qu'il est possible d'injecter avec notre liquide d'étude. Un ordre de grandeur de la tension de surface des liquides ioniques a été déterminé à l'aide de l'étude de Sedev (67) et a pour valeur $40\ N.m^{-1}$.

La densité des liquides ioniques utilisés est de $\rho = 1500\ kg.m^{-3}$. La Table 18 présente la comparaison de ρ_l/σ_l pour différents liquides étudiés en injection dans la littérature.

Table 18 Comparaison des valeurs de ρ_l/σ_l pour différents liquides

liquide	ρ_l/σ_l (*10³)
Eau (20 °C)	13,7 (68)
Mazut380 (40 °C)	32,0 (68)
Ethanol (27 °C)	36,0 (69)
Methanol (27 °C)	36,9 (69)
CNES0X	37,5

On remarque que l'ordre de grandeur de ce rapport est similaire à l'éthanol et au méthanol, et supérieur à l'eau et au Mazut380. Les nombres de Weber associés à l'injection de ces liquides sont donc inférieurs au nombre de Weber correspondant à l'injection du CNES0X. Il est donc possible d'utiliser les diamètres de

Sauter de ces études comme limite basse de diamètre de goutte pour la simulation du spray. L'étude de X. Wang *et. al* montre que l'atomisation de l'éthanol et du méthanol peut atteindre un diamètre de Sauter de 15 µm avec un injecteur à pression rotative. Afin de s'assurer l'injection de diamètres réalistes, le diamètre moyen simulé est choisi supérieur à cette valeur avec un critère de sécurité de 4. Les gouttes sont donc injectées avec un diamètre moyen de 60 µm, sous la forme d'une loi log-normal en nombre, avec un écart type de 0.2.

5.3.3. Maillage du domaine

Le maillage est réalisé en non-structuré à l'aide du logiciel GMSH. Le maillage doit respecter des critères de taille de maille à la paroi pour définir la couche limite, mais également respecter une taille de maille minimale à l'injecteur. En effet, bien que les gouttes soient repérées en lagrangien par leurs barycentres sans prise en compte de leurs tailles, la taille des mailles doit être supérieure à la taille des gouttes, soit 200 µm (diamètre maximum issue de la distribution choisie). De plus, le but étant de calculer le flux aux parois, la résolution du maillage proche de celles-ci a une importance cruciale. L'estimation du nombre de Reynolds de l'écoulement est :

$$Re = \frac{u.d}{\nu} \approx 10 * \frac{0.01}{10^{-4}} \approx 10^3 \qquad \text{Eq. 74}$$

Avec u la vitesse de l'écoulement déterminé à l'aide des premiers calculs, d le diamètre de la chambre, et ν la viscosité cinématique.
La théorie des parois de Karman (70) précise que la taille de maille adimensionnée à la paroi doit respecter le critère $y^+ = 1$ pour que la couche limite visqueuse soit correctement résolue. Dans notre cas, ce critère est respecté pour $\delta x = 8{,}5.10^{-5}$ m. Pour le maillage de la couche limite un maillage cartésien est utilisé afin de faciliter le contrôle de la taille de la première maille (Figure 86). La taille de maille augmente en s'éloignant de l'injecteur et en se rapprochant de la sortie afin de réduire la quantité de cellule à une distance de l'injecteur où il n'y aura plus de gouttes.

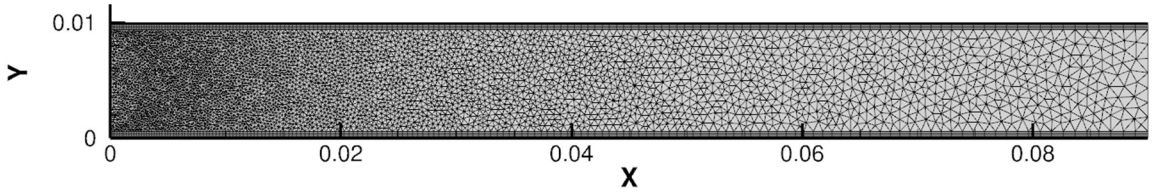


Figure 86 : Maillage du domaine fluide

Pour vérifier la bonne résolution du maillage, quatre maillages ont été réalisés à des échelles différentes.

Maillage de référence : environ 15 000 cellules, $\Delta_{x_{moy}} \sim 1.10^{-4}\ m$

Maillage grossier : environ 7 500 cellules, $\Delta_{x_{moy}} \sim 2.10^{-4}$ m

Maillage fin: environ 60 000 cellules, $\Delta_{x_{moy}} \sim 5.10^{-5}$ m

Maillage très fin : environ 240 000 cellules; $\Delta_{x_{moy}} \sim 2{,}5.10^{-5}$ m

La Table 19 présente la température moyenne du domaine fluide et la température maximale dans le domaine d'une simulation étalon pour les différents maillages. On considèrera que les faibles différences avec la simulation de référence présentée dans la section 5.3.5 n'influeront pas sur la bonne qualité de la convergence en maillage et en temps. La simulation d'une injection instationnaire apporte une composante aléatoire à la simulation qui résulte en une oscillation permanente des valeurs convergées. Les températures ne sont donc pas présentées comme des valeurs asymptotiques mais comme des encadrements des valeurs limites des oscillations observées. Le maillage standard sera utilisé dans la suite de cette étude car il rend compte des températures avec une erreur inférieure à 1% par rapport au maillage fin, tout en assurant un coût de calcul raisonnable. De plus, il respecte le critère de stabilité associée à la couche limite et au diamètre des particules.

De la même façon, le pas de temps a été divisé jusqu'à atteindre une différence de moins de 1 °C sur les températures moyenne et maximale de la simulation globale. Finalement, les calculs sont donc réalisés avec un pas de temps de $\Delta t=1.10^{-7}$ s.

Table 19 : Température moyenne et maximale pour les différents maillages

	Température moyenne				Température maximum			
Maillage	Grossier	Standard	Fin	Très fin	Grossier	Standard	Fin	Très fin
T (K)	2040-2054	1982-1993	1967-1981	1969-1982	2485-2554	2456-2560	2467-2563	2465-2574

5.3.4. Critere de convergence d'une simulation

L'étude numérique étant portée sur un spray, la dispersion et la régression ponctuelle des gouttes ne permet pas de déterminer un écoulement stationnaire. De plus, la variation des paramètres du modèle peut ne pas influer sur les variables globales de la simulation (température maximale et moyenne), mais tout de même avoir une influence sur le flux à la paroi. Il est donc nécessaire de déterminer un critère permettant de juger la convergence en temps des simulations. Le spray crée un battement de la flamme proche de l'injecteur, rendant le flux à la paroi instationnaire. En revanche, lorsque le calcul a atteint un certain équilibre, le flux à la paroi oscille dans une enveloppe. La Figure 87 montre l'évolution du flux thermique aux parois au fur et à mesure des itérations. On observe que la moyenne temporelle du flux aux parois est stable lorsque la simulation est convergée, contrairement au cas non-convergé. La Figure 88 montre la visualisation de la température à la paroi pour la position axiale du flux thermique maximal, au cours du temps pour les deux cas de simulation. On observe que la température oscille autour de la température moyenne lorsque la simulation est convergée, alors qu'elle diminue lorsque la simulation n'est pas encore convergée, ce qui explique la variation du flux au cours du temps. Comme il n'est pas possible d'obtenir une valeur fixe du flux aux parois, c'est la valeur moyenne du flux sur 500 000 itérations qui sera utilisé pour l'étude de sensibilité. De plus, on remarque une forte variation du flux proche de la sortie du domaine fluide provoquée par la condition aux limites, qui ne sera donc pas pris en compte dans l'étude de sensibilité.

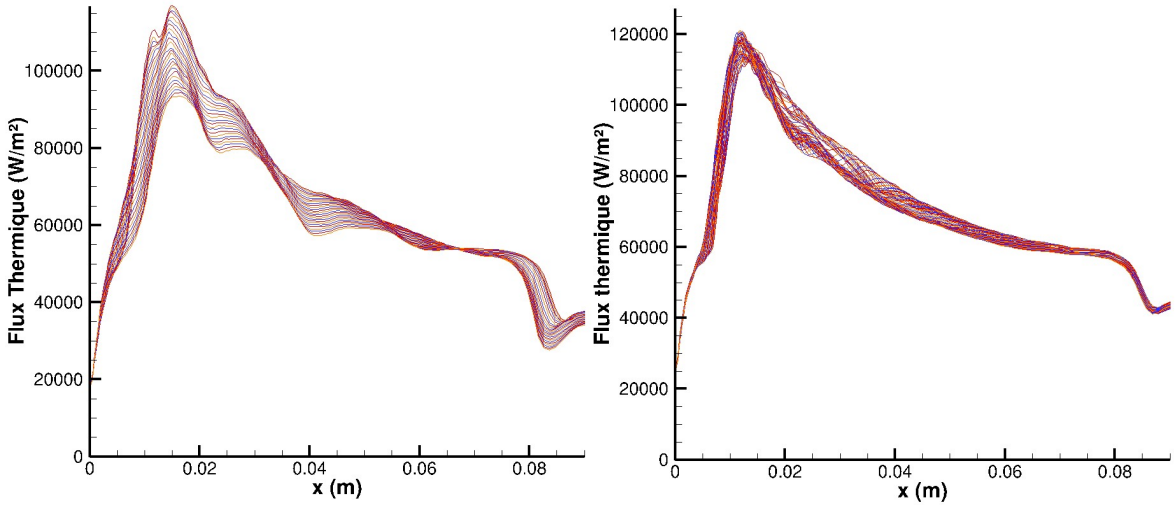


Figure 87 : Flux aux parois d'une simulation non-convergée (gauche) et convergée (droite)

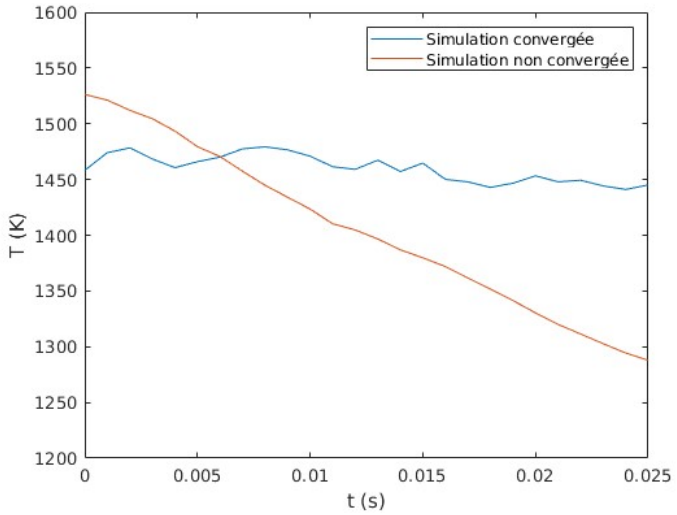


Figure 88 : Visualisation de la température à la paroi au cours du temps à $x = x_{\phi_{max}}$ pour une simulation convergée et une simulation non convergée

5.3.5. Simulation de reference

Une simulation est réalisée en two-way coupling avec des valeurs moyennes issues de l'expérience (Table 20), dans le but d'obtenir un champ de gaz de référence, à partir duquel est réalisée l'étude de sensibilité. La Figure 89 montre l'injection des gouttes dans le domaine, ainsi que la mise en place de deux zones chaudes situées proche de la paroi. Ces zones chaudes sont situées autour du point d'impact des gouttes sur la paroi. On remarque que l'écoulement n'est pas parfaitement symétrique. Cela est dû au battement des recirculations provoquées par l'injecteur. Afin de s'assurer de prendre en compte l'oscillation des points chauds proches des parois dans l'étude de sensibilité, la comparaison sera réalisée sur la moyenne du flux aux deux parois. On remarque sur la Figure 89 que les gouttes chauffent bien jusqu'à la température de décomposition fixée à 425 K. Toutefois, la température maximale mesurée ici est inférieure à la température de flamme calculée dans la partie 5.2.2, ceci étant dû à l'influence des parois froides. La Figure 90 montre le

flux aux parois moyenné en temps et sur les deux parois, en fonction de la distance à l'injecteur. On remarque un pic important à 1,5 cm de l'injecteur correspondant à la zone où brûlent la majorité des gouttes.

Table 20 : Données d'entrée pour la simulation de référence

Paramètre	Valeur
Diamètre moyen injecteur (m)	$60 .10^{-6}$
Débit d'injection (g/s)	3
Vitesse de régression des particules (m/s)	0,6
Température de décomposition (K)	425
C_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	1250

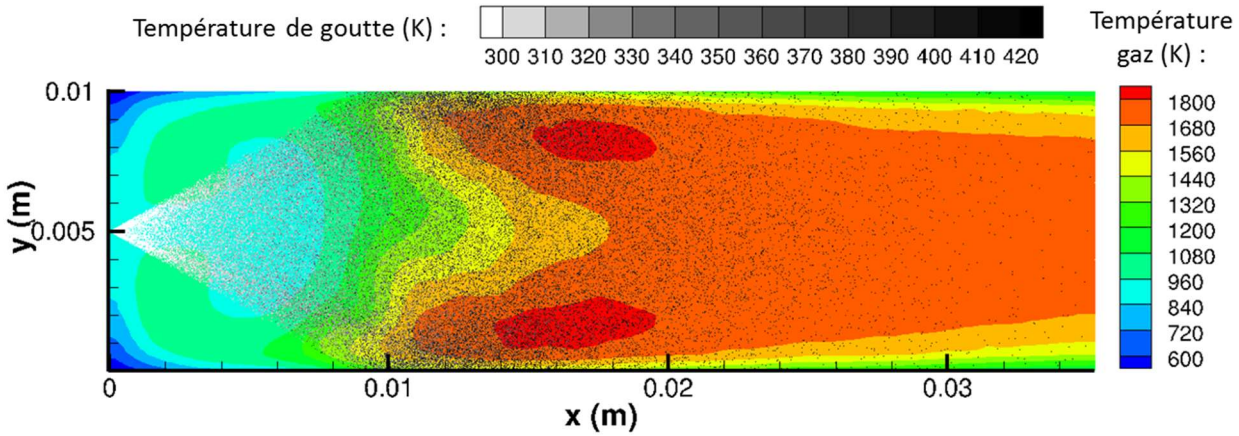


Figure 89 : Visualisation du spray dans les conditions de référence

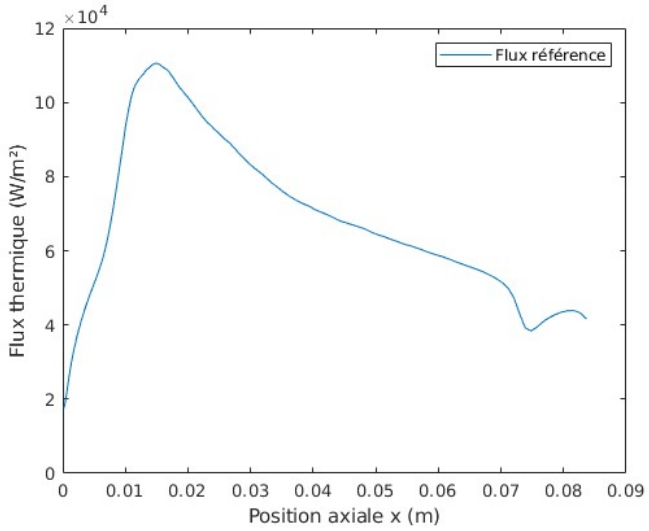


Figure 90 : Flux thermique de la simulation de référence

5.4. SENSIBILITE DES PARAMETRES DU MODELE

5.4.1. SENSIBILITE DE LA VITESSE DE REGRESSION

La Figure 91 présente le flux thermique aux parois calculé pour trois vitesses de régression. On observe que la position du maximum de flux n'a pas été modifiée lorsque la vitesse de régression est diminuée de 0,6 à 0,2 m/s, en revanche, le flux thermique maximal est inférieur pour une vitesse de régression faible. Cela peut être expliqué par le fait que, moins la régression des gouttes est rapide, plus la zone de combustion de celles-ci est étalée et moins il y a une concentration spatiale de gouttes en combustion. Dans le cas d'une vitesse de combustion plus élevée (1,2 m/s) on remarque que le flux maximal est situé plus proche de l'injecteur, ce qui est expliqué par la diminution de la durée de vie des gouttes. En revanche la valeur maximale du flux sur les parois est inférieure à la simulation de référence, ce qui est contre-intuitif car on s'attend à une régression des gouttes dans une zone plus restreinte, et donc une température plus importante, résultant en un flux plus important. Afin de comprendre cette différence de flux aux parois, la température du gaz a été mesurée sur une coupe de la simulation pour la position associée aux maxima du flux des deux cas. Les résultats sont présentés sur la Figure 92. On observe que la température maximale est plus élevée lorsque la vitesse de combustion est plus élevée, mais celle-ci est située au milieu du domaine, tandis que les points chauds sont situés proche de la paroi pour la simulation de référence ($V_r = 0{,}6\ m/s$), résultant en une température de paroi plus élevée et donc un flux thermique plus important. Une vitesse de régression élevée permet donc de rapprocher le point le plus chaud de l'axe de l'injecteur, et donc de diminuer la température des parois. Du fait du déplacement de la zone chaude dans le cas $V_{reg} = 1{,}2$ m/s, il n'est pas possible de réaliser une comparaison directe de l'influence du modèle sur le flux maximum à la paroi. En revanche, on voit avec les deux autres courbes qu'une vitesse de régression trois fois inférieure à la vitesse de référence ($V_{reg} = 0{,}2$ m/s) résulte en un flux maximum à la paroi diminué de 19 %.

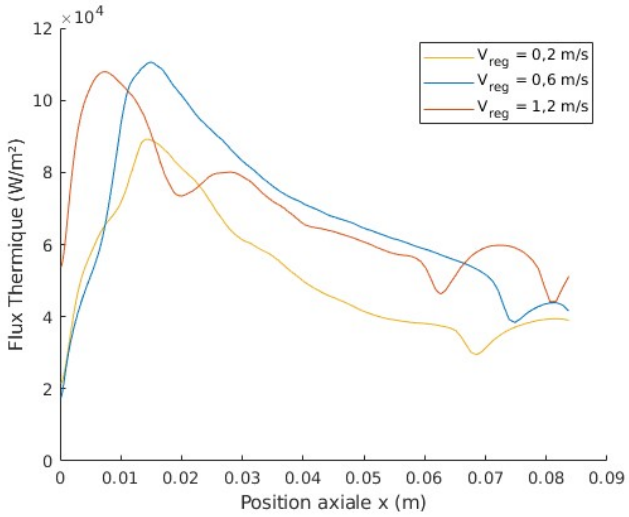


Figure 91 : Influence de la vitesse de régression sur le flux thermique aux parois

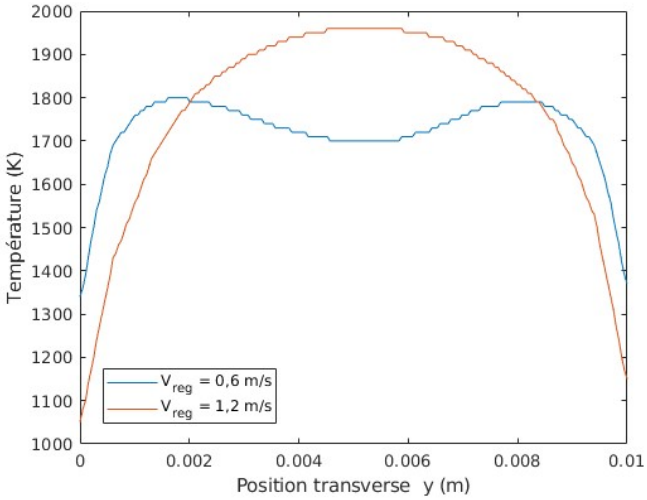


Figure 92 : Mesure de la température transverse pour les simulations à $V_{reg} = 0{,}6\ m/s$ et $V_{reg} = 1{,}2\ m/s$ à $x = x_{\phi_{max}}$

5.4.2. Sensibilite de la temperature de decomposition

La Figure 93 présente le flux thermique aux parois calculé avec des températures de décomposition de $T_{decomp} = 150\ °C$ (référence), $0{,}9.T_{decomp}$(107,5 °C) et $1{,}1.T_{decomp}$ (192 °C). On observe que, pour une température de décomposition supérieure, le flux aux parois diminue et devient plus homogène sur la longueur du domaine, à cause de la répartition spatiale des gouttes atteignant la température de décomposition. La diminution du flux peut être expliquée par une énergie nécessaire au chauffage de la goutte jusqu'à sa température de décomposition plus élevée. En revanche, alors qu'on s'attendrait à un flux plus élevé avec une température de décomposition inférieure, on observe que celui-ci est inférieur au flux de la simulation de référence. De la même façon que pour la vitesse de régression, ceci est expliqué par le déplacement de la zone la plus chaude vers l'axe de l'injecteur (Figure 94). Dans ce cas, il n'est pas possible de comparer directement la différence entre les maxima de flux pour les différents cas, la prise en compte de la modification de la structure de l'écoulement est également nécessaire.

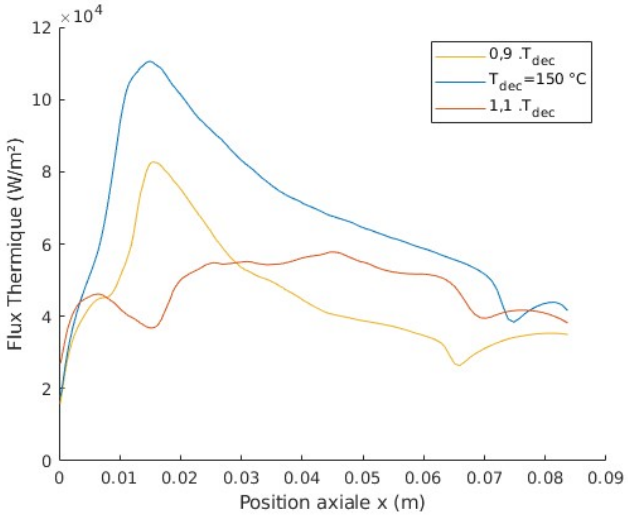


Figure 93 : Influence de la température de décomposition sur le flux thermique aux parois

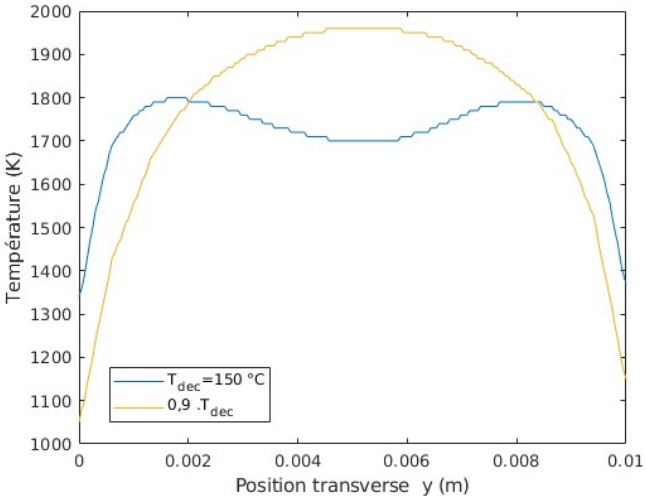


Figure 94 : Mesure de la température transverse pour les simulations à $T_{decomp} = 150\ K$ et $0{,}9.T_{decomp}$ à $x = x_{\phi_{max}}$

5.4.3. Sensibilite de la capacite calorifique

La Figure 95 présente le flux thermique aux parois calculé avec des capacités calorifiques de $c_p = 1250$ J.kg^{-1}.K^{-1}, $0{,}9.c_p$ (1125 J.kg^{-1}.K^{-1}) et $1{,}1.c_p$ (1375 J.kg^{-1}.K^{-1},). On remarque qu'une variation de ± 10 % sur le c_p ne modifie que très peu le flux appliqué sur les parois. Le flux thermique pariétal est donc très peu sensible à une variation de la capacité calorifique.

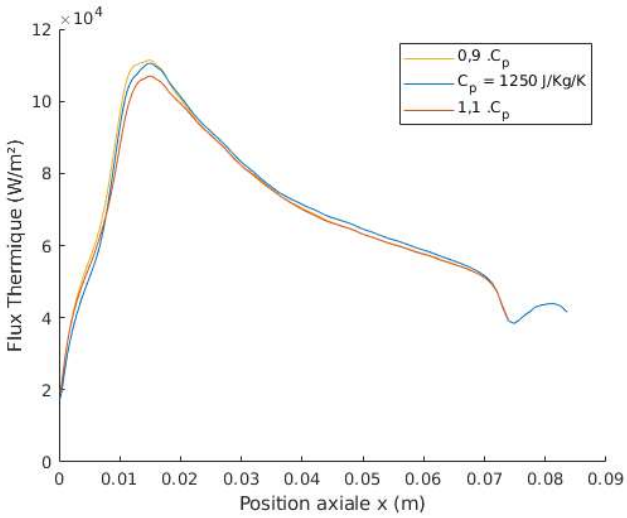


Figure 95 : Influence de la capacité calorifique du liquide sur le flux thermique aux parois

5.4.4. Sensibilite du diametre moyen d'injection

La Figure 96 présente le flux thermique aux parois calculé avec trois diamètres moyens des gouttes à l'injection. On remarque qu'une variation de $+10$ % et -10 % sur le diamètre des gouttes à l'injection résulte en une variation de respectivement -14 % et +20 % sur le flux aux parois, ce qui confirme l'importance d'une mesure précise de la granulométrie des gouttes à la sortie de l'injecteur, présentée dans la section

2.1.2. Plus les gouttes injectées sont petites, moins il faut d'énergie pour les chauffer jusqu'à la température de décomposition, ce qui explique un bilan énergétique plus élevé.

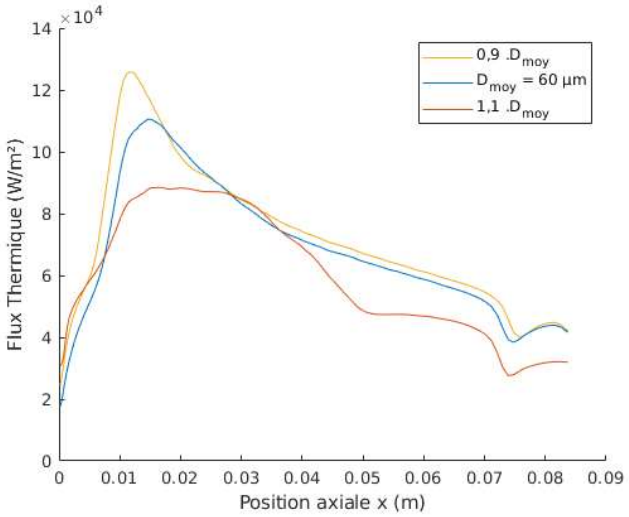


Figure 96 : Influence du diamètre moyen des gouttes à l'injection sur le flux thermique aux parois

5.4.5. Bilan de l'etude de sensibilite

L'étude de sensibilité a été réalisée sur les paramètres du modèle de décomposition (V_{reg} et T_{decomp}), ainsi que sur les paramètres pouvant influencer le temps nécessaire aux gouttes pour atteindre leurs températures de décomposition (d_{moy} et c_p). Il a été observé que la capacité calorifique du liquide n'avait qu'un effet très faible sur le flux thermique appliqué à la paroi. De même, une variation de 300 % sur la vitesse de régression n'implique qu'une variation de 20 % du flux. En revanche, la température de décomposition a une forte influence sur la position de la flamme dans l'écoulement et donc du flux aux parois. La simulation de la variation du diamètre moyen des gouttes injectées a permis de confirmer l'importance de la granulométrie de l'injecteur présenté dans l'état de l'art. Ces simulations ont également permis de montrer que le les paramètres du modèle de décomposition n'influençaient pas simplement le flux thermique à la paroi mais également la forme de l'écoulement.

5.5. Vers le dimensionnement moteur

Dans le cadre du projet encadrant cette thèse, un travail est également réalisé sur les matériaux capables de résister à la température de combustion des monergols prototypes, produisant des gaz chauds très oxydants. La paroi du propulseur doit faire face à des contraintes thermomécaniques en raison de la pression et de la température de flamme, mais également chimiques à cause des gaz produits, fortement oxydants. La solution choisie pour faire face à ces contraintes est l'utilisation d'une couche de céramique résistant aux atmosphères oxydantes appelée barrière environnementale, sur une structure métallique appelée quant à elle barrière thermique. L'assemblage le plus simple de ces deux couches est le dépôt d'une couche de céramique directement sur la structure métallique. La différence des coefficients de dilatation des différents matériaux peut engendrer des sur-contraintes au niveau de l'assemblage des couches, qui se soldent en fonctionnement par une décohésion des interfaces. La solution proposée pour répondre à cette problématique est l'utilisation de matériaux à gradients de propriétés (MGP). Ces matériaux sont caractérisés par une évolution de la composition à l'intérieur d'un volume (Figure 97). Cette évolution graduelle de la composition permettrait de

lisser l'expansion thermique des matériaux afin de limiter le délaminage des couches. Afin d'illustrer cet effet, une simulation de parois équivalentes a été réalisée autour du spray en combustion afin de déterminer une température de paroi. Cette température a ensuite été fournie comme donnée d'entrée pour un calcul thermomécanique sur un gradient réel. .

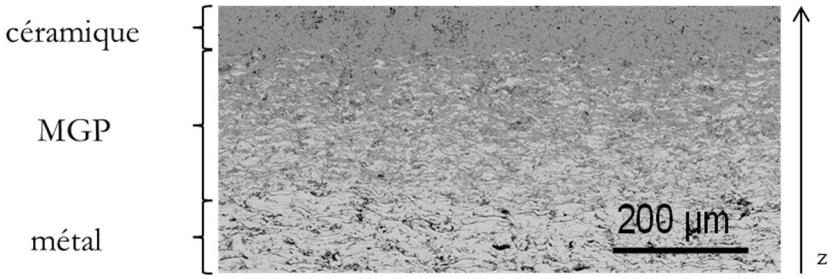


Figure 97 : Exemple d'un matériau a gradient de propriété réalisé à l'ICB en 2018 (71)

5.5.1. Simulation de parois equivalentes

Une partie du travail de thèse de L. Sevin (71) consiste à simuler les contraintes thermomécaniques de géométries de propulseurs dans le but d'optimiser leur résistance thermomécanique. Il est donc nécessaire de simuler une paroi équivalente thermiquement aux MGP. Pour une question de simplicité, cette modélisation a été réalisée dans le cas d'un bi-couche, et extrapolée dans le cas d'un MGP plus complexe. La Table 21 présente les caractéristiques thermiques d'un assemblage bi-couche permettant de calculer, grâce à une loi des mélanges (Eq. 75, Eq. 76 et Eq. 77), les données du matériau équivalent (Table 22).

$$\rho^{eq} = \sum \rho_i \, \mathrm{V_f} \qquad \text{Eq. 75}$$

$$c_p^{eq} = \sum c_{p_i} \, \mathrm{V_f} \qquad \text{Eq. 76}$$

$$\frac{1}{\lambda^{eq}} = \frac{\sum ep_i}{\sum \frac{ep_i}{\lambda_i}} \qquad \text{Eq. 77}$$

Table 21 : Composition d'un bi-couche de 5 mm d'épaisseur

	λ $(\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}})$	c_p $(\mathrm{J.kg^{-1}.K^{-1}})$	ρ $(\mathrm{kg.m^{-3}})$	Epaisseur (m)	Fraction linéique
Céramique	1,3	263	8815	1,50E-04	0,03
Métal	91,85	153,8	18788	4,85E-03	0,97

Table 22 : Données thermiques du matériau équivalent

c_p^{eq} $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	ρ^{eq} $(kg.m^{-3})$	λ^{eq} $(W.m^{-1}.K^{-1})$
157,076	18488	297

Les conditions aux limites aux bornes du domaine solide sont présentées sur la Figure 98. Le maillage du domaine est réalisé en cartésien, avec 20 mailles sur l'épaisseur et une distribution identique à la distribution du maillage fluide sur la longueur afin d'obtenir une correspondance parfaite entre les surfaces des deux domaines.

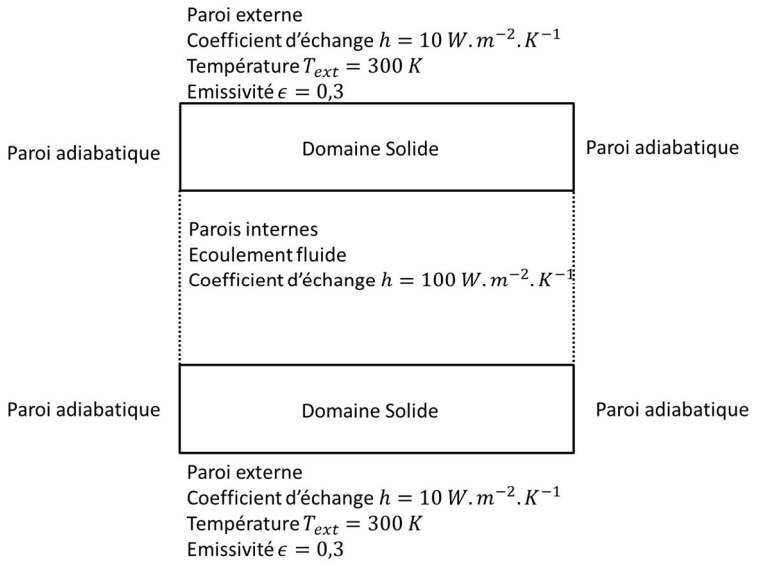


Figure 98 : Conditions aux limites du domaine solide équivalent

5.5.2. Resultat de la simulation

La simulation est initialisée avec un champ de température issu de la simulation de référence présentée dans la section 5.3.5. La Figure 99 présente le champ de température dans les domaines fluide et solide. On remarque que la température du domaine est plus élevée que dans la simulation de référence, ce qui est dû aux conditions aux limites qui prennent en compte le chauffage du matériau solide. La Figure 100 présente la température pour $x = x(\phi_{max})$ dans le domaine fluide et les domaines solides. La simulation est considérée comme convergée lorsque la température moyenne du domaine solide est convergée.

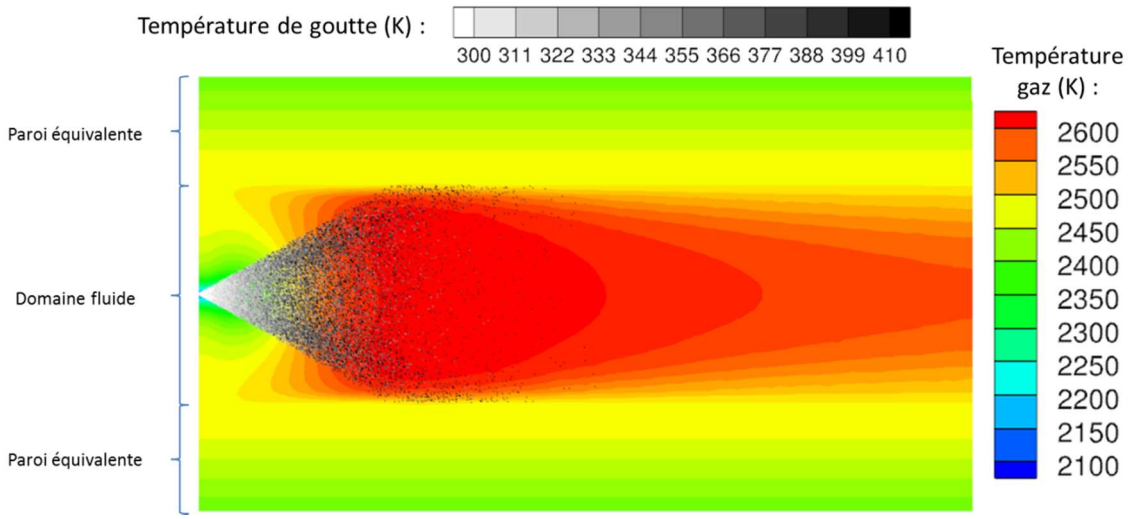


Figure 99 : Visualisation de la température dans le champ gaz et les parois équivalentes

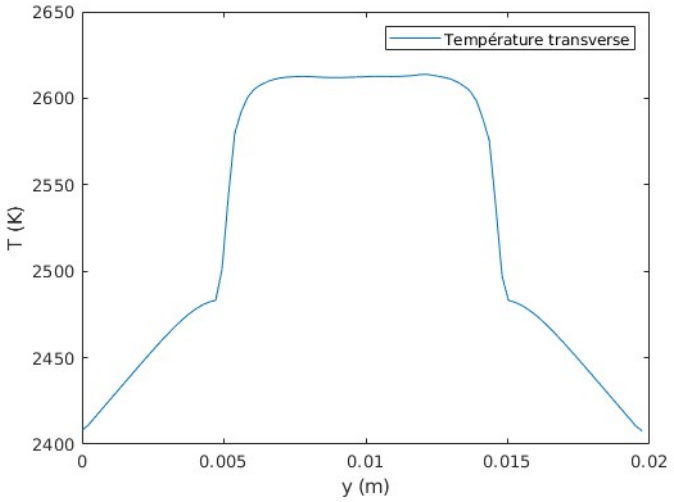


Figure 100 : Température transverse à la position du maximum de température

L'introduction des parois simulées permet de modéliser l'équilibre thermique dans les parois et la chambre. En effet, comme le montre la Figure 101, lorsque la simulation est convergée le flux thermique à la paroi est quasi-nul, ce qui est expliqué par une température quasiment identique entre la première cellule proche de la paroi, et la première cellule de la paroi (Figure 100). En revanche, on observe tout de même un flux négatif proche de l'injecteur et un flux positif à 1 cm de celui-ci. Le flux négatif proche de l'injecteur est causé par le chauffage des gouttes qui absorbe de l'énergie tandis que la flamme génère un pic de flux thermique à 1 cm de l'injecteur.

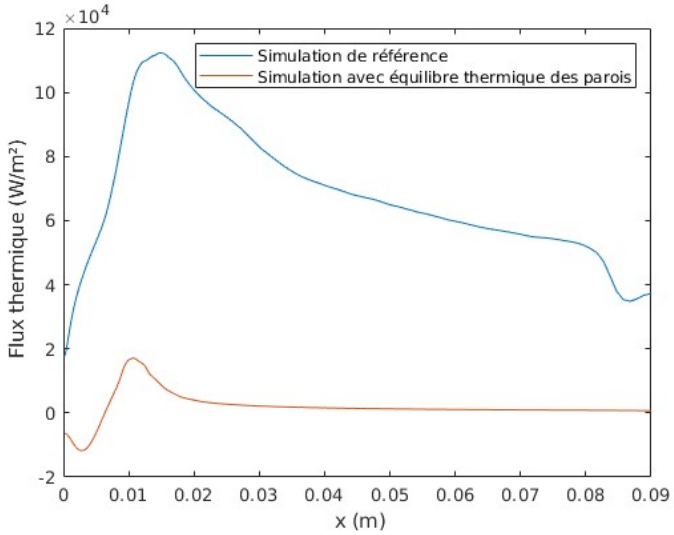


Figure 101 : Comparaison des flux thermiques aux parois entre la simulation de référence et la simulation avec prise en compte de l'équilibre thermique aux parois

5.5.3. Resultat de l'augmentation du nombre de couches

La simulation est réalisée jusqu'à convergence de la température de paroi avec les conditions décrites ci-dessus. La contrainte thermo-mécanique a ensuite été calculée par L. Sevin avec la température de paroi issue du calcul avec le matériau équivalent. La Figure 102 présente le résultat du calcul de contrainte mécanique à l'interface entres les couches de céramique et métal pur, pour les configurations bi-couche, tri-

couche et MGP. On observe que plus le nombre de couches est important entre la couche de céramique et la couche de métal, plus les sauts de contraintes sont faibles, et moins le risque de délaminage est élevé. Les pics ponctuels de contrainte sont produits par un effet de maillage, et nécessitent un travail supplémentaire sur la modélisation de l'interface entre les couches.

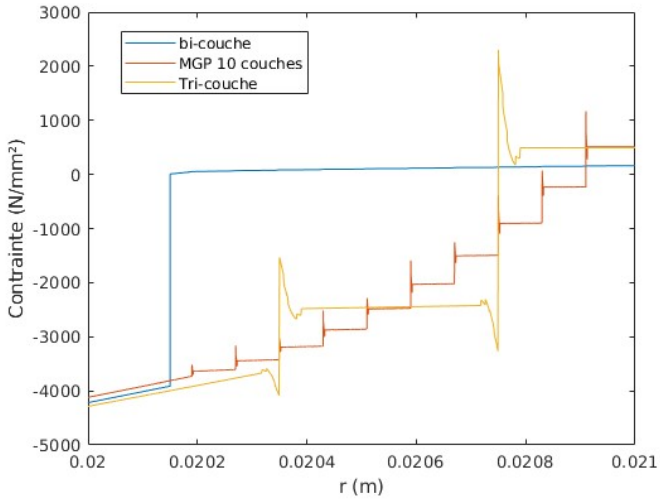


Figure 102 : Mesure de la contrainte mécanique à l'interface des couches céramique/métal

5.6. CONCLUSION PARTIELLE

Dans le but de dimensionner un moteur, il est nécessaire de pouvoir calculer le flux thermique produit par la flamme. Ce flux est déterminé par la vitesse à laquelle le liquide injecté fourni son énergie au gaz. Dans le cas d'une injection liquide, il est montré dans la littérature (section 2.2.2) que la technique d'injection et particulièrement le diamètre des gouttes du spray ont une influence primordiale sur le flux thermique produit. Dans le cas des monergols verts étudiés, le comportement des gouttes injectées peut être rapproché de celui d'un propergol solide. Dans ce cas, la thermique des gouttes d'ergol a également un rôle important dans la combustion de celles-ci. Un modèle de décomposition a été proposé pour la combustion des monergols étudiés dans cette thèse. La vitesse de régression des gouttes est déterminée à partir de la pression et la régression est déclenchée à partir d'une température d'allumage fixé. Ici la température d'allumage est fixée à la température de décomposition mesurée par DSC et observée expérimentalement dans l'étude de goutte isolée (section 3.2.2). La goutte liquide produit ensuite les produits de réaction par l'intermédiaire d'une réaction exothermique dans la phase gaz.

Cette modélisation a donc été portée dans le code CEDRE, appliqué à la simulation d'une géométrie simplifiée permettant d'étudier les paramètres du modèle proposé : vitesse de régression et température d'allumage, mais également capacité thermique du liquide et diamètre moyen des particules injectées. Cette étude a permis de montrer une sensibilité prépondérante du diamètre des gouttes à l'injection et de la température de décomposition. Malgré une faible sensibilité à la vitesse de régression, celle-ci influence également le flux thermique et nécessite donc une attention supplémentaire.

Afin de répondre à une température de flamme élevée et à une atmosphère fortement oxydante, des matériaux à gradient de propriétés sont étudiés par L. Sevin. Pour caractériser la contrainte thermomécanique due à la dilatation différentielle des matériaux utilisés dans les MGP, une simulation complète est

réalisée avec une paroi équivalente, dans le but de déterminer une température d'équilibre de celle-ci lors de la combustion. Finalement, cette température a été utilisée comme donnée d'entrée dans les calculs de L. Sevin, afin de montrer la diminution des sauts de contrainte avec l'augmentation du nombre de couches dans le MGP.

6. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce chapitre a pour objectif de présenter les conclusions et les perspectives du travail présenté dans la thèse. Dans un premier temps, les conclusions seront présentées comme un bilan du travail qui a été réalisé, puis des pistes seront exposées pour améliorer les résultats expérimentaux et la précision des simulations réalisées, en particulier en étudiant expérimentalement un spray avec le monergol prototype.

SOMMAIRE

6.1 Conclusion 110
6.2 Perspectives 112

6.1. CONCLUSION

Cette thèse est la première brique d'un projet dédié à l'étude d'un nouveau concept de propulseur utilisant un monergol vert innovant pour lequel deux candidats ont été sélectionnés. L'objectif de la thèse était d'observer et de comprendre le comportement de monergols verts basés sur des liquides ioniques en combustion initiée par un allumage thermique, et de proposer une modélisation permettant la simulation de la combustion de ceux-ci. Ce travail a donc été consacré à l'étude de ces liquides énergétiques dans le but d'une utilisation en propulseur. Toutefois, la nouveauté des liquides d'étude a introduit de nombreuses contraintes tant en terme de disponibilité (synthèse), qu'en terme d'utilisation (sécurité). En effet, le comportement original de ces propergols liquides a demandé de nombreuses adaptations des méthodes et modèles usuels pour pouvoir être étudiés et modélisés. Cette étude s'est décomposée en trois étapes principales : l'étude du chauffage d'une goutte isolée, la mesure d'une vitesse de flamme en gouttière, et la modélisation de la décomposition des liquides ioniques prototypes avec CEDRE.

La première partie de l'étude a été dédiée à l'observation du comportement d'une goutte de monergol vert suspendue et chauffée sous différentes conditions de pression. Cette étude a permis de détecter une pression seuil d'allumage pour les prototypes CNES05 et CNES03. Une importante fragmentation de la goutte suspendue a été observée à une pression inférieure à la pression seuil d'allumage. Au-delà, la fragmentation est moindre et s'accompagne d'une régression des gouttes éjectées de la goutte mère. Cette goutte mère étant trop mouvementée pour pouvoir en calculer un rayon, les gouttes fragmentées ont été étudiées dans le but de mesurer une vitesse de régression par méthode optique. Afin d'étudier et de suivre l'évolution des gouttes fragmentées en combustion, un programme de détection et de suivi des gouttes a été réalisé. L'utilisation de la méthode MSER a permis la détection des gouttes fragmentées après une étape de prétraitement des images et montre de bons résultats quant à la détection des gouttes d'intérêt et la non détection des gouttes trop floues ou déformées. En revanche, un réglage des paramètres de l'algorithme et l'ajout de conditions additionnelles peuvent être nécessaires pour adapter cette détection à chaque séquence. Les gouttes ainsi détectées ont ensuite été suivies à l'aide d'un filtre de Kalman incorporé dans un algorithme complet de suivi. De la même façon, ce filtre s'est montré très efficace pour assurer le suivi des gouttes en mouvement et donc leurs traçabilités. Celui-ci a montré une très bonne performance dans des cas simples où le nombre d'objets en mouvement était réduit, et le nombre d'apparition/disparition limité. L'ajout de critères sur la forme des gouttes détectées dans le critère de Coût du filtre de Kalman permettrait de réduire

les erreurs de suivi afin de limiter la nécessité du choix des gouttes d'intérêt dans les cas complexes. Finalement, grâce au montage expérimental et aux méthodes de traitement d'images, des premières vitesses de régression ont pu être mesurées à l'aide du suivi de gouttes fragmentées en combustion aux pressions de 7, 9 et 11,5 bar. Malgré la suppression de points aberrants, les résultats montrent une importante dispersion. Cet écart-type est dû principalement à la résolution spatiale insuffisante du système optique. En effet, bien que permettant d'atteindre des pixels de 5 µm à haute cadence, la résolution s'est retrouvée insuffisante lors de l'observation des gouttes fragmentées de l'ordre de grandeur de 50 µm. De plus, la restriction du champ de vision a permis d'augmenter la cadence caméra jusqu'à 180 000 images par seconde, mais cette cadence d'acquisition s'est montrée insuffisante pour suivre précisément la régression des gouttes fragmentées. Malgré une résolution spatiale et temporelle insuffisante, ce montage expérimental a permis d'obtenir de premiers ordres de grandeur sur la vitesse de régression des prototypes CNES05 et CNES03. Cette vitesse de régression de l'ordre de 0,2 m/s est très élevée en comparaison aux propergols solides, prouvant que les prototypes d'étude sont très prometteurs pour des applications de propulseur. Aucune influence de la pression n'est visible sur la vitesse régression des gouttes de CNES03 sur cette plage d'étude. En revanche, la vitesse de régression du CNES05 semble diminuer avec l'augmentation de la pression, ce qui semble contre-intuitif par analogie avec un propergol solide. Dans le but d'étudier la combustion de ces liquides sur une plus longue distance et sur une gamme de pression plus large, une expérience de combustion en gouttière a donc été proposée.

Avant d'allumer une gouttière complète, une étude préliminaire a été réalisée pour étudier l'allumage d'une nappe dans un creuset. Cette première étape a permis d'estimer les effets de surpression en fonction de la masse en combustion. Malheureusement, aucun allumage du CNES05 n'a pu être réalisé dans cette configuration, cette étude n'a donc été portée que sur le prototype CNES03. Une étude de vitesse de flamme a été réalisée dans une gouttière horizontale conditionnée thermiquement et placée dans une chambre pressurisée dotée d'un accès optique. La connaissance de la pression seuil d'auto allumage a permis de pressuriser initialement la chambre du réacteur au-dessus de cette valeur. Cette gouttière a été instrumentée à l'aide de multiples micro-thermocouples. Deux méthodes ont été mises en œuvre afin de mesurer la vitesse de déplacement du front de liquide. La première est une méthode optique consistant à suivre deux motifs lors de la combustion du liquide dans le rail : le point le plus lumineux et la particule formée par un niveau de seuillage lumineux. La seconde méthode est basée sur la mesure de température de six thermocouples placés à différentes positions dans la gouttière. La mesure du signal de température permet de déterminer un différentiel de temps de passage pour les différents thermocouples, permettant d'en déduire une vitesse de flamme. La luminosité des thermocouples au passage de la flamme empêche toutefois toute comparaison directe avec les méthodes optiques sur une même expérience. En revanche, la méthode optique du suivi de particule et la méthode des thermocouples ont montré des résultats très similaires sur deux tirs dans des conditions semblables. Bien qu'il ne soit pas possible d'observer directement l'aspect du front de liquide dans la gouttière sans le rétroéclairage, les essais préliminaires en creuset ont montré une surface de la flamme plissée. Il n'est donc pas possible d'observer une vitesse de régression du liquide, c'est donc la vitesse de déplacement de la flamme dans la gouttière qui est mesurée. On remarque que la vitesse de déplacement du front de flamme mesurée à l'aide de la gouttière (1,2 m/s) est supérieure à la vitesse de régression mesurée en goutte pour le même produit (0,2 m/s). Cette différence peut être expliquée par l'augmentation de la surface du front de liquide dans la gouttière, augmentant la surface de combustion de celui-ci, et donc la vitesse de régression observée. Des essais avec un conditionnement du liquide à plus haute température ont permis de mettre en évidence l'influence de la température initiale du liquide sur la vitesse de régression. Une température initiale plus élevée diminue l'énergie nécessaire pour porter le liquide à son point de décomposition, accélérant sa vitesse de combustion.

Sur base des caractérisations expérimentales de la vitesse de régression, un modèle de décomposition a été proposé pour la combustion des monergols étudiés dans cette thèse. Le modèle consiste à chauffer les goutte de monergol pur, sans régression ni évaporation et à les faire régresser à une vitesse dépendante de la pression, à partir d'une température d'allumage. Ici, la température d'allumage est fixée à la température de décomposition mesurée par DSC et observée expérimentalement dans l'étude de goutte isolée. Les gouttes liquides produisent ensuite les produits de réaction par l'intermédiaire d'une réaction exothermique dans la phase gaz. Implémenté dans le code CEDRE, cette modélisation a permis de montrer une sensibilité prépondérante du diamètre des gouttes à l'injection et de la température de décomposition. Malgré une faible sensibilité de la vitesse de régression, celle-ci influence le flux thermique et nécessite une attention particulière.

Dans le cadre du développement d'un propulseur innovant, une thèse est réalisée en parallèle par L. Sevin avec pour but de développer une chambre de combustion permettant de résister à une température de flamme élevée et une atmosphère oxydante. L'utilisation de Matériaux à Gradient de Propriétés permet d'allier la résistance mécanique d'un métal et la résistance à l'oxydation d'une céramique. Pour caractériser la contrainte thermomécanique dans ces matériaux, une simulation complète a été réalisée en couplant écoulement fluide et équilibre thermique dans un matériau simplifié. Cette modélisation permet de déterminer une température d'équilibre des parois, donnée d'entrée pour les calculs thermomécaniques de L. Sevin. Ces premiers calculs mettent en lumière la diminution des sauts de contrainte aux interfaces lors de l'augmentation du nombre de couches du MGP.

6.2. PERSPECTIVES

Le premier banc d'essai sur « goutte isolée » utilisé dans cette étude a permis de collecter les premières données essentielles à la compréhension du mode de décomposition des ergols étudiés. Néanmoins, certaines améliorations techniques s'avèrent nécessaires pour exploiter tout le potentiel de ce banc : optique à plus fort grandissement, cadence caméra supérieure, réflexion sur une méthode de synchronisation fine entre allumage et déclanchement de la caméra. De plus, la fermeture du diaphragme situé proche du foyer focal du microscope longue distance utilisé permettrait d'augmenter la profondeur de champ du système optique, et donc de limiter le flou de profondeur des gouttes observées, qui limite la détection de certaines gouttes en mouvement dans la profondeur, et la précision de la mesure de leurs rayon. En revanche, l'utilisation d'une cadence élevée limite le temps d'exposition de la caméra. L'utilisation d'une source lumineuse plus puissante ou d'un laser pulsé permettrait d'apporter la lumière nécessaire pour augmenter la profondeur de champ.

Avant passage sur le banc vitesse de flamme en gouttière, il a été montré lors des allumages en creuset que le front de liquide n'était pas parfaitement plan, et impliquait une surestimation de la vitesse de régression dans la configuration en gouttière. L'utilisation d'une gouttière de section inférieure pourrait permettre de diminuer la surface du front de flamme afin de s'approcher des conditions des essais en goutte. Il serait également possible de réaliser des essais de suivi du front de flamme dans un tube vertical placé dans le réacteur GIMLI afin de profiter du rétroéclairage pour estimer la courbure du front de flamme et donc la surface de régression du liquide. Une étude complémentaire est nécessaire afin d'investiguer les problèmes d'allumage du monergol CNES05 dans cette configuration pour notamment estimer si la puissance électrique injectée peut conduire à un meilleur allumage, voire à un abaissement de la pression seuil observée. De plus, une étude de l'influence du système d'allumage sur la vitesse initiale du liquide serait nécessaire afin

d'expliquer la forme de la vitesse en fonction de la pression. L'augmentation du nombre de barrières thermocouples serait en outre appréciable pour affiner la mesure de vitesse par segments, mais elle se solderait par un accroissement de la lourdeur de mise en œuvre du banc.

La modélisation proposée pour la décomposition des liquides ioniques énergétiques permet de modéliser macroscopiquement la chaleur dégagée par la combustion d'un spray dans une configuration moteur. En revanche, cette étude a montré l'importance cruciale de la précision de la mesure de la température de décomposition des liquides, ainsi que la distribution des tailles de goutte à la sortie de l'injecteur. Une étude expérimentale d'un système d'injection est donc nécessaire afin de pouvoir simuler une distribution réelle. Il serait également nécessaire de caractériser les propriétés rhéologiques des ergols (tension de surface et viscosité) pour optimiser l'atomisation. Finalement, un couplage complet serait nécessaire entre les calculs CFD de combustion et les calculs thermomécaniques des MGP afin de modéliser un équilibre du système complet.

7. BIBLIOGRAPHIE

1. **Sidi, Marcel J.** *Spacecraft Dynamics and Control : A practical engineering approach.* s.l. : Technology & Engineering, 1997.

2. **Parkinson, RW et Jones , HM.** *Effects of solar radiation pressure on Earth satellite Orbits.* 1960.

3. **Polle, Bernard.** *Study of new architecture needs for AOCS avionics.* EADS astrium. 2008. ASG6.TCN.734531.ASTR.

4. *Confidence testing of shell 405 and S-405 catalyst in a monopropellant hydrazine thruster.* **McRight, Patrick, et al.** Tucson Arizona : s.n., 2005. AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Joint Propulsion Conferences.

5. *Empirical and computational performance prediction for monopropellant hydrazine thruster employed for satellite.* **Han, Ding In, Han, Cho Young et Shin, Hyun Dong.** 6, 2009, Journal of spacecraft and rockets, Vol. 46.

6. **Règlement (CE) N°1907/2006 du parlement Européen et du conseil.**

7. ***Ueber Stickstoffwasserstoffsäure (Azoimid) N3H.*** **Curtius, Th. 3023 - 3033, s.l. : European Journal of Inorganic Chemistry, 1890, Vol. 23.**

8. **Gutel, Thibaut.** ***Les liquides ioniques, leur utilisation et leur role comme solvants de réaction catalytique.*** **Lyon I : s.n., 2007.**

9. **Handy, Scott T.** ***Applications of ionic liquids in science and technology .*** **Rijeka, Croatia : Intechopen, 2011. ISBN 978-953-307-605-8 .**

10. **Mathieu, Didier et Beaucamp, Sylvain. Matériaux énergétiques, Ref AF6710 V1. s.l. : Technique de l'ingénieur, 2004.**

11. **Zhang, Qinghua et Shreeve, Jean'ne M. Energetic ionic liquids as explosives and propellant fuels : a new journey of ionic liquid chemistry .**

12. ***High Performance Green Propellant for Satellite.*** **Neff, K., et al. 2009, 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.**

13. ***Thermal analysis of ammonium dinitramide (ADN).*** **Tompa, Albert S. 2000, Thermochimica, pp. 177-193.**

14. ***Characterization and ignition of ADN-based liquid monopropellants.*** **Wingborg, Niklas, et al. Tucson, Arizona : s.n., 2005. AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.**

15. **Tissot, Sylvie et Pichard, Annick.** ***Seuils de toxicité aiguë hydrazine (NH2NH2) - INERIS-DRC-02-25590-ETSC- STi -.*** **s.l. : Ministère de l'écologie et du développement durable ministère de la santé, de la famille et des personnes handicapées, 2003.**

16. *European Space Agency activities in electric propulsion.* Gonzalez del Amo, Jose. Washington, D.C. : s.n., 2013. 33rd International Electric Propulsion Conference.

17. *Space weather impacts on satellites and forecasting the Heart's electron radiation belts with spacecast.* Horne, R. B., et al. 2013, Space weather, Vol. 11, pp. 169-186.

18. *Green propulsion advancement : Challenging the maturity of monopropellant hydrazine.* Sackheim, Robert L. et Masse, Robert K. 2, 2014, Journal of Propulsion and Power, Vol. 30, pp. 265-276.

19. *Hydrogen peroxide attitude control system.* Sanscrainte, Willard. 1961, Planetary and space science, Vol. 4, pp. 184-193.

20. *The design, development and test of one newton hydrogen peroxide ponopropellant thruster.* Amri, Redha, Gibbon, D. et Rezoug, T. 2012, Aerospace Science and Technology, Vol. 25, pp. 266-272.

21. *GPIM AF-M315E Propulsion system.* Spores, Ronald A., Masse, Robert et Kimbrell, Scott. 2013, 49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference &Exhibit.

22. Gronland, Tor-Anne, et al. *Reactor for decomposition of ammonium dinitramide-based liquid monopropellants and process for the decomposition. US 7137244 B2* 21 nov 2006.

23. *New technologies for ammonium dinitramide based monopropellant thrusters.* Negri, Michele, et al. s.l. : Elsevier, 2018, Acta Astronautica, Vol. 143, pp. 105-117.

24. *Preliminary tests on thermal ignition of ADN-based liquid monopropellants.* Wihelm, Marius, et al. s.l. : EUCASS, 2017.

25. *Potential of ADN-based ionic liquid propellant for spacecraft propulsion.* Ide, Yuichiro, et al. 2014. 2014 Asia-Pacific international symposium on aerospace Technology. Vol. 99, pp. 332-337.

26. *A software for SRM grain design and internal ballistics evaluation, PIBAL.* Dauch, F. et Ribéreau, D. Indianapolis : AIAA, 2002.

27. *Heterogeneous solid propellants: from microstructure to macroscale properties.* Gallier, Stany. Saint Petersburg : EUCASS, 2011. 10.1051/eucass/201102021.

28. Harrland, Alan et Johnston, Ian Andrew. *Review of solid propellant ignition models relative to the interior ballistic modelling of gun systems.* 2012.

29. *Cryogenic rocket calorimeter chamber experiments and heat transfer simulation.* Preclik, D., et al. Cleveland : AIAA, 1998.

30. *Studie of the combustion of drops in a fuel spray : the burning of single drops of fuel.* Godsave, G. A. E. s.l. : Symp. Int. Combust, 1953, Vol. 4, pp. 818-830.

31. *Combustion performance of bipropellant liquid rocket engine combustor with fuel-impingement cooling.* Jiang, Tsung Leo et Chiang, Wei-Tang. s.l. : Journal of Propulsion and Power, 1995. 10.2514/3.23881.

32. *Numerical simulation of ammonium dinitramide (ADN)-based.* Zhang , Tao, et al. 2014, elsevier.

33. *Ionic liquid thermal stabilities : decomposition mechanisms and analysis tools.* Maton, Cedric, De Vos, Nils et Stevens, Christian V. 2013, Chem Soc Rev.

34. *Kinetics of decomposition of dnergetic ionic liquids.* Chowdjury, Arindrajit et Thynell, Stefan T. 6, 2010, Propellants, explosives, pyrotechnics, Vol. 35, pp. 572-581.

35. *Modélisation de la décomposition thermique des matériaux en cas d'incendie, Réf : SE2066 v1.* Guillaume, Eric. 2015, Techniques de l'ingénieur.

36. *A new method of analyzing thermogravimetric data.* Ozawa, Takeo. 11, 1965, Bulletin of Chemical Society of Japan, Vol. 32, pp. 1881-1886.

37. *Variation of peak temperature with heating rate in differential thermal analysis.* Kissinger, Homer E. 4, 1956, Journal of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 57, pp. 217-221.

38. *Droplet combustion experiments aboard the international space station.* Dietrich, Daniel L., et al. s.l. : Microgravity Sci. Technol., 2014, Vol. 76, pp. 26-65.

39. *Experimental study of initial diameter effects on convection-free droplet combustion in the standard atmosphere for n-heptane, n-octane, and n-decane : international space station and ground-based experiment.* Liu, Yu Cheng, et al. Ithaca : s.n., 2014, American institute of aeronautics and astronautics, Vol. 52.

40. *Effects of gravitational acceleration on high pressure combustion of methanol droplets.* Chauveau, C., et al. s.l. : J. Chim. Phys., 1999, Vol. 96, pp. 1031-1037.

41. *Evaporation and ignition of alternative fuels : paraffinic cut influence on Jet-A1 EXPLIC project.* Rouzaud, O., et al. Chicago : Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2018.

42. *Development of strand burner for solid propellant burning rate studies.* Aziz, A, Mamat, R et Wan Ali, W K. s.l. : 2nd International Conference on Mechanical Engineering Research, 2013, Vol. 50. 10.1088/1757-899X/50/1/012048.

43. *Novel burning rate measurement technique for solid propellants by means of ultrasonics.* Hasegawa, K. et Hori, K. 2, s.l. : Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2009, Vol. 46, pp. 188-195.

44. *Combustion characteristics of an ammonium-dinitramide-based inoic liquid propellant.* Ide, Yuichiro, et al. 30, s.l. : JSASS Aerospace Tech. Japan, 2015, Vol. 14, pp. 89-94.

45. *An experimental study on the droplet vaporization : effects of heat conduction through the support fiber.* Chauveau, C., et al. Como Lake : ILASS 2008, 2008. ILADS08-4-1.

46. *Evaporation and ignition of alternative fuels.* Rouzaud, O., et al. Roma : Proc. IASH, 2017.

47. *Concentration de vapeur et mélange.* Rouzaud, O. RT1/24093, s.l. : ONERA technical report, 2017.

48. *Droplet vaporization model for spray combustion calculations.* Abramzon, B. et Sirigano, W. A. 9, Irvine : int J. Heat Mass Transfer, 1988, Vol. 32, pp. 1605-1618. 0017-9310/89s3.00+0.00.

49. *Preliminary Tests on Thermal Ignition of ADN-based Liquid monopropellants.* Wilhelm, Marius, et al. Milan : EUCASS, 2017.

50. Mikolajczyk, K., et al. *A Comparison of Affine Region Detectors.* s.l. : International Journal of Computer Vision, 2005.

51. Matas, J., et al. *Robust wide baseline stereo drom maximally extremal regions.* s.l. : BMVC, 2002.

52. Rueden, C. T., Shindelin, J. et Hiner , M. C. *ImageJ2: ImageJ for the next generation of scientific image data.* s.l. : BMC Bioinformatics, 2017. p. 18:529. 10.1186/s12859-017-1934-z.

53. Kalman, R. E. *A new approach to linear filtering and prediction problems.* Baltimore : Transactions of the ASME - Journal of Basic Engineering, 1960. pp. 35-45. Vol. 82.

54. Munkres, James. *Algorithms for the assignement and transportation problems.* s.l. : Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, 1957. pp. 32-38. Vol. 5. 1.

55. McBride, Bonnie J. et Sanford, Gordon. *Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications.* Cleveland : National Aeronautics and Space Administration, 1996. 1311.

56. Otsu, Nobuyuki. *a threshold selection method from gray-level histograms .* s.l. : IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, 1979. 10.1109/TSMC.1979.4310076.

57. *CEDRE Software.* Refloch, A., et al. 2011, Journal Aerospace Lab.

58. https://cedre.onera.fr/. [En ligne]

59. Sodja, Jurij. *Turbulence models in CFD.* Ljubljana : s.n., 2007.

60. *Zonal two equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows.* Menter, F. R. Orlando : AIAA, 1993. 93-2906.

61. Briuzela, E. A. et Bilger, R. W. *On the Eddy Break-Up coefficient.*

62. *Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik.* Courant, R., Friedrichs, K. et Lewy, H. s.l. : Mathematische Annalen, 1928, Vol. 100 (1), pp. 32-74.

63. *GMRES : a Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Nonsymmetric Linear Systems.* Saad, Y. et Schultz, Martin H. 3, s.l. : Society for Industrial and Applied Mathematics, 1983, Vol. 7. 10.1137/0907058.

64. *Vapour pressure of ionic liquids .* Bier, Markus et Dietrich, S. 2, 2010, Molecular Physics : An international journal at the interface between chemistry and physics , Vol. 108, pp. 211-214.

65. *Gaussian 09, Revision B.01.* M. J. Frisch, G. W. Trucks, H. B. Schlegel, G. E. Scuseria, M. A. s.l. : Gaussian, Inc., Wallingford CT, 2010.

66. *Ochterski, JW, et al. 2598, s.l. : J. Chem. Phys., 1996, Vol. 104.*

67. Surface tension, interfacial tension and contact angles of ionic liquids. Sedev, Rossen. 4, s.l. : Current opinion in colloid and interface science, 2011, Vol. 16, pp. 310-316.

68. Experimental study of a heavy fuel oil atomization by pressure-swirl injector in the application of entrained flow gasifier. Mikaniki, Pouria, Ali Najafi, Seyed Mohammad et Ghassemi, Hojat. 4, s.l. : Chinese Journal of Chemical Engineering, 2019, Vol. 27.

69. Spray characteristics of high-pressure Swirl injector fueled with methanol and ethanol. Wang, Xibin, et al. Xi'an : Energy and Fuels, 2005, Vol. 19, pp. 2394-2401.

70. Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz. von Karman, Th. 611, washington : Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Fachgruppe 1 (Mathematik), 1931, Vol. 5, pp. 58-76.

71. Development of a functionally graded material for new combustion chambers at ultra-high temperature under oxidising atmosphere. Sevin, Louise, et al. Seville : EUCASS, 2019.

72. Production of ionic liquids by electrodialysis. Haerens, Kurt, et al. 2012, Separation and Purification Technology, pp. 90-95.

73. Chase, Malcolm W. NIST-JANAF Thermochemical Tables. 1986.

74. Brodkey, Robert S. et Hershey, HArry C. Transport phenomena : A unified approach. 1988.

75. Radiative transfer modeling developed at ONERA for numerical simulation of reactive flows. Lamet, J. M. et Tessé, L. 2011, AerospaceLab Journal, Vol. 2.

76. Souquet, Amédée et Radet, François-Gérard. Algorithmes génétiques. 2004.

77. The viscosity of pure liquids. Barrer, R. M. 1942, Transactions of the Faraday Society, Vol. 39, pp. 59-67. 10.1039/TF9433900059.

78. Roux de Balmann, Hélène et Casademont, Ernest. Electrodialyse : Réf : J2840 v1. 2006.

79. Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames. Spalding, D. B. 1, 1971, Symposium (international) on combustion, Vol. 13, pp. 646-657.

80. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. Peters, N. Twenty-first Symposium on combustion / The combustion institute.

81. Manuel théorique de la chaîne CEDRE . 2013.

82. Thermal decomposition of energetic materials. 39. Fast thermolysis patterns of poly(methyl), poly(ethyl), and primary alkylammonium moninitrate salts. Russel, T. P. et Brill, T. B. 1990, Propellants, Explosives, Pyrotechnics, Vol. 15, pp. 66-72.

83. Multiobjective optimisation of ceramic-metal functionally graded plates uting a higher order model. Franco Correia, Victor M., et al. 171, 2017, composite structure.

84. A numerical study of interfacial convective heat transfer coefficient in two-energy equation model of porous meida. Kuwahara, Fujio, Shirota, Mitsuhiro et Nakayama, Akira. 6, s.l. : International journal of heat and mass transfer, 2001, Vol. 44, pp. 1153-1159.

85. Sub-millimeter sized methyl butanoate droplet combustion : Microgravity experiments and detailed numerical modeling. Farouk, T. I., et al. s.l. : Proceedings of the combustion institute, 2013, Vol. 34, pp. 1609-1616.

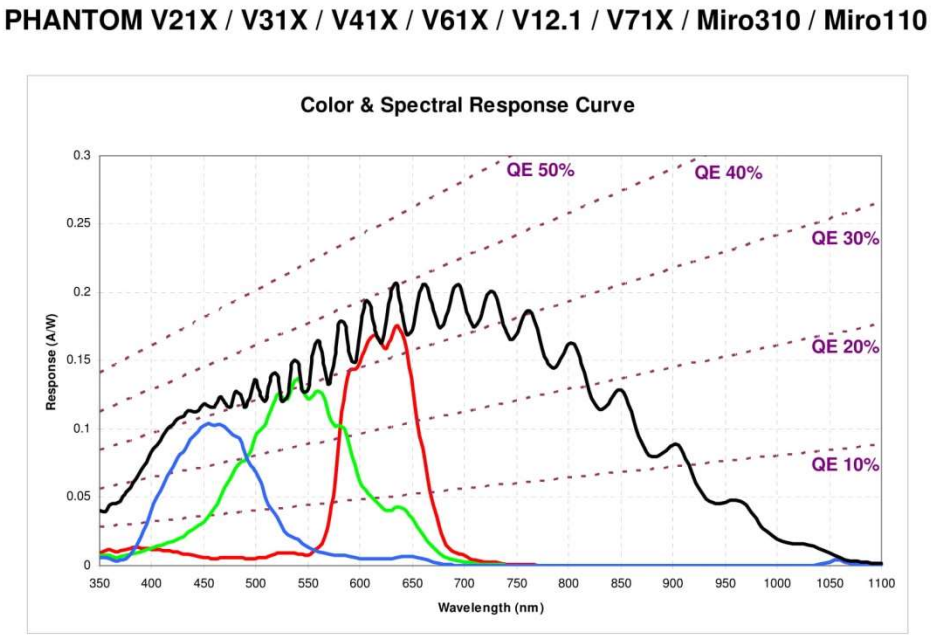
86. Lempereur, C., et al. Experimental and numerical characterization of the evaporation of a monodisperse droplet stream. Toulouse : s.n., 2011.

87. Aluminium oxide particle size for solid rocket motor performance prediction. Hermsen, R. W. s.l. : Journal of Spacecraft and Rockets , 1981.

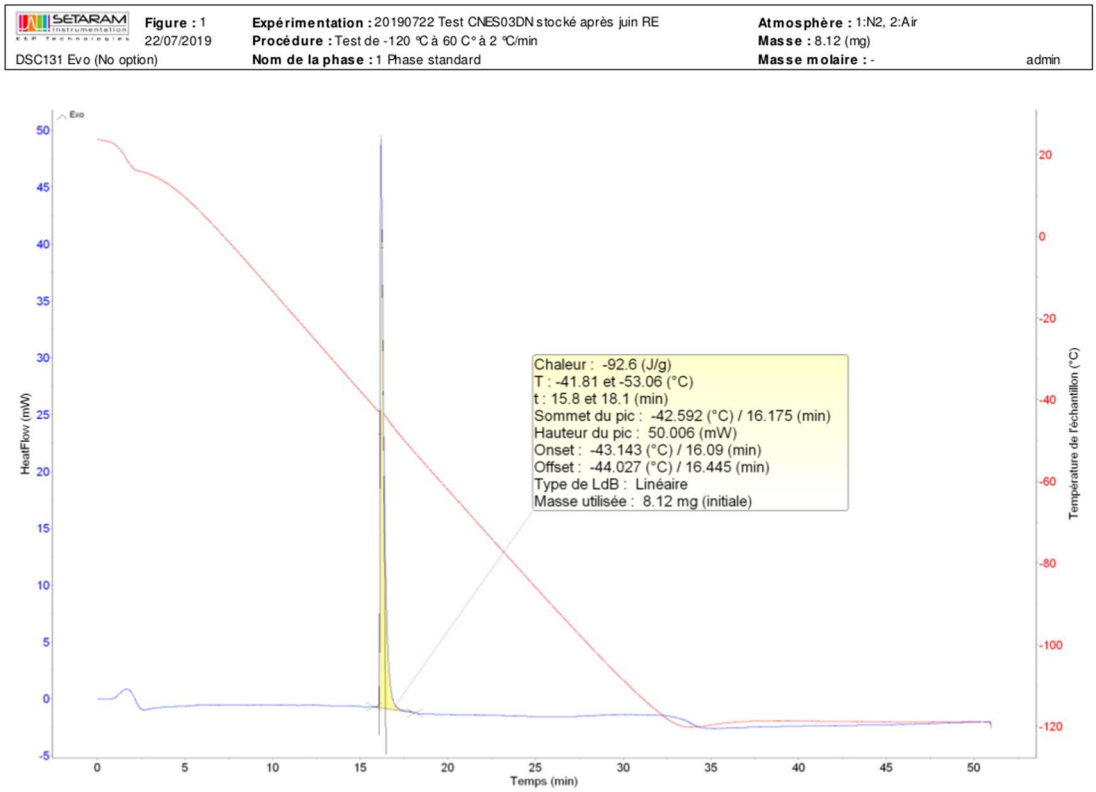
88. Numerically-assisted particle size distribution measurement in reduce-scale solid rocket motors. Hijlkema, Jouke et Prévot, Pierre. s.l. : AIAA, 2016. 10.2514/1.B35482.

89. Computer program for calculating and fitting thermodynamic functions . McBridge, Bonnie J. et Gordon, Sanfort. 1271, s.l. : NASA reference ppublication, Nov 1992.

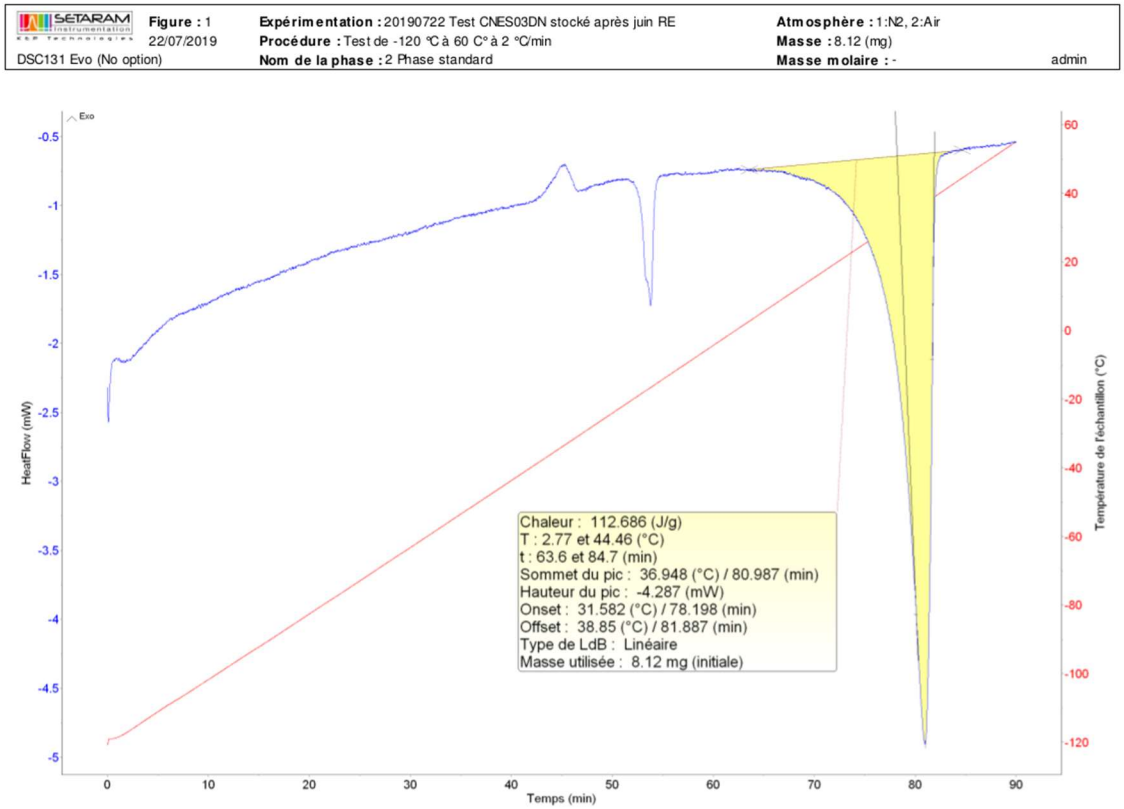
8. ANNEXES



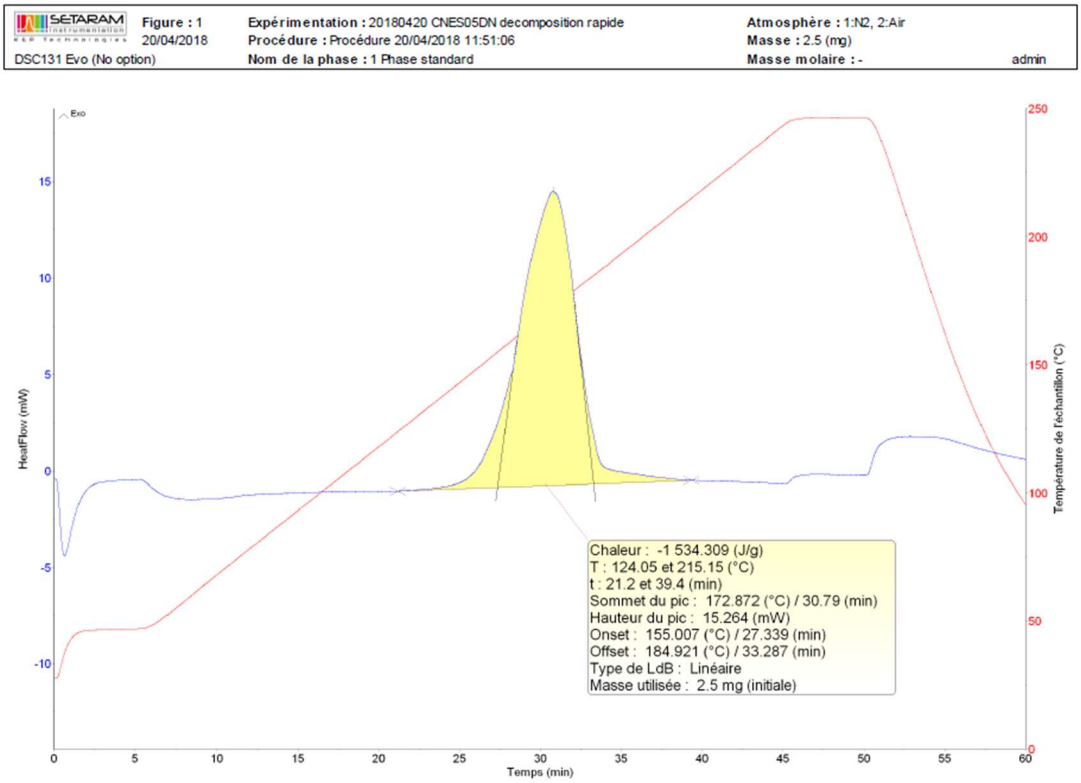
Annexe 1 : Réponse du capteur de la caméra Phantom V711



Annexe 2 : Refroidissement du prototype CNES03 par DSC



Annexe 3 : Chauffage du prototype CNES03 par DSC



Annexe 4 : Décomposition rapide du prototype CNES05 par DSC