



**HAL**  
open science

# Développement et validation expérimentale d'une modélisation numérique pour la simulation d'un moteur-fusée hybride

Jean-Etienne Durand

► **To cite this version:**

Jean-Etienne Durand. Développement et validation expérimentale d'une modélisation numérique pour la simulation d'un moteur-fusée hybride. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2019. Français. NNT: . tel-02919827

**HAL Id: tel-02919827**

**<https://hal.science/tel-02919827>**

Submitted on 24 Aug 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 (ISAE)*

---

---

Présentée et soutenue le 17/12/2019 par :

**JEAN-ÉTIENNE DURAND**

**Développement et validation expérimentale d'une modélisation  
numérique pour la simulation d'un moteur-fusée hybride**

---

---

## JURY

G. CASALIS	Professeur - ISAE-SUPAERO	Président
P. HENDRICK	Professeur - Université Libre de Bruxelles	Rapporteur
R. VICQUELIN	Maître de Conférences - CentraleSupélec	Rapporteur
D. BIANCHI	Professeur associé - Université de Rome «La Sapienza»	Examineur
T. SCHULLER	Professeur - Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse	Examineur
J. ANTHOINE	Ingénieur de recherche - ONERA	Directeur de thèse

---

**École doctorale et spécialité :**

*MEGEP : Énergétique et transferts*

**Unité de Recherche :**

*Équipe d'accueil ISAE-ONERA ED<sub>y</sub>F*

**Directeur de Thèse :**

*Jérôme ANTHOINE*

**Encadrant :**

*Jean-Yves LESTRADE*



## Développement et validation expérimentale d'une modélisation numérique pour la simulation d'un moteur-fusée hybride

**Résumé :** Grâce à ses avantages (sûreté, performances propulsives, manœuvrabilité, bon marché et faible impact environnemental), la propulsion hybride, combinant un oxydant liquide et un combustible solide, offre une alternative pertinente aux systèmes de propulsion solide et liquide pour des missions de mise à poste de satellites. Les performances du moteur hybride sont pilotées par le processus de combustion dans lequel le comportement de la régression du combustible joue un rôle déterminant. Bien qu'essentielle, la recherche expérimentale est coûteuse et ne peut pas produire une description détaillée de ce processus. La simulation numérique peut en revanche fournir des données complémentaires sur l'écoulement et les transferts, non accessibles expérimentalement compte tenu des ambiances sévères. En particulier, le comportement de la régression du combustible est décrit par le modèle d'Interaction Gaz-Surface (IGS) basé sur les bilans des échanges de masse et d'énergie à la surface du combustible. Cette approche prend en compte le couplage physique entre la vitesse de régression et les processus aérothermochimiques de l'écoulement. L'objectif de la thèse est de développer et valider expérimentalement une modélisation numérique prenant en compte le modèle IGS afin d'obtenir une représentation réaliste de la balistique intérieure d'un moteur hybride. Selon l'analyse de sensibilité menée sur la modélisation mise en place, la correction, proposée par Wilcox, du modèle de turbulence Favre-RANS  $k-\omega$  SST pour le soufflage pariétal est essentielle afin de représenter convenablement la vitesse de régression du combustible. Une technique de restitution de la distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression expérimentale a également été développée pour définir une méthode de validation recouvrant complètement le comportement de la régression du combustible. Le processus de validation a montré la capacité de la modélisation à fournir des valeurs réalistes de la vitesse de régression du combustible bien que des limites aient été constatées lors de l'étude de son comportement.

**Mots-clés :** Propulsion spatiale, Moteurs-fusées hybrides, Simulations numériques, Reconstruction balistique

---

## Development and experimental validation of a numerical modeling for hybrid rocket engine CFD simulation

**Abstract :** Because of its advantages (safety, reliability, performances, throttleability, low-cost, low impact on the environment), hybrid rocket engines (HRE) can offer a relevant alternative to solid and liquid propulsion systems in some space applications as apogee missions for geostationary satellites or suborbital transportation for tourism purposes. The performances of hybrid rocket are controlled by the combustion process, wherein the behavior of the fuel mass flow rate produced by the pyrolysis of the solid fuel plays a key role. The experimental research though essential is expensive and provides hardly any evidence on the aforementioned process. Nevertheless, the numerical simulations can produce affordable and useful complementary data on the flow fields and the energy transfers, not available experimentally because of the extreme environment. However, a useful computed flow field must be able to represent the actual intern ballistics of hybrid rocket engines. Particularly, the fuel regression behavior has to be modeled with the physical coupling between the fuel regression rate and the thermochemical phenomena in the turbulent boundary layer. The Gas-Surface Interaction model (GSI) enables the simulation to represent the fuel regression rate and the related physical coupling phenomena by considering the conservation of mass and energy exchanges through the fuel surface. The thesis aims at developing and assessing experimentally a numerical model for hybrid rocket simulations to get useful data complementary to experiments. According to a sensitivity analysis carried out on the implemented model, the turbulence modeling, taking into account the Wilcox's wall blowing correction, turns out to be essential to provide realistic values for the fuel regression velocity. By contrast, no combustion model can be noticed to improve the modeling due to the highly complex turbulence-chemistry interactions with the fuel regression phenomenon. A new ballistic reconstruction technique is developed to regenerate the space and time dependent fuel regression rate field in the port. The validation process shows the ability of the modeling in providing convincing fuel regression velocity values even though limitations have been stated when assessing the fuel regression behavior.

**Keywords :** Hybrid rocket engine, Space propulsion, Fuel Regression Rate, CFD, Numerical modeling, Ballistic reconstruction methodology





# Remerciements

Concluant ces trois ans de thèse, je me dois d'exprimer ma plus profonde gratitude à toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenu dans mon cheminement pour devenir docteur. Une thèse n'est pas simplement trois ans à remplir pour obtenir un diplôme, mais une aventure humaine dans laquelle nos orgueilleux préjugés académiques sont éprouvés par la confrontation à la réalité technique et expérimentale. Cette saine humiliation nous conduit alors à emprunter de nouveaux chemins ajoutant une petite, mais solide pierre à l'édifice de la connaissance technique.

En premier lieu, je remercie mon directeur de thèse, Jérôme Anthoine qui, malgré ses obligations de chef d'unité du Laboratoire de propulsion fusée (LPF), a toujours su se rendre disponible pour m'écouter, m'aider et m'orienter. Grâce à son expérience et sa patience, j'ai pu avancer efficacement tout en préservant mon libre arbitre. Maintenant directeur du département multi-physique pour l'énergétique (DMPE), je lui souhaite le meilleur dans sa nouvelle fonction et dans cette nouvelle étape professionnelle dédiée à la prospérité de l'ONERA.

Je remercie Jean-Yves Lestrade, mon encadrant ONERA, pour ses conseils avisés, nourris par sa solide expérience des essais moteurs et son expertise pyrotechnique. Surtout, je le remercie pour m'avoir donné la possibilité de participer à des essais de moteurs hybrides et accordé l'accès au banc d'essai et à la base de données associée, ce qui fut déterminant pour ma thèse.

Je ne serai jamais assez reconnaissant à Jean-Michel Lamet et Lionel Tissé pour l'aide cruciale apportée grâce à leur grande expérience en calcul numérique. Leur passion pour les phénomènes du rayonnement, leur enthousiasme et leur pédagogie m'ont permis d'approfondir mes connaissances en modélisation multi-physique. Ils m'ont initié au développement de CEDRE. Je les remercie pour avoir collaboré à l'encadrement de notre stagiaire. Je n'oublie pas non plus le Support CEDRE, constitué de numériciens et d'informaticiens chevronnés qui m'ont prodigué de précieux et efficaces conseils, facilitant notablement mon travail numérique.

Mes remerciements s'adressent également aux membres de mon jury de thèse, particulièrement à mes rapporteurs Ronan Vicquelin et Patrick Hendrick. Je les remercie beaucoup pour leur grande implication et pour avoir lu attentivement et évalué méticuleusement mon manuscrit de thèse. Je dédie spécialement un grand merci à Daniele Bianchi, expert internationalement reconnu de la modélisation numérique pour l'ablation des matériaux appliqués aux systèmes aérospatiaux, qui m'a fait l'honneur d'être un examinateur de mon jury. Ses avis d'expert m'ont été spécialement instructifs. Je remercie également l'examineur Thierry Schuller pour sa participation et ses commentaires judicieux. Je remercie Grégoire Casalis qui a généreusement accepté la présidence du jury. Je lui suis reconnaissant pour ses précieuses remarques sur ma thèse lors de ma soutenance.

Je remercie tout particulièrement le regretté Pierre Prévot pour sa gentillesse, sa sagesse et sa grande expérience acquise pendant toute sa carrière. Je n'oublierai jamais les discussions et les bons moments passés avec lui aux tables de la Grainerie. Je remercie Juke Hijlkema pour sa franchise et son originalité. Il m'a aidé à me remettre en question et à avancer dans ma thèse. Il restera pour moi le modèle du chercheur, explorant en dehors des sentiers battus, avec sang froid et pragmatisme. Je remercie Laure Globa pour sa bonne volonté et ses conseils. Je lui souhaite une bonne continuation pour son nouvel emploi. Je ne pourrai jamais oublier Duc Minh Le, le chimiste du LPF, toujours généreux et volontaire, partageant son optimisme et sa disponibilité. Je garderai le souvenir d'un camarade à l'esprit amical, sachant écouter et partageant son expérience de chercheur. Je n'omettrai surtout pas Quentin Levard. Je lui transmets un grand merci pour sa compagnie, sa magnanimité, son enthousiasme et ses discussions. J'exprime un respectueux remerciement à Pierre Beauchêne, rencontré lors de ma mission à Palaiseau, pour son enthousiasme, son esprit pédagogique et sa passion de la science. Je remer-

cie Dmitry Davidenko et Mickaël Sicard pour leur aide fondamentale à ma thèse et leur compétence confirmée dans leur domaine respectif.

Je tiens à remercier les membres du DMPE avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer, particulièrement ceux de l'unité LPF. Dans ce laboratoire exhalant une ambiance familiale, ce fut un plaisir de travailler avec Patrick, Christophe, Cédric, Nathan, Jean-Charles, Juliette, Nicolas et Laurent qui m'ont offert leur disponibilité, leur bonne humeur et leurs expériences humaines et techniques. Je remercie tous les doctorants et stagiaires que j'ai pu fréquenter au cours de cette thèse. Je souhaite bon courage à Elena et Lorenzo pour ce défi si spécial qu'est le doctorat.

Je conclus en dédiant ma plus profonde gratitude à mes parents, mon frère, ma grand-mère, mes tantes, mes oncles, mes cousins et mes amis, Aurélien, Pierre-Alexandre, Lucie, Étienne, Jean-Philippe, Marie et Thomas pour leur indéfectible soutien moral et spirituel, leurs conseils et leur disponibilité.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iv</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xvii</b>
<b>Liste des symboles</b>	<b>xx</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 La propulsion hybride . . . . .	4
1.2 Recherche expérimentale limitée . . . . .	6
1.3 Simulations numériques . . . . .	8
1.4 Projet de recherche HYSAC . . . . .	9
1.5 Objectifs de la thèse . . . . .	10
1.6 Démarche de la thèse . . . . .	10
<b>2 État de l'art</b>	<b>12</b>
2.1 Modélisation de l'écoulement . . . . .	12
2.1.1 Équations de la dynamique de l'écoulement . . . . .	12
2.1.2 Formulation multiphasique . . . . .	13
2.2 Modèles de combustion . . . . .	13
2.2.1 Modèles de cinétique chimique . . . . .	13
2.2.2 Modèles de dissipation turbulente . . . . .	14
2.2.3 Modèles de combustion stochastique . . . . .	15
2.2.4 Modèles de réacteur . . . . .	15
2.2.5 Approche «flammelettes» . . . . .	17
2.2.6 Conclusion . . . . .	17
2.3 Modèles d'Interaction Gaz-Surface (IGS) et de la pyrolyse . . . . .	18
2.3.1 Conclusion . . . . .	20
2.4 Modèles de rayonnement . . . . .	20
2.4.1 Conclusion . . . . .	22
2.5 Modèles de la turbulence . . . . .	22
2.5.1 Modèles $k-\epsilon$ . . . . .	22
2.5.2 Modèles $k-\omega$ et $k-\omega$ SST . . . . .	25
2.5.3 Modèle Spalart-Allmaras . . . . .	27
2.5.4 Modèles LES . . . . .	28
2.5.5 Problématiques de la modélisation de la turbulence avec soufflage pariétal dans les moteurs hybrides . . . . .	29
2.5.6 Conclusion . . . . .	32
2.6 Confrontation avec les résultats d'essais des modélisations numériques de la balistique intérieure du moteur hybride . . . . .	33
2.6.1 Conclusion . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Exploitation de la base de données HYCAT</b>	<b>36</b>
3.1	Présentation du moteur hybride HYCAT	36
3.1.1	Architecture du banc d'essai	36
3.1.2	Instrumentation	39
3.2	Présentation de la base de données	41
3.2.1	Conditions opératoires	41
3.2.2	Résultats des essais	42
3.3	Analyse des résultats expérimentaux	45
3.3.1	Détermination de la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle	46
3.3.2	Détermination de la vitesse de régression locale en moyenne temporelle	49
3.3.3	Détermination de la vitesse de régression instantanée en moyenne spatiale	49
3.3.4	Détermination de la vitesse de régression locale et instantanée	56
3.4	Conclusion	60
<b>4</b>	<b>Modélisation numérique du moteur hybride</b>	<b>63</b>
4.1	Hypothèses et modèles numériques	63
4.2	Modèle d'Interaction Gaz-Surface (IGS) mis en place dans CEDRE	66
4.2.1	Généralités	67
4.2.2	Modèle de pyrolyse	70
4.2.3	Résolution numérique du modèle IGS	71
4.3	Méthodes numériques	73
4.4	Conclusion	73
<b>5</b>	<b>Étude de sensibilité de la modélisation numérique</b>	<b>75</b>
5.1	Cas de référence	75
5.2	Confection et convergence du maillage	77
5.3	Présentation des paramètres	78
5.4	Analyse du processus de combustion dans le canal	80
5.5	Analyse de la sensibilité par rapport aux modélisations des phénomènes aérothermochimiques	81
5.5.1	Impact du sous-modèle de turbulence choisi pour $k-\omega$	81
5.5.2	Influence des modèles de combustion turbulente	87
5.6	Analyse de sensibilité par rapport aux paramètres aérodynamiques	92
5.6.1	Influence du flux de masse d'oxydant	92
5.6.2	Impact de la température de l'oxydant à l'entrée du domaine	96
5.6.3	Sensibilité à l'intensité turbulente de l'entrée de l'oxydant	100
5.7	Analyse de sensibilité par rapport aux paramètres thermochemiques	103
5.7.1	Variations de la vitesse de régression par les coefficients de la loi d'Arrhenius	104
5.7.2	Sensibilité à l'enthalpie de formation du PEHD	107
5.8	Conclusion	109
<b>6</b>	<b>Validation expérimentale de la modélisation numérique</b>	<b>113</b>
6.1	Configuration du moteur hybride HYCAT	113
6.1.1	Modélisation numérique de référence	114
6.1.2	Confection du maillage	115
6.1.3	Convergence en maillage	116
6.2	Validation en moyenne spatiale et temporelle de la modélisation numérique	116
6.3	Validation spatiale en moyenne temporelle de la modélisation numérique	121
6.4	Validation temporelle de la modélisation numérique	126
6.4.1	Vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale le long du combustible	127
6.4.2	Distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible	129
6.5	Conclusion	135

<b>7 Conclusions et perspectives</b>	<b>138</b>
7.1 Conclusions . . . . .	138
7.1.1 Choix de la base de données expérimentales . . . . .	138
7.1.2 Développement de la modélisation numérique . . . . .	139
7.1.3 Validation expérimentale de la modélisation numérique . . . . .	140
7.2 Perspectives . . . . .	141
<b>A Évolution temporelle du flux thermique conductif pariétal vers l'intérieur du combustible au cours d'un essai</b>	<b>150</b>
<b>B Calcul du flux thermique conductif pariétal vers l'intérieur du combustible en régime quasi-stationnaire</b>	<b>154</b>
<b>C Réduction de l'équation de quantité de mouvement pour une couche limite turbulente avec soufflage pariétal</b>	<b>157</b>
<b>D Conditions de saut fondamentales à travers la surface d'un combustible en dégradation</b>	<b>160</b>
<b>E Mesure de la diffusivité thermique du polyéthylène haute densité (PEHD)</b>	<b>165</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>168</b>





# Table des figures

1.1	Récupération des boosters latéraux du Falcon Heavy[5]	1
1.2	Fusée New Shepard de Blue Origin[39]	1
1.3	Projets Prometheus et Callisto[65]	3
1.4	Véhicule suborbital du programme «Space Rider»[82]	3
1.5	La navette Dream Chaser de la Sierra Nevada Corporation (SNC)[20]	3
1.6	SpaceShipTwo à l'orée de l'espace[122]	3
1.7	Moteur hybride classique[100]	4
1.8	Processus de combustion dans un moteur hybride[128]	5
1.9	Impulsion spécifique de densité en fonction de $O/F$ [33]	6
1.10	Impulsion spécifique dans le vide en fonction de $O/F$ [33]	6
1.11	Variations de la vitesse de régression en fonction du flux de masse d'oxydant [33]	7
1.12	Conditions extrêmes au sein de la chambre d'un moteur hybride, montrées par la flamme de diffusion sortant de la tuyère[120]	8
1.13	Banc d'essai avec une instrumentation optique[121]	8
1.14	Exemple d'un champ de température dans un moteur hybride obtenu par CFD[86]	9
2.1	Moteur hybride à régression axiale[60]	29
2.2	Bloc de combustible après essai du VEBH[125]	29
2.3	Comparaison des profils de température dans la couche limite thermique entre les données expérimentales de Moffat <i>et al.</i> et les résultats de calculs par le code du DLR TAU, associés aux cas avec et sans l'extension du modèle $k-\omega$ pour les parois refroidies par effusion[69]	30
2.4	Comparaison des variations du flux thermique entre les données expérimentales et les résultats de calculs par le code du DLR TAU, associées aux cas avec et sans l'extension du modèle $k-\omega$ pour les parois refroidies par effusion[69]	30
2.5	Variations du flux thermique pariétal via le nombre de Stanton, avec modèle non-modifié, pour les parois refroidies par effusion, obtenues par le code DLR TAU et comparées aux données expérimentales de Moffat <i>et al.</i> [70]	32
2.6	Variations du flux thermique pariétal via le nombre de Stanton, avec modèle prenant en compte l'effusion, pour les parois refroidies par effusion, obtenues par le code DLR TAU et comparées aux données expérimentales de Moffat <i>et al.</i> [70]	32
2.7	Distribution de la vitesse de régression du combustible le long du canal [42]	33
2.8	Distribution de la vitesse de régression du combustible le long du canal [78]	33
2.9	Pression et débit d'oxydant instantanés au cours d'un essai[17]	34
2.10	Vitesse de régression instantanée et évolution du diamètre en moyenne spatiale au cours du temps par la méthode de reconstruction balistique[17]	34
3.1	Moteur hybride HYCAT	37
3.2	Injecteur catalytique	37
3.3	Lit catalytique à base de $Al_2O_3$	37
3.4	Panneau de pressurisation pour les essais HYCAT	38
3.5	Virole de la chambre de combustion du moteur HYCAT	38
3.6	Combustible PEHD de 240 mm de long et possédant un diamètre de canal central de 25 mm	38
3.7	Post-chambre de combustion du moteur HYCAT	39
3.8	Tuyère en carbone du moteur HYCAT	39
3.9	Diagramme synoptique de la chaîne de mesure du moteur hybride HYCAT	40

3.10	Placement des capteurs de pression et d'ondes ultrasoniques sur le moteur HYCAT . . . . .	40
3.11	Configuration à injection axiale : trou central . . . . .	43
3.12	Essai HYCAT 12 . . . . .	43
3.13	Essai HYCAT 23 . . . . .	43
3.14	Essai HYCAT 26 . . . . .	43
3.15	Méthode de détermination de la durée de la phase hybride pour les essais HYCAT . . . . .	44
3.16	Méthode de détermination de la durée d'essai présentée par Carmicino <i>et al.</i> [27]. . . . .	44
3.17	Méthode de détermination de l'incertitude de l'instant initial de la phase hybride pour les essais HYCAT . . . . .	44
3.18	Méthode de détermination de l'incertitude de l'instant final de la phase hybride pour les essais HYCAT . . . . .	44
3.19	Tranches du combustible PEHD . . . . .	47
3.20	Micromètre d'intérieur pour la mesure des diamètres finaux . . . . .	47
3.21	Variations du diamètre final le long du combustible pour l'essai HYCAT 12 . . . . .	47
3.22	Renflement à l'entrée du canal du combustible à cause du PEHD fondu . . . . .	47
3.23	Variations du diamètre final le long du combustible pour l'essai HYCAT 23 . . . . .	48
3.24	Variations du diamètre final le long du combustible pour l'essai HYCAT 26 . . . . .	48
3.25	Découpe longitudinale du bloc de combustible de l'essai HYCAT 25 . . . . .	48
3.26	Profil de vitesse de régression le long du canal du combustible pour l'essai HYCAT 12 . . . . .	49
3.27	Profil de vitesse de régression le long du canal du combustible pour l'essai HYCAT 23 . . . . .	49
3.28	Profil de vitesse de régression le long du canal du combustible pour l'essai HYCAT 26 . . . . .	50
3.29	Vitesse caractéristique spécifique en fonction du rapport de mélange pour 8 et 38 bar à $T_{ox} = 876$ K . . . . .	51
3.30	Vitesse caractéristique spécifique en fonction du rapport de mélange pour 700, 800 et 900 K à $P = 36$ bar. . . . .	51
3.31	Variations de la fonction $g$ selon le rapport de mélange pour 8 et 38 bar à $T_{ox} = 876$ K . . . . .	52
3.32	Variations de la fonction $g$ selon le rapport de mélange pour une température d'oxydant de 700, 800 et 900 K à $P = 36$ bar . . . . .	52
3.33	Courbes de $g$ et de la vitesse caractéristique théorique en fonction du rapport de mélange d'après Nagata <i>et al.</i> [114] pour le couple d'ergols LOX/PMMA. . . . .	52
3.34	Agrandissement de la courbe de $g$ en fonction du rapport de mélange du graphique 3.33[114] . . . . .	52
3.35	Diagramme de l'algorithme de la méthode de reconstruction balistique . . . . .	54
3.36	Évolution du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible au cours de l'essai HYCAT 12. . . . .	54
3.37	Évolutions du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible au cours de l'essai HYCAT 23. . . . .	55
3.38	Évolutions du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible au cours de l'essai HYCAT 26. . . . .	55
3.39	Élément de débit de carburant à travers la surface élémentaire de combustible . . . . .	57
3.40	Positions des points de mesure pour l'application de la méthode . . . . .	57
3.41	Profils de diamètre du canal pour les instants 5.5 s, 7.5 s et 9.5 s . . . . .	60
3.42	Profils de vitesse de régression du combustible le long du canal pour les instants 5.5 s, 7.5 s et 9.5 s . . . . .	60
4.1	Conservation de la masse à travers la surface du combustible . . . . .	67
4.2	Bilan des échanges de masse des espèces à travers la surface du combustible . . . . .	67
4.3	Bilan des échanges d'énergie à la surface du combustible . . . . .	68
4.4	Évaluation de l'écart du flux thermique pariétal dans le combustible au cours des essais HYCAT étudiés, par rapport à la solution quasi-stationnaire. . . . .	69
4.5	Écarts en vitesse de régression du combustible induits par les variations temporelles du flux thermique pariétal dans le combustible . . . . .	69
5.1	Conditions limites du cas test . . . . .	75
5.2	Maillage du cas test . . . . .	78
5.3	Erreur de discrétisation des maillages associés au cas test . . . . .	78
5.4	Champs sans dimension des composantes de vitesse et de la fraction de mélange à $z = 200$ mm . . . . .	80
5.5	Profil du nombre de Damköhler à $z = 200$ mm . . . . .	80
5.6	Température à la surface du combustible le long du canal . . . . .	82

5.7	Vitesse de régression du combustible le long du canal . . . . .	82
5.8	Comparaison des profils de température entre les modélisations de la turbulence à $z = 40$ mm . . .	83
5.9	Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyenne entre les modélisations de la turbulence à $z = 40$ mm . . . . .	83
5.10	Comparaison des profils de température entre les modélisations de la turbulence à $z = 200$ mm . . .	83
5.11	Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyenne entre les modélisations de la turbulence à $z = 200$ mm . . . . .	83
5.12	Comparaison des profils de vitesse normale moyenne entre les modélisations de la turbulence à $z = 40$ mm . . . . .	84
5.13	Comparaison des profils de vitesse normale moyenne entre les modélisations de la turbulence à $z = 200$ mm . . . . .	84
5.14	Profils de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la modélisation de la turbulence . . . . .	85
5.15	Profils du taux de dissipation spécifique en fonction de la modélisation de la turbulence . . . . .	85
5.16	Profils du taux de dissipation spécifique à la paroi en fonction des modélisations de la turbulence le long du canal . . . . .	86
5.17	Profils de l'énergie cinétique turbulente en fonction des modélisations de la turbulence . . . . .	86
5.18	Profils de fraction massique d'éthylène à $z = 200$ mm . . . . .	87
5.19	Profils de fraction massique de dioxygène à $z = 200$ mm . . . . .	87
5.20	Profils de fraction massique de monoxyde de carbone à $z = 200$ mm . . . . .	87
5.21	Profils de fraction massique de dioxyde de carbone à $z = 200$ mm . . . . .	87
5.22	Variations de la température à la paroi le long du canal . . . . .	90
5.23	Variations de la vitesse de régression le long du canal . . . . .	90
5.24	Variations de la fraction massique d'éthylène le long du canal . . . . .	90
5.25	Variations de la fraction massique de dioxygène le long du canal . . . . .	90
5.26	Profils de vitesse longitudinale à $z = 200$ mm . . . . .	91
5.27	Profils de l'énergie cinétique turbulente à $z = 200$ mm . . . . .	91
5.28	Profils de température à $z = 200$ mm . . . . .	92
5.29	Profils de fraction massique d'éthylène à $z = 200$ mm . . . . .	92
5.30	Variations de la vitesse de régression moyenne du combustible en fonction du flux de masse d'oxydant . . . . .	93
5.31	Régression linéaire de la vitesse de régression en fonction du flux de masse d'oxydant à l'échelle logarithmique . . . . .	93
5.32	Variations de la température à la surface du combustible le long du canal . . . . .	93
5.33	Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible . . . . .	93
5.34	Comparaison des profils de vitesse moyenne longitudinale en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 40$ mm . . . . .	94
5.35	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 40$ mm . . . . .	94
5.36	Comparaison des profils de vitesse moyenne longitudinale en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	94
5.37	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	94
5.38	Comparaison des profils du taux de dissipation spécifique en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	95
5.39	Variations du taux de dissipation spécifique le long du canal du combustible . . . . .	95
5.40	Comparaison des profils de température en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 40$ mm . . .	95
5.41	Comparaison des profils de température en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . .	95
5.42	Comparaison des profils de fraction massique d'éthylène en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	96
5.43	Comparaison des profils de fraction massique de dioxygène en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	96
5.44	Comparaison des profils de fraction massique de dioxyde de carbone en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	96
5.45	Comparaison des profils de monoxyde de carbone en fonction du flux de masse d'oxydant à $z = 200$ mm . . . . .	96
5.46	Variations de la température à la paroi le long du canal . . . . .	97
5.47	Variations de la vitesse de régression le long du canal . . . . .	97

5.48	Profils de vitesse longitudinale à $z = 40$ mm . . . . .	98
5.49	Profils de vitesse longitudinale à $z = 200$ mm . . . . .	98
5.50	Profils d'énergie cinétique turbulente à $z = 200$ mm . . . . .	98
5.51	Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal . . . . .	98
5.52	Profils de température à $z = 200$ mm . . . . .	99
5.53	Profils de taux de dissipation spécifique à $z = 200$ mm . . . . .	99
5.54	Profils de fraction massique d'éthylène à $z = 200$ mm . . . . .	99
5.55	Profils de fraction massique de dioxyde de carbone à $z = 200$ mm . . . . .	99
5.56	Variations de la température à la surface du combustible le long du canal . . . . .	100
5.57	Variations de la vitesse de régression du combustible le long du canal du combustible . . . . .	100
5.58	Profils de température en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 40$ mm . . . . .	101
5.59	Profils d'énergie cinétique turbulente en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 40$ mm . . . . .	101
5.60	Profils de température en fonction de l'intensité turbulentes de l'entrée du canal à $z = 200$ mm . . . . .	101
5.61	Profils d'énergie cinétique turbulente en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 200$ mm . . . . .	101
5.62	Profils de fraction massique d'éthylène en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 200$ mm . . . . .	102
5.63	Comparaison des profils de fraction massique de dioxyde de carbone en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 200$ mm . . . . .	102
5.64	Profils de vitesse longitudinale en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 40$ mm . . . . .	103
5.65	Profils de vitesse longitudinale en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à $z = 200$ mm . . . . .	103
5.66	Variations de la température à la surface du combustible le long du canal . . . . .	104
5.67	Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible . . . . .	104
5.68	Variations de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible le long du canal . . . . .	105
5.69	Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal . . . . .	105
5.70	Variations de la température à la surface du combustible le long du canal . . . . .	106
5.71	Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible . . . . .	106
5.72	Variations de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible le long du canal . . . . .	107
5.73	Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal . . . . .	107
5.74	Variations de la température à la surface du combustible le long du canal . . . . .	108
5.75	Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible . . . . .	108
5.76	Variations de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible le long du canal . . . . .	109
5.77	Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal . . . . .	109
6.1	Géométrie de la configuration HYCAT . . . . .	114
6.2	Maillage de la configuration HYCAT . . . . .	115
6.3	Maillage de la configuration HYCAT : zone d'injection . . . . .	116
6.4	Maillage de la configuration HYCAT : tuyère . . . . .	116
6.5	Erreur de discrétisation pour la configuration HYCAT . . . . .	117
6.6	Configuration HYCAT 12 en moyenne temporelle avec variations du diamètre du canal . . . . .	118
6.7	HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre constant	122
6.8	HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre variable	122
6.9	HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre variable	122
6.10	HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre variable	122
6.11	Configuration de l'écoulement calculé entre l'anneau d'injection et l'entrée du canal du combustible	123
6.12	HYCAT 12 : profils de vitesse de la composante longitudinale dans la zone de l'anneau d'injection	124
6.13	HYCAT 12 : profils de la température dans la zone de l'anneau d'injection . . . . .	124
6.14	HYCAT 12 : profils de la fraction massique des espèces $C_2H_4$ , $O_2$ et $CO_2$ dans la zone de l'anneau d'injection . . . . .	124
6.15	HYCAT 12 : profils de la fraction de mélange dans la zone de l'anneau d'injection . . . . .	124
6.16	HYCAT 12 : profils de vitesse de la composante longitudinale dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal constant . . . . .	125
6.17	HYCAT 12 : profils de vitesse de la composante longitudinale dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable . . . . .	125

6.18	HYCAT 12 : profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal constant . . . . .	125
6.19	HYCAT 12 : profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable . . . . .	125
6.20	HYCAT 23 : profils de vitesse longitudinale dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable . . . . .	126
6.21	HYCAT 23 : profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable . . . . .	126
6.22	Diagramme de la méthode de validation temporelle en moyenne spatiale du modèle IGS par comparaison de la vitesse de régression du combustible entre la simulation et l'expérience . . . .	127
6.23	Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 12 avec canal à diamètre constant. . . . .	129
6.24	Diagramme de la méthode de validation temporelle et spatiale de la modélisation numérique par la comparaison de la vitesse de régression du combustible entre la simulation et l'expérience . . .	130
6.25	Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 12 avec canal à diamètre variable. . . . .	131
6.26	Cas HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 5.5$ s. . .	131
6.27	Cas HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 7.5$ s. . .	131
6.28	Cas HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 9.5$ s. . .	131
6.29	Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 23 . . . . .	132
6.30	Cas HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 10$ s. . .	133
6.31	Cas HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 14$ s. . .	133
6.32	Cas HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 18$ s. . .	133
6.33	Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 26 . . . . .	134
6.34	Cas HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 5$ s. . .	135
6.35	Cas HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 8$ s. . .	135
6.36	Cas HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à $t = 11$ s. . .	135
7.1	Mesure du temps de parcours des ondes ultrasoniques émises pour saisir la vitesse de régression instantanée du combustible . . . . .	143
7.2	Méthode de correction de l'influence de la température sur l'évolution de l'épaisseur instantanée du combustible. . . . .	143
7.3	Influence de la température sur l'évolution du temps de parcours pendant l'essai HYCAT 12 . . .	144
7.4	Influence de la dispersion des signaux US et des méthodes de saisi sur l'évolution du temps de parcours pendant l'essai HYCAT 12 . . . . .	144
7.5	Évolution de l'épaisseur du combustible pendant l'essai HYCAT 12 . . . . .	145
7.6	Influence de la température sur l'évolution du temps de parcours pendant l'essai HYCAT 12 . . .	145
D.1	Échange de masse à travers la surface du combustible. . . . .	161
D.2	Échange de masse à travers la surface du combustible pour la $k^e$ espèce. . . . .	161
D.3	Échange d'énergie à travers la surface du combustible. . . . .	162
E.1	Diffusimètre thermique laser . . . . .	165
E.2	Variations de la diffusivité thermique du PEHD en fonction de la température . . . . .	165



# Liste des tableaux

2.1	Résultats des simulations moteur hybride pour les couples d'ergols GOX/PEHD et GOX/ABS[43]	27
3.1	Incertitudes et plages de fonctionnement des instruments de mesure	40
3.2	Données de configuration des cas HYCAT 12, 23 et 26	42
3.3	Résultats des essais HYCAT 12, 23 et 26	45
3.4	Diamètre du canal et vitesse de régression en moyenne spatiale pour les essais HYCAT 12, 23 et 26.	47
3.5	Régression du combustible aux faces avant et arrière du bloc du combustible pour les essais HYCAT 12, 23 et 26.	53
3.6	Comparaison entre les diamètres mesuré et calculé par la méthode de reconstruction balistique pour les essais HYCAT 12.	54
3.7	Comparaison entre les diamètres mesuré et calculé par la méthode de reconstruction balistique pour les essais HYCAT 23 et 26.	56
4.1	Constantes du modèle de turbulence $k-\omega$ SST	66
4.2	Coefficients d'Arrhenius	71
5.1	Conditions aérothermiques à l'entrée et à la sortie du cas test	76
5.2	Dimension du cas test de référence	76
5.3	Coefficients de la loi d'Arrhenius pour les mécanismes cinétiques des réactions[142]	77
5.4	Valeurs de référence des paramètres thermochimiques associés au PEHD	77
5.5	Convergence en maillage pour la configuration du cas test	78
5.6	Surface du combustible comme entrée de domaine : paramètres du modèle de turbulence à la paroi avec une intensité turbulente de 10 %	81
5.7	Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale	82
5.8	Comparaison des valeurs de la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale	89
5.9	Comparaison des valeurs de la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale	97
5.10	Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale	104
5.11	Écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi	105
5.12	Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale	106
5.13	Écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi	107
5.14	Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale	108
5.15	Écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi	108
6.1	Conditions limites à l'entrée de l'oxydant pour la réalisation des calculs de convergence en maillage.	116
6.2	Convergence en maillage de la configuration HYCAT	117
6.3	Conditions limites à l'entrée de l'oxydant pour la simulation en moyenne temporelle des cas HYCAT 12, 23 et 26.	117
6.4	Comparaison Exp./Numérique en moyenne spatiale et temporelle pour la configuration HYCAT 12119	
6.5	Comparaison Exp./Numérique en moyenne spatiale et temporelle pour la configuration HYCAT 23119	
6.6	Comparaison Exp./Numérique en moyenne spatiale et temporelle pour la configuration HYCAT 26120	
6.7	Données instantanées obtenues par la méthode de reconstruction à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 12.	128
6.8	Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 12.	129

---

6.9	Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 12 . . . . .	131
6.10	Données instantanées obtenues par la méthode de reconstruction à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 23 . . . . .	132
6.11	Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 23 . . . . .	132
6.12	Données instantanées obtenues par la méthode de reconstruction à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 26 . . . . .	134
6.13	Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 26 . . . . .	134
7.1	Résultats de la méthode de traitement des mesures par capteurs ultrasoniques avec/sans correction des effets de la température dans le combustible . . . . .	145





# Liste des symboles

## Acronymes

ABS	Acrylonitrile butadiène styrène
ACACIA	Solveur CEDRE pour le calcul du transfert thermique conductif dans un solide
ADELINÉ	ADvanced Expendable Launcher with INnovative engine Economy
ASTRE	Solveur CEDRE pour le calcul du rayonnement par la méthode de Monte-Carlo
BOS	Background-oriented schlieren
BRM	Ballistic Reconstruction Method
CALLISTO	Cooperative Action Leading to Launcher Innovation in Stage Toss-back Operations
NASA CEA	NASA Chemical Equilibrium with Applications
CEDRE	Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique
CFD	Computational Fluid Dynamics
CIN	Cinétique chimique
CISAS	Center of Studies and Activities for Space
CHARME	Solveur CEDRE pour le calcul d'écoulements gazeux réactifs
CNES	Centre National d'Études Spatiales
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direct Numerical Simulation
EDM	Eddy Dissipation Model
ESA	European Space Agency
ESA TRP	Technology Research Programme of ESA
ESTEC	European Space Research and Technology centre
ETR	Equation de Transfert Radiatif
FC	Flamme cohérente
FILM	Solveur CEDRE pour le calcul de films liquides
GMRES	Generalized minimal residual
GOX	Dioxygène gazeux
HYCOM	Hybride avec COMbustion
HYCAT	Hybride avec CATalyseur
HYSAC	Hybrid System And Computation
IGS	Interaction Gaz-Surface
ILES	Implicit Large Eddy Simulation
IXV	Intermediate eXperimental Vehicle
LES	Large Eddy Simulation
LOX	Oxygène liquide
MILES	Monotically Integrated Large Eddy Simulation
MRE	Modèle de relaxation vers l'équilibre
MTD	Méthode des transferts discrets
MVF	Méthode des volumes finis
NASA	National Aeronautics and Space Administration
ONERA	Office national d'études et de recherches aérospatiales

ORPHEE	Operative Research Program on Hybrid Engine in Europe
PaSR	Partially Stirred Reactor
PBHT	Polybutadiène hydroxytéléchélique
PEHD	Polyéthylène haute densité
PIV	Particle image velocimetry
PMMA	Polyméthacrylate de méthyle
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RB	Reconstruction balistique
REA	Solveur CEDRE pour le calcul du rayonnement par la méthode des ordonnées discrètes
RNG	Re-Normalisation Group
SLAU	Simple Low-dissipation AUSM
SPARTE	Solveur CEDRE pour le calcul de la phase dispersée
SST	Shear Stress Transport
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
US	Ultrasonic Sensors
VEGA	Vettore Europeo di Generazione Avanzata
VKI	von Karman Institute
WSR	Well Stirred Reactor
98P	Peroxyde d'hydrogène concentré à 98 % en masse

### Symboles Romains

$a_{th}$	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
$A_k$	Constante pré-exponentielle de réaction	$mol.m^{-3}, K, s$
$A_d$	Constante pré-exponentielle de pyrolyse dans le modèle IGS	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
$b_T$	Coefficient de dilatation	$^{\circ}C^{-1}$
$B$	Facteur de soufflage	—
$B_m$	Rapport des composantes de vitesse dans la couche limite	—
$c$	Célérité de la lumière	$m.s^{-1}$
$C$	Vitesse du son	$m.s^{-1}$
$C_0$	Vitesse du son de référence	$m.s^{-1}$
$C_p$	Capacité thermique massique	$J.K^{-1}.kg^{-1}$
$C^*$	Vitesse caractéristique spécifique	$m.s^{-1}$
$D_{m,i}$	Coefficient de diffusion de l'espèce $i$ dans le mélange	$m^2.s^{-1}$
$D$	Diamètre du canal	$mm$
$Da$	Nombre de Damköhler	—
$DI_{sp}$	Impulsion spécifique de densité	$g.s.cc^{-1}$
$e$	Épaisseur	$mm$
$E_a$	Énergie d'activation pour le modèle IGS	$J.mol^{-1}$
$E_{a,c}$	Énergie d'activation pour la chimie de pyrolyse	$J.mol^{-1}$
$E_k$	Énergie d'activation pour la cinétique chimique	$J.mol^{-1}$
$F_{i,j \rightarrow k}$	Facteur de forme de la cellule (i,j) par rapport à la $k^e$ position à la surface du combustible	—
$F_{poussée}$	Poussée du moteur	$N$
$G$	Flux de masse	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
$h_{se}$	Enthalpie sensible	$J.kg^{-1}$
$I_{sp}$	Impulsion spécifique	$s$
$I_u$	Intensité turbulente	(%)
$k$	Énergie cinétique turbulente	$m^2.s^{-2}$
$kr$	Hauteur moyenne d'éléments rugueux "grain de sable"	$m$
$k_B$	Constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$
$kabs_{i,j}$	Coefficient d'absorption dans la cellule (i,j)	—
$l_m$	Largeur moyenne d'une cellule	$m$
$L$	Longueur	$m$
$Le$	Nombre de Lewis	—

$M$	Masse	$g$
$Ma$	Nombre de Mach	—
$\dot{m}$	Débit de masse	$kg.s^{-1}$
$n_k$	Exposant de la température du taux de réaction	—
$N_{esp}$	Nombre d'espèces dans l'écoulement	—
$N_p$	Nombre d'espèces produites par pyrolyse	—
$Nr$	Nombre de réactions	—
$Nu$	Nombre de Nusselt	—
$O/F$	Rapport de mélange	—
$P$	Pression	$Pa$
$Pr$	Nombre de Prandtl	—
$r$	Coordonnée radiale dans le repère cylindrique	$m$
$R$	Constante des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
$R_{ij}$	Composante ij du tenseur de Reynolds	$m$
$Re$	Nombre de Reynolds	—
$S$	Aire d'une section	$m^2$
$Sc$	Nombre de Schimdt	—
$t$	Temps	$s$
$T$	Température	$K$
$T_k$	Température d'activation	$K$
$v$	Vitesse de l'écoulement	$m.s^{-1}$
$v_{reg}$	Vitesse de régression du combustible	$mm.s^{-1}$
$v_{lat}$	Vitesse de régression aux faces du combustible	$mm.s^{-1}$
$\sqrt{\overline{v'^2}}$	Moyenne quadratique des fluctuations turbulentes de la vitesse	$m.s^{-1}$
$V_{ij}$	Volume de la cellule (i,j)	$m^3$
$W_k$	Masse molaire de l'espèce $k$	$g.mol^{-1}$
$x_i$	$i^e$ Coordonnée cartésienne	—
$y$	Fraction massique	—
$z$	Coordonnée sur l'axe du moteur	$m$

### Symboles Grecs

$\alpha$	Rapport géométrique du canal	—
$\alpha_r$	Absorptivité à la surface du solide	—
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	—
$\Delta_c$	Largeur de filtre ou racine cubique du volume d'une cellule	$m$
$\Delta H_f^\circ$	Enthalpie de formation	$J.kg^{-1}$
$\chi$	Taux d'étirement de la flamme	$s^{-1}$
$\eta$	Coordonnée normale à la surface	$m$
$\eta_c$	Efficacité de combustion	—
$\eta_p$	Distance perpendiculaire par rapport à la paroi	$m$
$\epsilon_g$	Émissivité en phase gazeuse	—
$\gamma$	Indice adiabatique du mélange	—
$\epsilon_{sr}$	Taux d'étirement de la flamme	$s^{-1}$
$\kappa_k$	Taux de réaction de la réaction $k$	$mol, s$
$\lambda$	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\Lambda$	Fraction de débit de carburant sur une portion du canal	—
$\mu$	Viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
$\nu_{m,k}$	Coefficient stœchiométrique de l'espèce $m$ dans la réaction $k$	—
$\nu_k^{pyr}$	Coefficient stœchiométrique du $k^e$ produit de pyrolyse	—
$\omega$	Taux de dissipation spécifique	$s^{-1}$
$\dot{\omega}_i$	Flux de masse de production de l'espèce $i$ à la surface du combustible	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
$\dot{\Omega}_i$	Taux de réaction de l'espèce $i$ pour la réaction $k$	$mol.m^{-3}.s^{-1}$
$\phi$	Grandeur générique	—

$\Phi$	Flux thermique	$W.m^{-2}$
$\Phi_r$	Rapport stœchiométrique depuis les zones d'introduction	—
$\psi_{suie}$	Fraction volumique de suie	—
$\rho$	Densité	$kg/m^3$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$W.m^{-2}.K^{-4}$
$\Sigma$	Densité de surface de flamme	$m^{-1}$
$\Sigma_t$	Taux d'expansion de la tuyère	—
$\tau$	Contrainte de cisaillement	$Pa$
$\theta$	Coordonnée orthoradiale dans le repère cylindrique	$rad$
$\bar{\zeta}$	Quantité résolue de la fraction de mélange	—

**Indices et exposants**

$\infty$	Condition dans l'écoulement principal
<i>abl</i>	Ablation des faces du combustible
<i>biliq</i>	Propulsion bi-liquide
<i>canal</i>	Canal creusé dans le combustible
<i>c</i>	Chimie
<i>cd</i>	Conduction thermique
<i>col</i>	Région du col
<i>conv, cc</i>	Convection thermique
<i>d</i>	Sens direct de la réaction
<i>diff</i>	Diffusion
<i>e</i>	Éjection des gaz dans la tuyère
<i>entrée</i>	Entrée du domaine fluide
<i>ex</i>	Interface entre le combustible et le guide d'onde
<i>ext</i>	Surface latérale externe du combustible
<i>épais</i>	Milieu optiquement épais
<i>fin</i>	État final
<i>flamme</i>	La flamme
<i>fuel</i>	Carburant/Combustible
<i>fus</i>	Fusion du matériau
<i>g</i>	Phase gazeuse
<i>geo</i>	Donnée issue d'une mesure géométrique
<i>hyb</i>	Phase hybride
<i>hybr</i>	Propulsion hybride
<i>in</i>	Interface entre l'écoulement et le combustible
<i>ind</i>	Sens indirect de la réaction
<i>ini</i>	État initial
<i>mix</i>	Mélange
<i>net</i>	Net
<i>ox</i>	Oxydant
<i>p</i>	Point le plus proche de la paroi
<i>pyr</i>	Pyrolyse
<i>reac</i>	Zone de réaction à la surface du combustible
<i>reg</i>	Regression du combustible
<i>ref</i>	Condition de référence
<i>rs</i>	Condition de référence dans le combustible loin de la paroi
<i>s</i>	Combustible solide
<i>t</i>	Turbulent
<i>tof</i>	Temps de parcours
<i>tot</i>	Total
<i>v</i>	Vide

$vc$	Donnée issue de la conservation du volume
$w$	La paroi
$w^+$	Voisinage supérieur de la paroi
$w^-$	Voisinage inférieur de la paroi



# Chapitre 1

## Introduction

À la fin du XX<sup>e</sup> siècle, le marché spatial, principalement orienté vers la mise à poste de satellites géostationnaires, était partagé par des acteurs principalement étatiques. Le secteur spatial connaît au XXI<sup>e</sup> siècle un profond changement de paradigme par l'émergence du «New Space». Cette nouvelle approche de l'espace se manifeste par la réduction des coûts à l'accès à l'espace, l'augmentation du nombre d'opérateurs privés et les révolutions technologiques telles que la miniaturisation des composants, la motorisation électrique, l'impression 3D et la réutilisation d'au moins une partie du spatonef. Cette mutation a conduit non seulement à l'effondrement des prix, à l'intensification de la compétition grâce aux lancements des fusées récupérables et réutilisables mais aussi à l'apparition et au développement du tourisme spatial[54].

Pendant 30 ans, l'Europe a été l'unique acteur proposant un service continu, avec le lanceur Ariane, au marché spatial. La compétition est ouverte depuis que l'utilisation de la navette spatiale américaine s'est avérée beaucoup plus onéreuse qu'attendu et que la place des lanceurs russes dans le marché s'est amenuisée. Mais, grâce aux lanceurs Falcon, l'entreprise privée SpaceX créée par Elon Musk en 2002 est en phase de devenir le leader mondial du domaine des lanceurs spatiaux. Les coûts sont fortement réduits grâce à une organisation industrielle fortement centralisée, à l'apprentissage par l'expérience et au pari sur les technologies de récupération et réutilisation. Trois ans juste après la première récupération réussie du premier étage en 2015, SpaceX récupère et réutilise dorénavant ses lanceurs pour plus de la moitié de ses lancements, et pourrait même récupérer le 1<sup>er</sup> étage jusqu'à 10 fois pour la version Block 5 du Falcon 9. En février 2018, SpaceX réussit l'exploit de récupérer quasi simultanément les boosters latéraux du Falcon Heavy (figure 1.1) en lançant en orbite solaire une roadster Tesla occupée par un mannequin habillé en «Starman»[134]. En 2002, Jeff Bezos, fondateur et président de Amazon, a créé et financé, grâce à sa fortune, Blue Origin qui a développé les lanceurs réutilisables New Glenn et New Shepard. L'objectif est de permettre un accès privé à l'espace en réduisant fortement les coûts tout en augmentant la fiabilité (figure 1.2). Particulièrement, une approche de développement incrémentiel est optée dans laquelle chaque étape est fondée à partir de la précédente[3].



FIGURE 1.1 – Récupération des boosters latéraux du Falcon Heavy[5]



FIGURE 1.2 – Fusée New Shepard de Blue Origin[39]



Le New Shepard, dont les essais ont commencé en 2015, a été lancé en juillet 2018, entraînant la capsule habitable à 120 km d'altitude à l'apogée, au delà de la ligne de Karman. La fusée et la capsule ont réussi à se poser en douceur. Le lanceur orbital New Glenn, utilisant le moteur bi-liquide LOX/Méthane (BE-4) est actuellement en cours de qualification.

En Europe, cependant, le «New Space» tarde à s'imposer. En décembre 2014, les pays européens ont décidé le développement du lanceur Ariane 6, dont le premier lancement est prévu en 2020, afin de réduire les coûts de 40 à 50 %. ArianeGroup espère ainsi lancer 11 fusées Ariane 6 par an à partir de 2020 pour un coût moyen unitaire de 90-100 millions de dollars[123]. Ariane 6 a trois types de moteur : le moteur-fusée solide à poudre pour les boosters auxiliaires et non réutilisables, et les moteurs bi-liquides Vulcain 2.1 pour l'étage principal et Vinci pour l'étage supérieur dont le développement pour leur réutilisation n'a jamais dépassé la phase d'essai. Le lanceur européen Ariane 6 n'est donc pas réutilisable. Les débats se poursuivent sur la nécessité de maîtriser les technologies de réutilisation afin d'assurer l'accès autonome à l'espace pour l'Europe. Alors qu'ArianeGroup estime que la réutilisation ne sauvera que 10 % du prix du lancement, le CNES et SpaceX croient à la préservation de 30 % des coûts. En 2016, grâce à la technologie de réutilisation, le lancement d'une fusée Falcon 9 neuve ne coûte que 62 millions de dollars et, avec le premier étage réutilisé, 50 millions de dollars. La révolution des nouveaux constructeurs de fusée tels que SpaceX constitue donc une menace sérieuse à la compétitivité du futur lanceur européen Ariane 6. L'industrie spatiale européenne, ne possédant pas ces technologies, risque d'être mise à l'écart et l'Europe de perdre son autonomie d'accès à l'espace[54]. Les difficultés de l'industrie spatiale russe pour se moderniser ont démontré qu'un pays qui n'innove plus est conduit à un irrémédiable déclin. Par conséquent, se contenter des technologies existantes n'est pas une option.

En 2010, Airbus a pourtant commencé le développement d'une technologie de réutilisation partielle des lanceurs avec le programme ADELIN. En 2015, le CNES et ArianeGroup ont décidé de développer le moteur réutilisable LOX/Méthane Prometheus afin de réduire les coûts (figure 1.3). Après les premiers essais programmés en 2020, le moteur Prometheus sera disponible en 2025 remplaçant les moteurs bi-liquides, Vulcain 2.1 et Vinci. Devenant plus conscients des enjeux du «New Space», l'Europe et le Japon ont investi en 2015 dans le projet CALLISTO afin de développer un démonstrateur fusée dont le premier étage est récupérable et réutilisable[41] (figure 1.3). Les études de faisabilité commencées en 2016 ont été poursuivies en 2017 par la coopération entre la JAXA, le DLR et le CNES. Leurs contributions visent respectivement le développement d'un système propulsif bi-liquide LOX/LH2 réutilisable, le développement des mécanismes de contrôle actif et le développement du lanceur, de la sécurité et des moyens au sol. Lors de la conclusion de la phase de faisabilité en 2018 par l'inventaire des systèmes requis, la démonstration se fera au centre CNES de la Guyane française.

Le domaine industriel de la production de satellites est aussi en pleine mutation avec la mise en place des constellations de micro et nano-satellites disposées en orbite basse, entraînant une baisse des commandes de lourds satellites géostationnaires traditionnels. Ce nouveau marché subit aussi l'influence du «New Space». Afin de réduire les coûts de lancement, l'ESA, fort du succès de la rentrée atmosphérique de l'IXV en 2016, a initié le programme «Space Rider» dont l'objectif est la définition et le développement d'un système de transport spatial européen, réutilisable et bon marché[12] (figure 1.4). Ce véhicule lancé par la fusée VEGA, après avoir réalisé la mission en orbite basse, retourne sur Terre en rentrée atmosphérique puis atterrit dans le territoire européen. Le véhicule est réutilisé après une révision réalisée à la fin de chaque vol.



FIGURE 1.3 – Projets Prometheus et Callisto[65]



FIGURE 1.4 – Véhicule suborbital du programme «Space Rider»[82]

De l'autre côté de l'Atlantique, conçu par la Sierra Nevada Corporation en 2004, le Dream Chaser, initialement envisagé pour le transport d'équipage vers la Station Spatiale Internationale (ISS), est une navette spatiale suborbitale ailée. Comme le «Space Rider», lancé par une fusée classique, le spationef est capable de revenir sur Terre en bon état et en atterrissant (figure 1.5). Le véhicule sera utilisé en tant que cargo spatial pour l'ISS dont la production industrielle a été autorisée par la NASA en Janvier 2019. Du fait de sa conception, le Dream Chaser est aussi capable de transporter sept passagers pour le tourisme spatial. Le marché de cette nouvelle activité pourrait se développer dans les prochaines décennies grâce à l'utilisation des véhicules suborbitaux tels que le Dream Chaser proposant des tickets relativement bon marché entre 200000 et 300000 dollars pour de courts vols dans l'espace[117]. Pour le même objectif, Richard Branson en créant Virgin Galactic prévoit d'envoyer cinq passagers par an pour la somme de 250000 dollars chacun avec le véhicule suborbital SpaceShipTwo (figure 1.6). La navette est d'abord transportée par un avion porteur appelé White Knight Two à une altitude de 12000 à 15000 mètres avant d'être larguée puis propulsée jusqu'à une altitude de 80 km depuis laquelle les touristes pourront contempler la courbure de la Terre et sentir les effets de l'apesanteur pendant quelques minutes.



FIGURE 1.5 – La navette Dream Chaser de la Sierra Nevada Corporation (SNC)[20]



FIGURE 1.6 – SpaceShipTwo à l'orée de l'espace[122]

Cependant, malgré ces annonces glorieuses, la maturité, la fiabilité et la sécurité du tourisme spatial suborbital n'ont pas encore convaincu le public. En particulier, le crash du SpaceShipTwo le 31 Octobre 2014 indique la nécessité d'une préparation beaucoup plus soignée du fait qu'un accident peut remettre sérieusement en question les perspectives de ce genre de tourisme.

La réalisation du «New Space» exige donc le développement de technologies disruptives, en particulier, dans le domaine de la propulsion spatiale. Les systèmes propulsifs doivent donc posséder, non seulement d'excellentes performances mais aussi :

- une très haute fiabilité ;
- une grande capacité de modulation de poussée et de manœuvrabilité, nécessaire pour la réalisation de missions complexes telles que la récupération des éléments de fusée au sol sans dommage ;
- une mise en œuvre simple pour faciliter leur industrialisation ;
- des ergols faciles d'accès et peu dommageables tels que le méthane ;
- une sécurité garantie requise pour le vol habité ;
- un faible coût pour permettre leur développement par les entreprises privées et les start-ups.

Le moteur à propulsion hybride, présentant la plupart de ces caractéristiques, intéresse de plus en plus d'entreprises privées telles que Sierra Nevada Corporation (en achetant ORBITEC), Nammo, SpaceForest (projet SIR), etc. et est déjà utilisé pour propulser le SpaceShipTwo à 80 km d'altitude. De nombreuses start-ups tels TiSpace, HyImpulse, Gilmour Space, etc. développent actuellement des fusées sondes en utilisant la technologie hybride, s'inscrivant désormais pleinement dans le «New Space».

## 1.1 La propulsion hybride

Le concept de la propulsion hybride, appelée aussi *propulsion à lithergols*, repose sur la combinaison d'un combustible solide et d'un oxydant liquide (figure 1.7), séparés originellement. Le moteur hybride est donc constitué d'un réservoir d'oxydant liquide et d'une virole contenant le combustible solide formant la chambre de combustion.

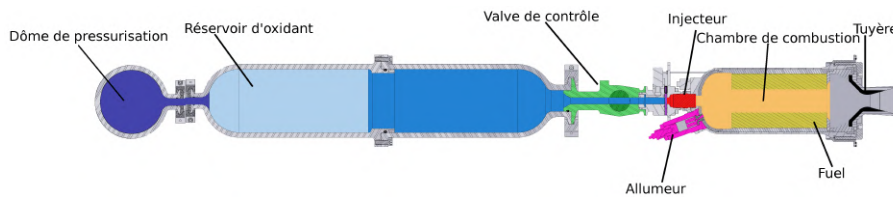


FIGURE 1.7 – Moteur hybride classique[100]

La conception de la chambre de combustion est composée de quatre parties :

- une préchambre dans laquelle l'oxydant liquide est vaporisé ;
- le bloc de combustible creusé par un ou plusieurs canaux à travers lesquels l'oxydant gazeux et le combustible pyrolysé alimentent une flamme de diffusion se développant le long du moteur ;
- une post-chambre afin de compléter la combustion des réactifs améliorant le rendement de combustion ;
- la tuyère afin d'augmenter la poussée.

Située dans la couche limite, la flamme de diffusion est alimentée par advection en combustible pyrolysé et par diffusion turbulente en oxydant. La pyrolyse s'autorégule car l'apport d'énergie de la zone de flamme par le rayonnement et par la convection thermique vers la surface du combustible est contrôlé par le soufflage pariétal des espèces pyrolysées (figure 1.8). Par conséquent, selon Marxman *et* Gilbert[107], en considérant en première approximation la convection thermique comme source de flux thermique pour la dégradation du combustible, la vitesse de régression dépend du flux de masse total à travers le canal :

$$v_{reg} = aG_{tot}^n = (\rho v)^n = a \left( \frac{\dot{m}_{tot}}{\pi r^2} \right)^n \quad (1.1)$$

Ainsi,  $n$  étant toujours positif, plus le flux de masse passant à travers le canal est élevé, plus la vitesse de régression est élevée.

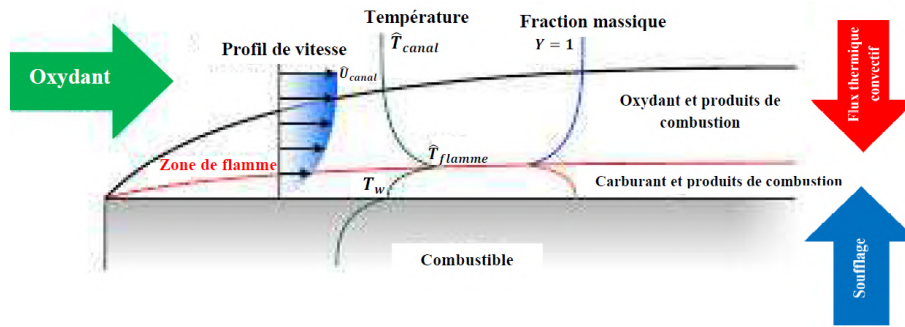


FIGURE 1.8 – Processus de combustion dans un moteur hybride[128]

Le moteur hybride présente une simplicité d'intégration équivalente au moteur liquide monergol car le système propulsif ne nécessite qu'un réservoir communiquant directement à la chambre de combustion, devenant ainsi plus fiable que le moteur bi-liquide. Contrairement aux autres moteurs chimiques, le risque d'explosion est inexistant grâce à la séparation des ergols et la nature de la flamme, rendant ainsi très sûrs la fabrication, le stockage et les essais du moteur hybride. Comme la propulsion bi-liquide, le moteur hybride est capable de s'éteindre, de se rallumer et de moduler la poussée, permettant d'accomplir des manœuvres complexes sur une grande plage de fonctionnement. En outre, il est possible d'utiliser des ergols non toxiques et non cancérigènes tels que le peroxyde d'hydrogène et le polyéthylène (PEHD). L'impulsion spécifique du moteur hybride ( $I_{sp,hybr} = 290\text{-}350$  s) est proche du moteur bi-liquide ( $I_{sp,biliq} = 340\text{-}390$  s). La technologie hybride offre donc la simplicité et le coût du monergol avec la manœuvrabilité et les performances proches du bi-liquide [66].

Malgré ses propriétés très recherchées dans le contexte du «New Space», le moteur hybride présente plusieurs désavantages liés principalement aux performances. Pour des combustibles polymères tels que le PBHT, les vitesses de régression du combustible sont faibles, d'au moins un ordre de grandeur par rapport aux moteurs solides. Afin de produire le débit de carburant nécessaire pour atteindre le rapport de mélange associé aux performances optimales, plusieurs canaux peuvent être creusés dans le combustible pour augmenter la surface brûlée. En outre, bien que l'impulsion spécifique du moteur hybride soit plus élevée que celle des moteurs solides, l'efficacité de combustion est de 1.5 à 2 % inférieure à tous les moteurs solides et liquides à cause de la mauvaise qualité du mélange intimement liée au processus de combustion[72]. En effet, dans la propulsion hybride, le mélange d'ergols et la combustion s'effectuent dans une flamme de diffusion qui a la longueur du moteur alors que, dans la propulsion solide, les ergols sont déjà intimement mélangés lors du processus de fabrication. Pour la propulsion liquide, le mélange des ergols s'effectue à l'échelle des gouttes. Le moteur hybride présente un chargement volumétrique faible non seulement à cause de faibles vitesses de régression mais aussi à cause de la présence de la post-chambre pour compléter le mélange et la combustion des ergols ajoutant un espace ne participant pas aux processus de combustion. Contrairement à un moteur-fusée solide dans lequel le combustible brûle complètement, le combustible d'un moteur hybride classique devient suffisamment dégradé pour que des morceaux de bloc se détachent du combustible et viennent obstruer la tuyère. Afin d'éviter une telle situation, le moteur doit être arrêté avant la dislocation du combustible. Une masse non utilisée est donc créée, constituant une masse morte pénalisante. En outre, dans un moteur hybride classique à un seul canal dans lequel le combustible régresse radialement, la section du canal et l'aire de la surface du combustible augmentent au cours du temps. Par conséquent, le flux de masse total diminue impliquant une réduction de la vitesse de régression d'après la relation de Marxman *et* Gilbert[107] (équation (1.1)). Le débit de carburant produit tend donc à diminuer. D'autre part, l'augmentation de la surface du combustible tend à intensifier ledit débit de carburant. Ces deux effets ne s'équilibrent généralement pas et entraînent, au cours du temps, une variation du rapport de mélange ( $O/F$ ) qui est proportionnel au rayon de la section du canal à la puissance  $2n - 1$ .

$$O/F = \frac{\dot{m}_{ox}}{\dot{m}_{fuel}} \propto \frac{r^{2n-1}}{\dot{m}_{ox}^{n-1}} \quad (1.2)$$

Pour les configurations usuelles, cet exposant est compris entre 0.5 et 0.8. Le rapport de mélange augmente donc au cours du temps. Ce phénomène, appelé *déviaton du rapport O/F*, se traduit par une baisse des performances (figures 1.9 et 1.10) pour un dimensionnement optimal. Les désavantages du moteur hybride sont donc fondamentalement liés au comportement de la régression du combustible et à l'écoulement.

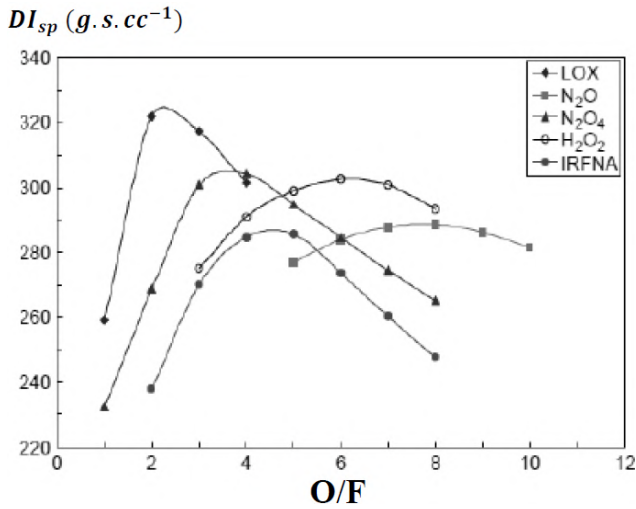


FIGURE 1.9 – Impulsion spécifique de densité en fonction de  $O/F$ [33]

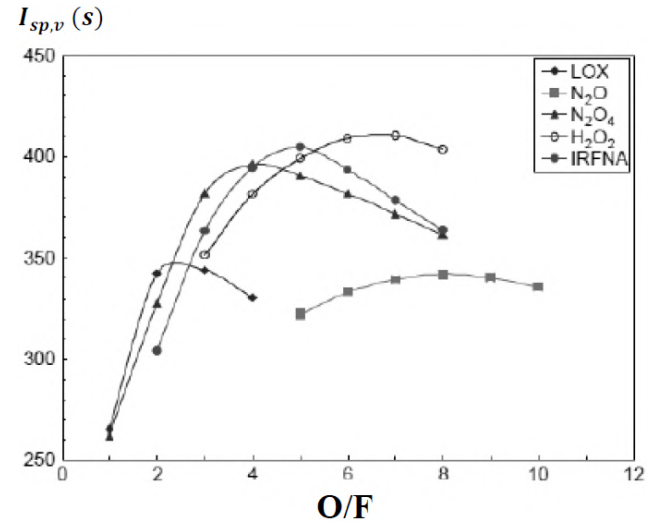


FIGURE 1.10 – Impulsion spécifique dans le vide en fonction de  $O/F$ [33]

Le moteur hybride affiche des avantages sérieux lorsque les applications exigent la sécurité, la fiabilité tout en conservant des performances comparables aux moteurs solides et liquides. Les applications sont donc naturellement orientées au transport suborbital habité ou à la mise à poste de satellites en évitant l'utilisation d'ergols toxiques tels que l'hydrazine et ses dérivées. Cependant, la diversité des applications reste très limitée et son développement n'est pas encore arrivé à maturité malgré les atouts incontestables du concept. Kuo *et* Chiaverini[80] avaient en 2007 proposé une énumération des raisons possibles de ce paradoxe.

- En ce qui concerne la simplicité et l'efficacité de la préparation au lancement, le moteur fusée solide est généralement prêt et fiable, particulièrement pour les applications militaires.
- À propos des performances, le moteur bi-liquide possède une haute impulsion spécifique, supérieure au moteur hybride et, par conséquent, préféré pour les lancements civils.
- Dans beaucoup de vaisseaux de guerre de la marine, le transport d'oxydant liquide est restreint et fortement réglementé, décourageant l'utilisation du moteur hybride pour les missiles emportés.
- Les experts de la propulsion chimique ont tendance à être trop spécialisés soit en propulsion liquide ou soit en propulsion solide.
- Les lois d'échelle ne sont pas encore au point pour les moteurs hybrides ;
- Contrairement au taux de brûlage dans un moteur solide, la vitesse de régression du combustible dans un moteur hybride comprend un grand nombre de paramètres à cause de sa dépendance intime aux conditions aérothermochimiques de l'écoulement. De plus, la compréhension du processus de combustion reste encore partielle que ce soit par la simulation numérique ou par la réalisation d'essais de moteurs réels.
- Par rapport à l'ensemble des programmes de développement des propulseurs, le moteur hybride représente une infime partie. Par conséquent, la recherche du moteur hybride a beaucoup souffert des faibles ressources financières, la restreignant dans des thématiques très précises.
- En outre, il y a eu très peu de programmes à long terme étatiques aussi bien que de collaborations internationales pour le développement du moteur hybride. Néanmoins, récemment, la situation est en train de changer grâce à l'intérêt grandissant des entreprises privées et des start-ups favorisant son développement.

## 1.2 Recherche expérimentale limitée

L'analyse des désavantages du moteur hybride met en évidence l'influence déterminante du comportement de la vitesse de régression du combustible sur les performances. Dépendant fortement des interactions complexes entre les phénomènes aérothermochimiques de l'écoulement, il est très difficile de définir expérimentalement ou numériquement la vitesse de régression comme une fonction dépendant uniquement des conditions d'opération. Par exemple, à bas flux de masse total dans le canal du combustible, la contribution du rayonnement doit être



prise en compte alors qu'à très haut flux de masse total, les réactions hétérogènes en surface prennent part à la dégradation du combustible (figure 1.11).

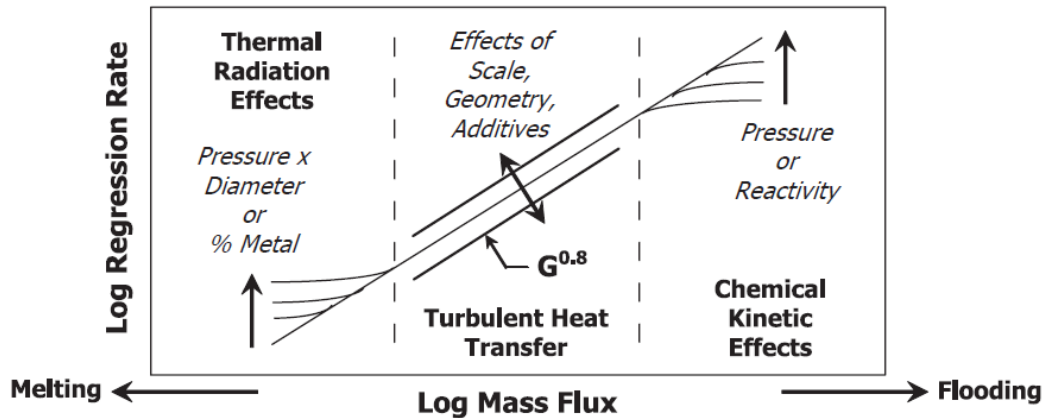


FIGURE 1.11 – Variations de la vitesse de régression en fonction du flux de masse d'oxydant [33]

Par conséquent, les corrélations établies pour la prédiction du taux de régression du combustible, recherchées pour le dimensionnement moteur, ont des plages de validité très restreintes. Leur usage est donc impossible lorsque la composition du combustible ou la combinaison d'ergols seraient modifiées ou que la plage d'utilisation n'aurait pas été étudiée expérimentalement. De plus, un grand nombre d'essais est requis pour les développer. En outre, quand bien même les conditions d'opération respecteraient la plage de validité d'une corrélation, sa mise à l'échelle à d'autres dimensions du moteur n'est pas garantie.

Les corrélations établies sont de surcroît empiriques et donc incapables de décrire les interactions physiques entre le combustible et l'écoulement et de prédire les instationnarités et les anomalies observées en cours d'essai. D'autre part, cette approche ne peut pas conjecturer et décrire l'influence des modifications de la conception du moteur hybride, telles que l'ajout de diaphragmes ou l'usage d'un canal non-cylindrique, sur la distribution de la vitesse de régression du combustible. La vitesse de régression peut néanmoins être mieux saisie par la mesure de ses variations instantanées à partir d'instruments non intrusifs et bon marchés tels que les jauges de capacitance à plasma et les capteurs ultrasoniques[30]. Même si ces nouvelles techniques, qui nécessitent une grande précision, permettent de mesurer en temps réel le comportement de la vitesse de régression et de réduire ainsi le nombre d'essais pour établir des corrélations, les processus aérothermochimiques causant ces variations de la dégradation ne peuvent pas en être déduits.

Le processus de combustion, dans un moteur hybride, est fondamentalement lié non seulement aux phénomènes de diffusion mais surtout aux phénomènes aérodynamiques tels que la turbulence, les zones de recirculation et la qualité du mélange. La mesure des paramètres de la turbulence tels que l'intensité turbulente et leur distribution est donc primordiale pour mieux comprendre le comportement de la régression du combustible. Cependant, les conditions extrêmes régnant dans la chambre limitent la mesure détaillée des phénomènes associés aux processus de combustion. En effet, dans la chambre de combustion, les températures atteignent  $T_{flamme} \approx 2800$  K au niveau de la flamme et  $\bar{T} \approx 1500$  K en moyenne dans le canal (figure 1.12) et la pression est typiquement au voisinage de 4 MPa. Dans ces conditions de température et de pression, à cause de la présence de réactifs très oxydants et des produits de réaction, le milieu devient très corrosif. Par conséquent, à moins d'opter pour une instrumentation optique, une mesure directe de la température est pratiquement impossible avec les fils chauds et les thermocouples usuels dont les matériaux ne résistent pas au delà de 1900 K et dont la précision s'effondre à partir de 1200 K. Hersh[68] a, par exemple, développé une technique de mesure de l'intensité turbulente dans un moteur LOX/H<sub>2</sub> bidimensionnel qui consiste à réaliser une série de photographies de l'écoulement inséminé par du sodium comme traceur afin de déterminer la diffusivité des espèces. À partir d'un modèle de diffusion turbulente, l'intensité turbulente en est déduite. D'autres méthodes telles que la PIV et la BOS 3D peuvent obtenir des mesures détaillées de l'aérodynamique dans un moteur. Cependant, de tels dispositifs requièrent un aménagement conséquent de la chambre de combustion (hublots à quartz) ainsi que des moyens financiers et humains importants tout en exigeant une compétence très spécialisée en optique physique (figure

1.13). En particulier, les modifications importantes effectuées sur la chambre de combustion peuvent dénaturer l'écoulement à cause des limites mécaniques liées à la mise en place des accès optiques. De plus, les mesures prises risquent d'être approximatives à cause d'une connaissance incomplète des différences de densité dans l'écoulement. En outre, les techniques directes et intrusives perturbent l'écoulement et peuvent changer l'objet de la mesure. Par conséquent, seules des grandeurs globales telles que la pression chambre, le débit d'oxydant et la poussée peuvent être obtenues ponctuellement. En effet, la mesure de la pression se fait par l'intermédiaire d'un capteur de pression refroidi dont la partie sensible est protégée thermiquement par une pastille de protection thermique. La poussée est mesurée par un banc dynamométrique 6-axes sur lequel est attaché le moteur.



FIGURE 1.12 – Conditions extrêmes au sein de la chambre d'un moteur hybride, montrées par la flamme de diffusion sortant de la tuyère[120]



FIGURE 1.13 – Banc d'essai avec une instrumentation optique[121]

Le débit d'oxydant est mesuré en amont de la zone d'injection. L'étude de l'aérothermique de la balistique intérieure du moteur hybride s'avère donc très difficile voire pratiquement impossible sans mesure optique dont les coûts et la mise en place de l'instrumentation sont conséquents.

Les chercheurs de la propulsion hybride, peu financés, sont en quête d'un moyen bon marché, pratique et facile à mettre en œuvre, qui rend accessible les paramètres caractérisant l'écoulement réactif, afin d'améliorer la compréhension des processus de combustion déterminant les performances du concept et le comportement de la dégradation du combustible. En particulier, selon Chen *et al.*[31], jusqu'à récemment, la recherche dans la propulsion hybride pour le couple  $N_2O$ /PBHT était très dépendante de l'approche par tâtonnements, qui était très coûteuse en temps et en argent. Les simulations numériques peuvent devenir une solution en fournissant à bas coût des données complémentaires à l'expérience tout en offrant l'opportunité de découpler aisément les différents phénomènes aérothermochimiques impliqués dans un moteur hybride.

### 1.3 Simulations numériques

La simulation numérique de type CFD est un outil de calcul numérique qui fournit une solution discrète approchée spatialement et temporellement d'un écoulement décrit par un ensemble de modèles numériques, appelé *modélisation numérique*. En définissant un maillage, les conditions limites aux frontières du domaine fluide et la modélisation numérique, la simulation numérique, après convergence du calcul, fournit une solution au problème pour chaque nœud du maillage formant une représentation de l'écoulement. Ainsi, l'accès à plusieurs champs de différentes grandeurs physiques est direct permettant de reconstituer et étudier les phénomènes caractérisant l'écoulement (figure 1.14). De plus, les résultats calculés sont obtenus plus rapidement et moins chers que la mise en place d'un banc d'essai et les instruments de mesure associés.

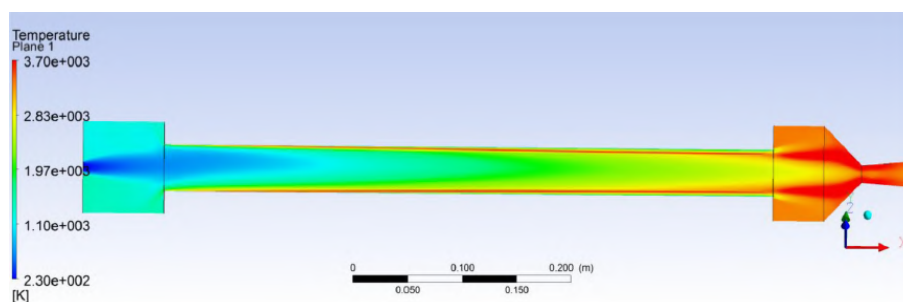


FIGURE 1.14 – Exemple d'un champ de température dans un moteur hybride obtenu par CFD[86]

Cependant, à cause de la discrétisation du maillage et les limites intrinsèques liées aux hypothèses des modèles numériques choisis, la qualité de la solution numérique doit être évaluée afin que le résultat soit le plus représentatif de la réalité expérimentale. Deux types de vérifications sont donc requis :

- la convergence en maillage et la convergence de la solution ;
- la validation expérimentale et la cohérence physique de la solution.

Par conséquent, la problématique n'est plus l'accès aux données mais la représentativité de la solution obtenue par les simulations numériques.

L'intérêt de la simulation numérique CFD pour la recherche en propulsion hybride s'est accentué durant la dernière décennie. Bellomo *et al.*[8, 10] ont essayé de reproduire numériquement le rendement de combustion et la pression chambre d'un essai moteur GOX/paraffine. Le flux de masse de carburant à la surface du combustible est fixé puisque les effets de l'entraînement des gouttes ne sont pas modélisés. Les écarts sont inférieurs à 5 % pour le rendement de combustion et à 3 % pour la pression chambre, montrant un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. Cependant, ces simulations sont très dépendantes des données expérimentales et, par conséquent, ne peuvent que restituer les cas d'essais en fixant à la surface du combustible le flux de masse de carburant expérimental. Afin de surmonter une telle limite, la régression du combustible doit être modélisée. Cai *et al.*[22] ont utilisé une formule empirique construite d'après la théorie de la diffusion limitée de Marxman *et Gilbert*[107] qui s'est avérée cependant très restreinte et basée sur des grandeurs globales. De nombreuses études ont considéré le modèle d'*interaction Gaz-Surface* basé sur les bilans des échanges de masse et d'énergie à la surface du combustible[130, 32]. Bianchi *et al.*[14], en utilisant cette approche, ont obtenu en simulant numériquement le moteur hybride GOX/PEHD, une sous-estimation substantielle de la vitesse de régression (31 %) et de la pression chambre (13 à 25 %), par rapport aux données expérimentales alors que ces écarts se réduisent à 4 % en fixant le flux de masse de carburant à la surface du combustible. Les mêmes tendances sont observées par Lazzarin *et al.*[86]. Afin d'expliquer ces écarts, ces deux investigations ont émis l'hypothèse d'un manque de modélisation du flux thermique radiatif dans les simulations. Grâce à la modélisation de l'introduction du flux de masse de carburant par les bilans des échanges de masse et d'énergie, les simulations numériques sont donc capables de distinguer les différentes contributions thermiques, engendrées par les phénomènes aérothermochimiques de l'écoulement, à la dégradation du combustible. Ainsi, le modèle d'*interaction Gaz-Surface* fait de la simulation numérique un outil puissant pour obtenir des données fondamentales et complémentaires aux résultats d'essais afin d'améliorer la connaissance des phénomènes aérothermochimiques dans un moteur hybride.

Au Laboratoire de Propulsion Fusée du centre ONERA Fauga-Mauzac, les investigations dans le domaine de la propulsion hybride sont pratiquement exclusivement expérimentales. Afin de mieux exploiter les données expérimentales, l'approche numérique est nécessaire. Le projet de recherche HYSAC a donc été mis en place pour avancer la technologie hybride.

## 1.4 Projet de recherche HYSAC

De 2016 à 2019, le projet de recherche HYSAC est entrepris par l'ONERA afin de développer les outils numériques pour la modélisation physique dans les chambres de combustion, les injecteurs d'oxydant, la formulation du combustible, la définition des matériaux de protection et l'optimisation des performances propulsives de la technologie de la propulsion hybride. L'objectif final du projet est de permettre à l'ONERA de concevoir



un moteur hybride innovant pour l'étage supérieur d'un lanceur.

Dans le cadre de ce programme, une modélisation numérique doit être développée pour la simulation de la balistique intérieure d'un moteur hybride afin d'obtenir des données complémentaires aux essais. Pour simuler le couplage physique entre la régression du combustible et l'écoulement, le modèle d'interaction Gaz-Surface, basé sur les bilans des échanges de masse et d'énergie à la surface du combustible, doit être mis en place dans le code de CFD de l'ONERA, CEDRE. Afin que l'écoulement simulé soit représentatif de la réalité, la modélisation numérique doit être validée expérimentalement.

## 1.5 Objectifs de la thèse

L'objectif de cette thèse est donc de développer une modélisation numérique pour la simulation de la balistique intérieure du moteur hybride comprenant un modèle d'interaction Gaz-Surface et de la valider expérimentalement à partir de la base de données disponible au Laboratoire de Propulsion Fusée. Puisque le débit de carburant produit à la surface du combustible détermine le comportement du moteur hybride, la phase de validation doit être réalisée par rapport aux distributions spatiales et temporelles de la vitesse de régression du combustible. Ainsi, des moyens numériques de traitement des données expérimentales doivent être développés pour restituer en espace et en temps la distribution de la vitesse de régression expérimentale du combustible.

Les objectifs de la thèse consistent donc en deux phases :

- établissement de la modélisation numérique de la balistique intérieure d'un moteur hybride :
  - choix des modèles numériques,
  - mise en place du modèle d'interaction Gaz-Surface dans CEDRE ;
- validation expérimentale de la modélisation numérique :
  - développement des outils de traitement des données expérimentales,
  - validation spatiale et temporelle de la modélisation numérique.

## 1.6 Démarche de la thèse

La base de données expérimentales choisie est constituée par la campagne d'essais d'un moteur hybride à injecteur catalytique utilisant le peroxyde d'hydrogène comme oxydant et le polyéthylène haute densité comme combustible. Grâce à l'injecteur catalytique, le mélange oxydant entrant dans la chambre est déjà gazeux simplifiant la modélisation en ne prenant en compte que la phase gazeuse. À partir de la base de données, les distributions spatiales et temporelles de la vitesse de régression du combustible sont extraites via des outils numériques de traitement spécialement développés (chapitre 3). La modélisation numérique est ensuite établie avec une description du modèle d'interaction Gaz-Surface mis en place dans CEDRE (chapitre 4). Une étude de sensibilité de la modélisation est effectuée afin de mieux comprendre les influences des paramètres et des modèles pour compléter la modélisation établie (chapitre 5). Cette dernière est alors éprouvée par un processus de validation vérifiant sa capacité à reproduire les distributions de la vitesse de régression du combustible en temps et en espace, la pression chambre et le rendement de combustion (chapitre 6).



# Chapitre 2

## État de l'art

Kuo *et* Houim[81] ont répertorié les principaux défis de la modélisation et de la simulation numérique des propulseurs hybrides nécessaires pour atteindre une compréhension complète des processus physico-chimiques. À partir de là, des modèles théoriques et des solutions numériques peuvent être établis afin de contribuer au dimensionnement du moteur hybride. Le progrès de la technologie hybride requiert une approche scientifique non seulement pour obtenir une représentation réaliste de l'écoulement, des transferts thermiques et de la combustion mais aussi pour parvenir à comprendre les fondements des processus physico-chimiques impliqués à cause de la complexité de la géométrie des systèmes de la propulsion hybride pouvant varier d'un concept à l'autre. Par exemple, l'ajout d'un diaphragme (Grosses *et al.*[64]), en créant des zones de recirculation, suffit à altérer le modèle d'écoulement utilisé classiquement dans les moteurs hybrides. Le principal défi de ces simulations numériques est de développer des méthodes de calcul efficaces pour les interactions turbulence-flamme-radiation-particules. La turbulence est particulièrement centrale dans ce couplage dans lequel plusieurs modèles ont été utilisés pour la simulation des propulseurs hybrides. Cependant, les interactions entre la couche limite turbulente et le soufflage pariétal engendré par la dégradation du combustible restent à caractériser.

### 2.1 Modélisation de l'écoulement

Dans la chambre de combustion d'un moteur hybride, l'écoulement réactif est couplé avec les modèles de turbulence, de rayonnement, d'atomisation et de vaporisation des gouttes pour une approche diphasique, des films liquides de carburant et de pyrolyse à la surface du combustible. De plus, la vitesse de régression ( $\approx 1 \text{ mm.s}^{-1}$ ) est beaucoup plus petite que la vitesse du fluide dans le canal (1 à  $100 \text{ m.s}^{-1}$ ) (Sankaran [129]). La solution quasi-stationnaire est donc suffisante pour représenter la vitesse de régression du combustible, l'efficacité de combustion et les effets d'échelle.

#### 2.1.1 Équations de la dynamique de l'écoulement

L'écoulement dans une chambre de combustion est gouverné par les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS), compressibles, couplées avec les équations de transport supplémentaires des espèces, de l'énergie cinétique des fluctuations et la dissipation turbulente. Le système d'équations en moyenne de Favre s'écrit donc :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial x_i} + \mathbf{H} \quad (2.1)$$

où :

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}\widehat{v}_j \\ \bar{\rho}\widehat{E} \\ \bar{\rho}\kappa \\ \bar{\rho}\omega \\ \bar{\rho}\widehat{y}_1 \\ \vdots \\ \bar{\rho}\widehat{y}_{N_{esp}} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\widehat{v}_i \\ \bar{\rho}\widehat{v}_i\widehat{v}_j + \bar{P}\delta_{ij} \\ (\bar{\rho}\widehat{E} + \bar{P})\widehat{v}_i \\ \bar{\rho}\widehat{v}_ik \\ \bar{\rho}\widehat{v}_i\omega \\ \bar{\rho}\widehat{v}_i\widehat{y}_1 \\ \vdots \\ \bar{\rho}\widehat{v}_i\widehat{y}_{N_{esp}} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{V}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\tau}_{ij} + R_{ij} \\ \bar{v}_j\bar{\tau}_{ij} + \bar{\lambda}\frac{\partial\widehat{T}}{\partial x_i} - \bar{v}_i''\bar{P} - \bar{\rho}\widehat{v}_i''E'' + \overline{\rho\sum_{q=1}^{N_{esp}} h_{se,q}D_{m,q}\frac{\partial y_q}{\partial x_i}} \\ (\mu + \mu_t\sigma_k)\frac{\partial k}{\partial x_i} \\ (\mu + \mu_t\sigma_\omega)\frac{\partial \omega}{\partial x_i} \\ \bar{\rho}D_{m,1}\frac{\partial\widehat{y}_1}{\partial x_i} - \bar{\rho}\widehat{v}_i''y_1'' \\ \vdots \\ \bar{\rho}D_{m,N_{esp}}\frac{\partial\widehat{y}_{N_{esp}}}{\partial x_i} - \bar{\rho}\widehat{v}_i''y_{N_{esp}}'' \end{pmatrix}; \quad (2.2)$$

Le tenseur de contrainte visqueuse s'écrit :

$$\forall (i, j) \in \{1, 2, 3\}^2, \quad \tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) \quad (2.3)$$

Le terme  $\mathbf{H}$  contient tous les termes sources associés à la combustion, la turbulence et le rayonnement.

## 2.1.2 Formulation multiphasique

Il existe deux approches :

- la formulation Eulérienne-Lagrangienne : les équations de la phase gazeuse sont résolues dans l'interprétation Eulérienne de l'écoulement alors que la phase liquide est décrite par l'approche Lagrangienne ;
- la formulation Eulérienne-Eulérienne : les deux phases sont entièrement décrites par la formulation eulérienne.

Dans le cadre de la thèse, l'écoulement diphasique n'est pas abordé car l'usage d'un catalyseur pour la décomposition du peroxyde d'hydrogène produit un mélange gazeux, introduit sous cette forme comme oxydant dans les simulations et, par conséquent, le fluide n'est que du gaz.

## 2.2 Modèles de combustion

Les équations de transport des espèces ont un terme source associé à la production et la disparition des espèces résultant des réactions chimiques.

### 2.2.1 Modèles de cinétique chimique

La cinétique chimique décrit la production et la consommation d'espèces chimiques lors d'une combustion en fonction du temps. Plusieurs réactions intermédiaires peuvent être utilisées pour décrire la combustion en introduisant des espèces supplémentaires et des radicaux. La libération de l'énergie s'effectue au niveau moléculaire. Ainsi, le taux de production/consommation ne dépend que du mélange et de la température à chaque nœud du maillage. De plus, la cinétique chimique peut modéliser les réactions inverses ce qui n'est pas pris en compte dans les modèles de combustion turbulente. Le terme source s'écrit donc :

$$\forall m \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad \dot{\Omega}_m = W_m \sum_{k=1}^{N_r} \dot{\Omega}_{m,k} \quad (2.4)$$

où :

$$\forall (m, k) \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket \times \llbracket 1, N_r \rrbracket, \quad \dot{\Omega}_{m,k} = (\nu_{m,k}'' - \nu_{m,k}') \left( \kappa_{d,k} \prod_{n=1}^{N_{esp}} C_n^{\nu_{n,k}'} - \kappa_{i,k} \prod_{n=1}^{N_{esp}} C_n^{\nu_{n,k}''} \right) \quad (2.5)$$

où la  $k^e$  réaction s'exprime par :

$$\sum_{m=1}^{N_{esp}} \nu'_{m,k} W_m = \sum_{m=1}^{N_{esp}} \nu''_{m,k} W_m \quad (2.6)$$

La concentration molaire de l'espèce  $m$ ,  $C_m$ , est définie par  $C_m = \frac{\rho y_m}{W_m}$ . Les mécanismes réactionnels sont fondés sur la loi semi-empirique d'Arrhenius[56] :

$$\forall m \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad \kappa_m = A_{k,m} T^{n_{k,m}} e^{-\frac{E_{k,m}}{T}} \quad (2.7)$$

Cependant, comme les interactions entre les espèces impliquées dans la combustion sont très complexes dans la réalité, le coût en calcul est aussi extrêmement élevé. Pour la simulation d'un moteur hybride, la complexité des modèles nécessaires à la représentation de l'écoulement rend le calcul déjà coûteux et par conséquent, un système simplifié de réactions permet de réduire ce coût. Bianchi *et al.*[17], Leccese *et al.*[91] et Messineo *et al.*[110] ont donc opté pour un mécanisme global à deux étapes de réaction, simplifié par Westbrook *et Dryer* [142]. Cependant, selon Bianchi *et al.*[13], ces mécanismes simplifiés n'incluent pas de radicaux et tendent alors à surestimer la température de flamme, particulièrement à basse pression. Kumar *et al.*[78] ont utilisé une réaction globale pour la combustion de 1,3-butadiène. À cause de la surestimation de l'énergie libérée dans l'écoulement, la chaleur de combustion a été ajustée pour correspondre à la valeur réelle. Cheng *et al.*[32] ont considéré deux approches pour la combustion. D'abord, un système global de réactions à deux étapes est utilisé avec les produits de réactions CO, H<sub>2</sub>O, et H<sub>2</sub> pour la première réaction et CO<sub>2</sub> pour la seconde. Pour le deuxième modèle, puisque les radicaux ne sont pas inclus dans le modèle précédent, une quantité arbitraire de H<sub>2</sub> inerte est introduite afin d'améliorer la prédiction de la température de flamme.

En revanche, Lai *et al.*[83] ont modélisé la cinétique chimique avec 28 réactions et 16 espèces pour la combustion du 1,3-butadiène avec N<sub>2</sub>O. Cai *et al.*[22] ont opté pour un mécanisme à deux étapes dont la première est globale et la seconde est détaillée avec 6 espèces et 10 réactions en comprenant un troisième corps.

## 2.2.2 Modèles de dissipation turbulente

### Modèle de Magnussen

Dans une flamme de diffusion turbulente, la combustion est principalement contrôlée par les phénomènes de diffusion. Ainsi, les effets des réactions, rapides par rapport à ces phénomènes, ne sont plus décrits par la cinétique chimique, mais sont contrôlés par la turbulence et le mélange. Magnussen *et Hjertager*[104] ont conçu un modèle semi empirique pour décrire l'interaction turbulence-chimie pour une combustion non-pré-mélangée. L'utilisation de cette approche requiert l'hypothèse d'une chimie rapide, c'est-à-dire que le temps du processus chimique est très faible comparé au temps caractéristique de l'évolution des structures aérodynamiques. Cette condition est respectée avec un nombre de Damköhler très grand devant l'unité. Relativement simple par rapport à la cinétique chimique qui doit considérer la complexité des interactions entre les réactions intermédiaires, seules deux constantes ( $A_0$  et  $B_0$ ) doivent être renseignées :

$$\forall (m, k) \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket \times \llbracket 1, N_r \rrbracket, \quad \dot{\Omega}_{m,k} = \nu'_{m,k} W_m A_0 \rho \frac{\epsilon}{k} \min \left( \min_{r \in \text{Reactif}} \left( \frac{y_r}{\nu'_{m,k} W_r} \right), B_0 \frac{\sum_{p \in \text{Produit}} y_p}{\sum_{j=1}^{N_{esp}} \nu_{j,k} W_j} \right) \quad (2.8)$$

Généralement, une bonne représentation de la flamme peut être obtenue en considérant une réaction globale simple avec  $A_0 = 4$  et  $B_0 = 0.5$ . Cependant, pour la prise en compte d'un système de réactions plus complexe, ces coefficients doivent être évalués expérimentalement.

Le modèle de turbulence, dénommé «Eddy dissipation model», est très utilisé pour la simulation de la balistique intérieure d'un moteur hybride puisque le processus de combustion est structuré par une flamme de diffusion. Cependant, pour la plupart des études, une seule réaction est utilisée. Grâce au modèle EDM, Lazzarin *et al.*[85, 87, 88, 89], Bellomo *et al.*[7], Faenza *et al.*[51], Paccagnella *et al.*[119], Zhang *et al.*[151] ont, en particulier, développé un système de réactions à une seule étape avec une grande quantité de produits de réactions puisque le modèle de combustion turbulente permet de s'affranchir des réactions intermédiaires par lesquelles les réactifs et produits interagissent. Parce que la chimie est supposée rapide, la sélection des produits de réactions provient de l'analyse de la combustion à l'équilibre avec un logiciel de thermochimie tel que NASA CEA où le choix s'effectue pour une fraction massique d'un produit de réactions supérieure à  $10^{-3}$ [7]. Selon

Lazzarin *et al.*[88], une grande quantité de produits de réactions est nécessaire car, plus le nombre d'espèces augmente, plus les simulations sont proches de la réalité. Si cette quantité est trop faible, la température de flamme peut devenir très élevée faussant la représentation aérothermique de l'écoulement. Ainsi, avec l'utilisation du modèle EDM, en plus de prendre en compte l'interaction turbulence-chimie, la température de flamme obtenue est proche de la réalité grâce à la prise en compte d'une grande quantité d'espèces avec un coût de calcul raisonnable puisque le système de réactions n'est pas nécessaire. Tian *et al.*[138] et Li *et al.*[102] ont utilisé le modèle EDM avec un système de réactions à deux étapes pour la combustion globale du 1,3-butadiène. Cependant, le modèle EDM est limité aux réactions monophasiques (Lazzarin *et al.*[88]). Afin de contourner cette limitation liée à la combustion de particules d'aluminium, Sun *et al.*[136] ont considéré que l'alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$  liquide, produit de réactions majoritaire, se présente sous la forme d'un nuage de particules microscopiques se comportant comme un gaz possédant une diffusivité faible.

### Autres approches de combustion turbulente

Pour simuler la combustion du 1,3-butadiène dans des régions du domaine fluide où les effets de la turbulence sur les réactions chimiques ne sont pas prédominants, Farbar *et al.*[52] et Shan *et al.*[131] ont utilisé une modélisation combinant le modèle de dissipation de Magnussen avec la cinétique chimique. Le système de réactions utilisé est à deux étapes. Le taux de réaction est calculé séparément et un choix de modèle est effectué pour chaque nœud du maillage. Dans la modélisation de Shan *et al.*[131] et de Farbar *et al.*[52], le minimum entre le taux de réaction par la cinétique chimique et le taux de réaction par la dissipation turbulente est choisi :

$$\forall(m, k) \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket \times \llbracket 1, N_r \rrbracket, \quad \dot{\Omega}_{m,k} = \min(\dot{\Omega}_{m,k}^{CIN}, \dot{\Omega}_{m,k}^{EDM}) \quad (2.9)$$

Néanmoins, pour le système modélisé dans l'étude de Farbar *et al.*[52], les résultats numériques ont montré que le taux de réaction donné par le modèle de dissipation turbulente est le taux limitant.

Outre le modèle de dissipation de Magnussen, le modèle de rupture turbulente (EBU) de Spalding n'a été utilisé que par Hu *et al.*[71] bien que cette approche ait été conçue pour la combustion pré-mélangée.

### 2.2.3 Modèles de combustion stochastique

Pour simuler la balistique intérieure d'un moteur hybride en régime transitoire, Di Martino *et al.*[43] ont employé un modèle, pour la combustion non pré-mélangée de l'oxygène avec l'éthylène, basé sur une fonction de densité de probabilité couplée avec l'équilibre chimique[133]. Les réactions chimiques, comme pour le modèle de dissipation turbulente, doivent être très rapides c'est-à-dire avec un nombre de Damköhler très grand. La combustion est ainsi simplifiée aux problèmes de mélange et les difficultés associées à la non-linéarité des taux de réaction sont évitées. La forme de la fonction de densité de probabilité est une fonction  $\beta$  du taux de mélange moyen[67]. Une fois les réactifs mélangés, la fraction de mélange à l'instant  $t$  et à un point du domaine du fluide est utilisée pour calculer les valeurs instantanées des fractions molaires, de la densité et de la température à partir de simples calculs thermochimiques par la minimisation de l'enthalpie libre. Novozhilov *et al.*[116] ont utilisé un modèle basé sur une fonction de densité de probabilité  $Prob_\zeta$  pour les échelles des sous-maillages :

$$Prob_\zeta(\zeta, \vec{x}, t) = \frac{\zeta^{\alpha_{st}-1} (1-\zeta)^{\beta_{st}-1}}{\int_0^1 s^{\alpha_{st}-1} (1-s)^{\beta_{st}-1} ds} \quad (2.10)$$

où les exposants  $\alpha_{st}$  et  $\beta_{st}$  s'expriment par les relations :

$$\alpha_{st} = \bar{\zeta} \left[ \frac{\bar{\zeta}(1-\bar{\zeta})}{Var(\zeta)} - 1 \right], \quad \beta_{st} = \frac{(1-\bar{\zeta})\alpha_{st}}{\bar{\zeta}} \quad \text{et} \quad Var(\zeta) = C_{\zeta,\nu} \Delta_c^2 \left[ \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_k} \right] \quad (2.11)$$

où  $C_{\zeta,\nu} \approx 0.2$ .

### 2.2.4 Modèles de réacteur

Les modèles de réacteur sont les formes les plus simples des systèmes de réactions. Un volume de contrôle extensif est considéré dans lequel toutes les variables d'état sont distribuées de manière homogène. Le système est généralement instationnaire se traduisant par une dépendance temporelle des variables d'état. En particulier,

les changements d'état en régime transitoire dus aux réactions chimiques sont possibles. Néanmoins, l'équilibre thermodynamique est supposé pour tout instant. Les modèles de réacteur utilisent une approche hors équilibre chimique à taux de réaction fini.

### Réacteur avec mélange parfait (PSR)

Lorsque le mélange est supposé parfait dans le réacteur, le taux moyen de consommation ou de production d'une espèce est décrit entièrement par la cinétique chimique. Bianchi *et al.*[15, 17, 13, 14] ont utilisé cette approche pour décrire les réactions chimiques dans un moteur hybride. Cependant, le réacteur décrit *de facto* un modèle de cinétique basé sur la chimie à taux de réaction fini, valable pour les écoulements laminaires. L'interaction turbulence-chimie n'est donc pas prise en compte. Les mécanismes réactionnels décrivent l'interaction très complexe entre plusieurs dizaines d'espèces intervenant dans plusieurs centaines de réactions intermédiaires, typiques de la combustion d'hydrocarbures tels que le 1,3-butadiène ou l'éthylène. Afin de réduire le coût de calcul à un niveau acceptable, le système est très souvent réduit à des approches globales à 6-10 réactions voire 2 étapes intermédiaires. Cependant, cette approche ne permet pas d'inclure les radicaux, entraînant une surestimation de la température de flamme, particulièrement à basse pression. Mazetti *et al.*[108] ont aussi présenté un modèle de réacteur parfait basé sur 6 réactions et 9 espèces à partir des données obtenues par Jones *et Lindstedt*[74].

### Réacteur avec mélange partiel (PaSR)

Afin de prendre en compte l'interaction turbulence-réaction chimique, Coronetti *et al.*[37] ont modélisé le terme source de production et de consommation par un réacteur à mélange partiel. La prise en compte de cette interaction s'effectue par un facteur multiplicatif  $K_a$  au taux de réaction obtenu par la cinétique chimique :

$$\dot{\Omega}_k^{PaSR} = K_a \dot{\Omega}_k^{CIN} \quad (2.12)$$

Golovitchev *et al.*[62, 61] ont exprimé ce facteur en fonction des temps caractéristiques de la chimie  $t_c$  et du mélange  $t_{mix}$  :

$$K_a = \frac{t_c}{t_c + t_{mix}} \quad (2.13)$$

La négligence du temps de mélange par rapport au temps chimique traduisant un mélange parfait, conduit à un facteur  $K_a = 1$ , permettant de retrouver le taux de réaction du cas d'un réacteur à mélange parfait. Le temps de mélange  $t_{mix}$  est évalué soit par les propriétés scalaires turbulentes, soit par les propriétés inertielles de la turbulence :

$$t_{mix} = 0.03 \frac{k}{\epsilon} \quad (2.14)$$

Pour le temps chimique, Golovitchev *et al.* l'ont écrit sous la forme :

$$t_c = \frac{N_k \sum_{m=1}^{N_{esp}} C_{M,m}}{\sum_{j=1}^{N_k} \sum_{l=1}^{N_{esp}} \nu_{l,j} \dot{\Omega}_j^{CIN}} \quad (2.15)$$

Cependant, cette formulation favorise les réactions les plus rapides qui présentent des temps chimiques les plus courts. Or pour un système de réactions ayant plusieurs réactions intermédiaires, le temps chimique limitant est celui de la réaction la plus lente. Ainsi, Coronetti *et al.* ont modifié le code source de OpenFoam en altérant l'équation (2.15) :

$$t_c = N_k \sum_{j=1}^{N_k} \sum_{l=1}^{N_{esp}} \frac{C_{M,l}}{\nu_{l,j} \dot{\Omega}_j^{CIN}} \quad (2.16)$$

Mazetti *et al.*[108] ont aussi opté pour ce modèle qui surmonte l'approche simplifiée donnée par une chimie dans un écoulement pseudo-laminaire en considérant que seul le volume partiel de chaque cellule du calcul est affecté par la présence de la zone de réaction chimique. Le temps de mélange est exprimé en fonction du taux de dissipation spécifique  $\omega$  dans un écoulement où les équations de la turbulence sont fermées par le modèle  $k-\omega$  :

$$t_{mix} = \frac{1}{C_\mu \omega} \quad (2.17)$$

Pour des configurations non conventionnelles, le temps de résidence des espèces  $t_{res}$  dans la zone de flamme peut influencer le taux de réaction. Ainsi, Glowacki *et al.*[60] ont alors exprimé le facteur  $K_a$  par la relation :

$$K_a = \frac{t_c + t_{res}}{t_c + t_{res} + t_{mix}} \quad (2.18)$$

### Réacteur avec bon mélange (WSR) :

Pour la modélisation de la balistique intérieure d'un moteur hybride GOX/PBHT, DeLucas *et al.*[40] et Gariani *et al.*[55, 56] ont utilisé un réacteur à bon mélange qui se caractérise par l'utilisation d'une réaction à une seule étape dans un mélange pauvre en carburant.

### 2.2.5 Approche «flammelettes»

Le modèle cinétique pour la simulation des moteurs hybrides est limité par son incapacité à décrire l'interaction turbulence-chimie et à réaliser un calcul bon marché avec un modèle détaillé de la réaction de combustion. Ces contraintes conduisent Bianchi *et al.*[13] à considérer un modèle de combustion basé sur l'approche «flammelettes». Un élément de petite flamme incorporé dans l'écoulement turbulent possède la structure d'une flamme laminaire. Ainsi, si la zone de réaction est considérée comme petite par rapport aux échelles de l'écoulement turbulent ( $Da \gg 1$ ), alors la structure des «flammelettes» pour les flammes laminaires peut être considérée comme la même pour un élément turbulent. Par conséquent, la structure interne de la flamme peut être traitée séparément de la simulation de l'écoulement turbulent. L'approche basée sur les «flammelettes» pour la modélisation de la combustion présente deux principaux avantages : d'abord, les modèles de chimie détaillés comprenant plusieurs dizaines d'espèces et des centaines de réactions peuvent être envisagés sans que le coût du calcul en soit affecté et, deuxièmement, la fermeture du modèle de combustion turbulente est réalisée. Cette réduction du calcul est réalisée grâce à la constitution d'une table de type «look-up» permettant d'associer directement les données d'entrée et de sortie. Motoe *et al.*[113] ont choisi l'approche avec «flammelettes» pour le calcul de l'écoulement réactif avec 53 espèces chimiques et 325 réactions élémentaires. Le calcul de la combustion s'effectue par une table de «flammelettes» utilisant la fraction de mélange  $\xi$  et le taux d'étirement de la flamme  $\chi$  évalué par la relation :

$$\chi = 2(D_m + D_{m,t}) \left( \frac{\partial \xi}{\partial x_i} \right)^2 \quad (2.19)$$

À partir de la table de «flammelettes», la fraction massique de chaque espèce et les coefficients de transport du mélange gazeux sont obtenus. Ensuite, la température et la pression sont calculées à partir des densités d'énergie et des espèces chimiques, permettant de coupler avec l'effet de la combustion dans le domaine fluide. En répétant cette opération sur une base de temps, l'écoulement réactif est calculé.

### 2.2.6 Conclusion

À cause de la nature diffusive de la flamme, les modèles de combustion turbulente tels que le modèle EDM de Magnussen sont très utilisés pour la simulation des moteurs hybrides. Néanmoins, la représentation de la combustion est limitée par l'approche semi-empirique et par l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide. Par conséquent, des approches combinant la cinétique chimique et les effets de la turbulence ont été développées telles que les modèles de réacteurs ou par un système de choix entre les modèles cinétique et EDM. La cinétique chimique, pourtant capable de prendre en compte la complexité des systèmes de réactions chimiques et de modéliser les réactions inverses, est très coûteuse en temps de calcul alors que la modélisation pour la simulation numérique des moteurs hybrides est déjà hautement multi-physique. De surcroît, le modèle de cinétique chimique pris seul ne peut pas rendre compte de l'interaction chimie-turbulence. Pour saisir plus finement le processus de combustion, deux voies ont été empruntées. La première est l'adoption du modèle de turbulence LES qui permet l'utilisation d'un modèle de combustion stochastique. Cette approche, utilisée pour la simulation instationnaire, est néanmoins contrainte par l'hypothèse de la chimie infiniment rapide. L'autre voie est l'approche par «flammelettes» qui considère l'interaction chimie-turbulence tout en préservant l'utilisation d'un grand nombre de réactions et d'espèces réactives. Pour réduire le temps de calcul, des tableaux de données doivent néanmoins être constitués.

De tous ces modèles, peu d'études comparatives ont été effectuées. Néanmoins, Bellomo *et al.*[11] et Farbar *et al.*[52] ont comparé le modèle de cinétique chimique et le modèle EDM. Le taux de réaction du modèle EDM



s'avère être limitant par rapport au cas cinétique. Bianchi *et al.*[13] ont comparé les cas utilisant un modèle de cinétique à deux étapes de réaction et le modèle de «flammelettes». Avec ce dernier modèle, la température de flamme est plus basse que dans le cas cinétique. Des différences ont aussi été observées pour les profils des fractions massiques du CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O. Ces observations montrent une amélioration potentielle de la modélisation du processus de combustion avec le modèle de «flammelettes». Le choix du modèle de combustion reste donc difficile à cause du compromis entre le coût de calcul engendré, la finesse de la représentation et les diverses implications sur les autres modèles de la modélisation numérique de l'écoulement.

## 2.3 Modèles d'Interaction Gaz-Surface (IGS) et de la pyrolyse

L'introduction du carburant est effectuée, dans un moteur hybride, par la dégradation du combustible solide. En particulier, la quantité injectée dans l'écoulement réactif est primordiale pour l'évaluation des performances. En effet, en fonction du débit de carburant, la flamme de diffusion sera modifiée pouvant entraîner un changement en température totale et en pression chambre. Ces deux dernières conditions et le rapport de mélange contrôlent les performances telles que la poussée, l'impulsion spécifique et l'efficacité de combustion. En outre, parce que le combustible se dégrade au cours du temps, le diamètre de la section du canal augmente entraînant une baisse du flux de masse total à travers cette section et une augmentation de la surface de décomposition. Ces deux tendances agissent de manière contradictoire : en effet, la baisse du flux de masse total implique une diminution de la vitesse de régression et, par conséquent, du flux de masse de carburant injecté dans l'écoulement. D'autre part, la surface de décomposition augmente entraînant, en fixant le flux de masse de carburant, une augmentation du débit de carburant. Ces deux tendances ne se compensent généralement pas et entraînent une déviation du rapport de mélange par rapport à la valeur optimale des performances. Ainsi, lors d'un essai hybride, pour un dimensionnement optimal, les performances se dégradent au cours du temps. Une estimation correcte du débit de carburant injecté dans l'écoulement est donc fondamentale pour restituer ou prédire les performances propulsives et l'efficacité de combustion.

Une première approche consiste donc de fixer le débit de carburant à la surface du combustible obtenu à partir des données d'essais déjà réalisés. Bellomo *et al.*[11, 9, 10], Messineo *et al.*[111] et Mazzetti *et al.*[108] n'ont pas utilisé le modèle IGS (Interaction Gaz-Surface) pour analyser les instabilités hydrodynamiques et montrer l'amélioration du rendement de combustion et des performances. Le débit de carburant et la température à la paroi ont donc été imposés fixant le rapport de mélange. Cette condition limite permet de préserver la simplicité de l'ensemble du calcul et d'éviter le couplage entre les différents modèles afin de limiter les biais lors de l'analyse des résultats. En outre, dans le cadre du projet CISAS «G. Colombo» qui a pour objectif de développer un nouveau code CFD pour la simulation instationnaire de moteur hybride, Lazzarin *et al.*[87] ont modélisé la régression du combustible en imposant la relation empirique  $v_{reg}=aG^n$  où la vitesse de régression dépend du flux de masse d'oxydant. Les coefficients  $a$  et  $n$  sont déterminés expérimentalement par les essais effectués par Nammo et valent respectivement 0.08 et 0.68. La température de la surface du combustible est fixée à 960 K.

Plus physiquement, la dégradation du combustible solide est régie par les transferts thermiques à travers la surface de décomposition sur laquelle la quantité dégradée dépend du surplus d'énergie apporté par ces échanges thermiques. Ensuite, par la conservation de la masse, les produits de la décomposition généralement gazeux sont injectés dans l'écoulement transportant une partie de l'énergie donnée. Le bilan des échanges d'énergie sur l'interface gaz-surface considère les transferts thermiques par convection, diffusion et rayonnement du côté gaz, et les transferts thermiques par conduction et par un terme décrivant l'énergie requise à la pyrolyse du combustible du côté solide.

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w^+} - \Phi_{rad}^{net} + \rho v_w h_w - \sum_{i=1}^{N_{esp}} \rho D_{m,i} \left. \frac{\partial y_i}{\partial \eta} \right|_{w^+} h_{w,i} = -\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w^-} - \rho_s v_{reg} h_s \quad (2.20)$$

Au chapitre 4, une description plus détaillée du modèle IGS est effectuée. Cependant, bien que, grâce au modèle IGS, le calcul du débit de carburant à la surface du combustible soit fondé physiquement sur les transferts thermiques issus de la flamme, certains auteurs ont rapporté des écarts de vitesse de régression importants. Lazzarin *et al.*[86] ont, dans le cas où le flux de masse de carburant est imposé, observé que les erreurs en pression de chambre et en vitesse caractéristique sont inférieures à 8 %. Dans le cas avec le modèle IGS, ces écarts restent très similaires. En revanche, la vitesse de régression diffère nettement de la valeur moyenne expérimentale en considérant le modèle IGS. En particulier, les écarts atteignent 50 % de sous-estimation de vitesse de régression

pour le cas PBHT et 30 % pour le cas PEHD. Ces différences peuvent être partiellement justifiées par le manque de prise en compte du flux thermique radiatif dans le bilan des échanges d'énergie. D'après Bianchi *et al.*[14], lorsque le flux de masse de carburant est imposé à la surface du combustible, le modèle est capable de reproduire la pression chambre avec une erreur comprise entre -8 % et +4 %. En revanche, lorsque le taux de régression est déterminé par le modèle IGS, la vitesse de régression est sous-estimée de 31 à 47 % alors que la pression chambre est sous-estimée de 13 à 25 %. Malgré une nette amélioration de la représentation de la pression chambre et de la vitesse de régression en ajoutant le terme radiatif par la méthode des ordonnées discrètes, les erreurs restent à  $\pm 15$  % pour la vitesse de régression du combustible et la pression de la chambre.

Généralement, la pyrolyse est une dégradation thermique d'un combustible tel que les polymères et les compositions organiques. Dépendant de la température, le taux de pyrolyse est décrit, en première approximation, par une loi d'Arrhenius :

$$\rho_s v_{reg} = A_d \exp\left(-\frac{E_a}{RT_w}\right) \quad (2.21)$$

Cette loi est intégrée dans les bilans des échanges d'énergie et de masse à la surface du combustible formant un système d'équations dont la variable est un vecteur regroupant la température et la fraction massique de chaque espèce présente à la surface du combustible. Avec la détermination de la température, via la loi d'Arrhenius, le flux de masse de carburant injecté dans l'écoulement est obtenu.

Pour un combustible liquéfiable, le processus de dégradation s'effectue par la liquéfaction du combustible solide formant une phase liquide qui est ensuite atomisée par l'écoulement central et évaporée par la chaleur reçue de la flamme (Karabeyoglu *et al.*[75, 76]). Le flux de masse de carburant ne peut donc pas être décrit par une loi d'Arrhenius. Leccese *et al.*[94, 92] ont reformulé le bilan des échanges d'énergie pour décrire la liquéfaction du combustible :

$$\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w^+} = G_{fuel} \Delta H_{fus} + G_{fuel} C_p (T_w - T_{i,s}) \quad \text{avec} \quad \Delta H_{fus} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} \frac{\dot{\omega}_i}{G_{fuel}} h_{w,i} - h_s \quad (2.22)$$

L'enthalpie  $\Delta H_{fus}$  est en réalité l'enthalpie de fusion c'est-à-dire l'énergie à apporter pour liquéfier 1 kg du combustible. Lors du phénomène de fusion, cette énergie est constante et la température de fusion, à l'interface liquide-solide est fixée. Par conséquent, le gradient de température connu, le flux de masse de carburant est donc calculé directement par le bilan des échanges d'énergie. Puisque la liquéfaction est mono-espèce, seule la phase liquide du combustible fournit l'unique terme source pour le calcul de la distribution des espèces à l'interface par les bilans des échanges de masse pour chaque espèce.

Selon Leccese *et al.*[92], la pression critique (4-8 bar) et la température critique (800-950 K) des alcanes normaux (nombre de carbones entre 25 et 45) sont très inférieures respectivement à la pression et à la température de la chambre usuellement envisagées dans un moteur hybride. Cette situation permet de supposer que la paraffine liquéfiée injectée depuis l'interface liquide-solide est en régime supercritique. Ce phénomène se traduit par la disparition de la tension de surface et de l'interface liquide-gaz pour l'atomisation. Dans ces conditions, la paraffine liquide peut être considérée comme un fluide dense avec des propriétés thermophysiques de l'état liquide mais en suivant la loi des gaz parfaits. Cette approximation peut être considérée comme bonne en dessous de la température critique lorsque le fluide se comporte comme un liquide. Ainsi, la diffusion turbulente et la convection agissent de la même manière que pour les autres espèces constituant le mélange gazeux. Les différences entre le calcul numérique et les données d'essais sont comprises entre -11.6 et -18.6 % en pression et de -20.4 à +8 % en vitesse de régression.

À propos du PBHT, bien que de nombreux auteurs considèrent la pyrolyse comme une réaction de décomposition du solide en gaz, une phase fondue peut être considérée pour calculer le flux thermique à l'interface Gaz-Surface. Ainsi, pour prendre en compte le changement de phase lors de la décomposition du PBHT, Shan *et al.*[131] ont calculé le flux thermique de convection à partir de la théorie des écoulements diphasiques :

$$\Phi_{conv} = \frac{Nu_w \lambda_w (T_g - T_w) \ln(1 + B_w)}{\eta_p B_w} \quad (2.23)$$

Les écarts entre les données expérimentales et les simulations numériques sont de 11.1 % pour le rapport de mélange et de 12.2 % pour la vitesse de régression. Comme observé expérimentalement, les simulations numé-

riques montrent un rendement de combustion bas.

Selon Di Martino *et al.*[42], un traitement spécifique de la condition limite associée aux fractions massiques est nécessaire car, à cause des faibles taux de régression du combustible dans les moteurs hybrides, la convection normale du carburant à la surface du combustible est relativement faible comparée à la convection des gaz dans les cellules jouxtant la frontière. De plus, la différence entre les compositions de la surface du combustible et de la première cellule crée un fort gradient des espèces à la surface. En effet, en considérant une seule espèce à la surface, le surplus en carburant peut affecter le rapport de mélange et altérer la pression de la chambre et la vitesse d'éjection des gaz. Afin de corriger ce problème, une équation supplémentaire décrivant la conservation de la fraction massique moyenne du mélange est considérée.

### 2.3.1 Conclusion

Pour une représentation réaliste de la vitesse de régression dans une simulation numérique, le modèle IGS est incontournable bien que les écarts avec les données expérimentales soient importants. Grâce à l'approche fondamentalement physique du modèle, les différences ne peuvent s'expliquer que par le manque de prise en compte de phénomènes présents dans l'écoulement tels que le rayonnement. Le modèle IGS a été aussi décliné pour décrire la dégradation de combustible liquéfiable.

## 2.4 Modèles de rayonnement

D'après des études expérimentales effectuées à l'Université de Pennsylvanie([36, 34]) et au JPL[135] sur des moteurs hybrides, le rayonnement thermique peut devenir une importante contribution au bilan des échanges d'énergie à la surface du combustible surtout à de faibles flux de masse. Cette contribution peut s'élever de 10 à 30 % du flux thermique total passant à travers la surface du combustible. Un modèle décrivant les effets du rayonnement est donc nécessaire pour une prédiction précise de la régression du combustible.

Pour un milieu optiquement mince, la phase gazeuse peut être considérée comme un milieu purement émetteur :

$$\Phi_{rad} = \sum_{i,j} 4\sigma kabs_{ij} T_{ij}^4 V_{ij} F_{ij \rightarrow k} \quad (2.24)$$

À la limite du milieu optiquement épais, le flux thermique radiatif peut s'écrire selon l'approximation diffusive[132] :

$$\Phi_{rad, \acute{e}pais} = \lambda_{Rad} \frac{\partial T}{\partial \eta} \quad (2.25)$$

où  $\lambda_{Rad} = (4/3)\pi c T^3 / k_B$ . Le milieu est optiquement épais dans certaines régions du domaine fluide alors qu'il est optiquement mince ailleurs. Dans ce modèle, le coefficient d'absorption est indépendant de la température et de la longueur d'onde du rayonnement.

Selon la littérature, plusieurs approches ont été utilisées pour la modélisation du rayonnement. Dans la plupart des études sur vitesse de régression du combustible dans les moteurs hybrides, les effets du rayonnement sont négligés ([144, 13, 17, 43, 103, 131]) en supposant que ce phénomène n'est important que dans le cas de combustibles métallisés. Cependant, Chiaverini *et al.*[35] ont montré que pour des flux de masse d'oxydant relativement faibles, le rayonnement peut affecter notablement le taux de régression du combustible solide bien que l'importance de cet effet soit particulièrement controversée dans la littérature. Bianchi *et al.*[14] ont négligé le rayonnement lors de l'étude de la régression du PBHT pour plusieurs valeurs de flux de masse d'oxydant ( $40 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) et ont observé que le taux de régression est systématiquement sous-estimé, particulièrement pour les cas à flux de masse d'oxydant les plus faibles où l'erreur peut atteindre 35 %. Ils ont observé des tendances similaires dans l'étude des moteurs hybrides GOX/PEHD. En considérant les combustibles PBHT et PEHD, Faenza *et al.*[51] ont observé une sous-estimation des taux de régression du combustible. Les écarts sont plus prononcés pour le cas PBHT que pour le cas PEHD à cause de l'effet des particules de suies sur le flux thermique radiatif qui devient important comparé à celui de la convection.

Plusieurs études, telles que celles menées par Whitmore *et al.*[143], ont utilisé la loi de Stefan-Boltzmann pour exprimer le flux thermique radiatif :

$$\Phi_{rad}^{net} = \sigma (\epsilon_g T_{flamme}^4 - \alpha_r T_w^4) \quad (2.26)$$

Ce terme radiatif est donc introduit dans le bilan des échanges d'énergie de l'interface gaz-solide. Ce modèle peut être amélioré en utilisant la précédente corrélation établie par Estey *et al.*[50]. Pour prendre en compte l'effet des suies sur le flux thermique radiatif à la surface du combustible, la corrélation établie par Strand *et al.*[135] peut être utilisée. En outre, Cheng *et al.*[32] ont aussi remarqué la prédominance du flux thermique radiatif sur le flux thermique total dans son étude avec le PBHT. Ils ont observé que la majeure partie du flux thermique est fournie par le rayonnement, ce qui est contradictoire aux tendances suivies par les corrélations selon lesquelles la vitesse de régression est proportionnelle au flux de masse d'oxydant à l'exposant 0.8. Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés avec ceux obtenus par simulations numériques en prenant en compte la turbulence, les réactions chimiques et le rayonnement. Le modèle de radiation proposé est de type corps gris avec une émissivité de 0.55. Ils ont introduit un taux de soufflage pour équilibrer les contributions thermiques par convection et par rayonnement à la paroi envers le flux thermique adverse issu de la pyrolyse. Cependant, le rayonnement est grossièrement estimé par cette méthode. Malheureusement, les résultats expérimentaux et le modèle de radiation utilisé ne sont pas suffisamment étayés afin de valider cette approche pour des applications plus générales.

Bianchi *et al.*[14] ont comparé deux simulations numériques, l'une sans modèle de rayonnement et l'autre avec la méthode de transfert discret (MTD) avec une émissivité de paroi égale à 0.85. Cette méthode met en jeu le tracé des rayons lumineux représentatifs allant d'une surface à une autre, à travers le domaine considéré. La distribution de l'intensité radiative le long de chaque rayon est calculée en résolvant l'équation de transfert radiatif (ETR) discrétisée. Ainsi, les écarts entre les simulations numériques et les données expérimentales sont plus faibles passant de 40 à seulement 15 % en vitesse de régression du combustible. Bianchi *et al.*[14] ont numériquement remarqué une forte influence du rayonnement pour les configurations à bas flux de masse d'oxydant correspondant aux observations expérimentales de Chiaverini [35]. Leccese *et al.*[91, 90, 94] et Glowacki *et al.*[60] ont utilisé la MTD pour prendre en compte le flux thermique radiatif sur la surface du combustible. D'ailleurs, le flux thermique radiatif expérimental a été obtenu grâce aux mesures par spectroscopie en intégrant sur tout le spectre d'émission. Cependant, les résultats de Leccese *et al.* ont montré des différences probablement dues au manque de prise en compte de l'influence des suies. Dans une autre étude sur le PBHT[93], une forte dépendance du flux thermique radiatif à la pression et au diamètre du canal du combustible a été observée, prédite par Whitmore *et al.*[143]. Leccese *et al.*[93] ont mis en place un modèle de transfert thermique radiatif sans suie même si la prise en compte de ladite suie est envisagée pour les investigations futures.

Kim *et al.*[77] sont les premiers à introduire un modèle radiatif de suie pour les simulations numériques de moteur hybride. L'impact des suies sur le rayonnement est décrit par la fraction massique de suies :

$$y_{suie} = \frac{\rho_{suie}\psi_{suie}}{\rho} \quad (2.27)$$

Une équation de transport de masse de suies introduit un terme source qui décrit la production de particules de suie et l'oxydation de ces particules. La distribution des suies est supposée mono-disperse avec des particules ayant un diamètre équivalent  $D_{suie}$  égal à  $3 \times 10^{-8}$  m. Dans ce modèle, la suie est produite selon la loi d'Arrhenius et la masse de carburant :

$$\frac{dM_{suie}^{net}}{dt} = \frac{dM_{suie}^{formée}}{dt} - \frac{dM_{suie}^{oxydée}}{dt} = A_{suie} P^{0.5} e^{-\frac{E_{a,suie}}{RT}} M_{fuel} - \frac{6W_{carbone}}{\rho_{suie} D_{suie}} M_{suie} \dot{\Omega}_{ox} \quad (2.28)$$

La méthode des volumes finis (MVF) est utilisée pour résoudre l'équation de transfert radiatif (ETR) qui est intégrée dans un volume de contrôle. Kim *et al.*[77] ont observé que la distribution des suies dépend fortement du rapport de mélange local et de la température de la chambre de combustion. Les simulations ont montré que le flux thermique radiatif représente 60 % du flux thermique total hormis proche de l'injecteur où les températures sont plus basses et le flux thermique convectif prévaut. Bien que la solution suive fidèlement la solution exacte fournie par Dua *et al.*[45], aucune comparaison avec les données expérimentales n'a été rapportée laissant donc le modèle invalidé.

Gariani *et al.*[56] et Coronetti *et al.*[37] ont, de leur côté, utilisé la méthode P-1 pour traiter le rayonnement dans un écoulement gazeux comme une approximation de la méthode P-N qui utilise des approximations harmoniques pour calculer le flux thermique radiatif incident  $F_{rad}$ . L'équation de diffusion s'écrit alors :

$$\nabla \cdot (\Gamma \nabla F_{rad}) - \alpha_r F_{rad} + 4\alpha_r \sigma T^4 = 0 \quad (2.29)$$

Cette équation est résolue avec la condition limite de Marshak[132].  $\Gamma$  est une constante dépendant de l'absorptivité et de la diffusion. Le flux thermique radiatif s'écrit alors :

$$\Phi_{rad}^{net} = \alpha_r (F_{rad} - \sigma T^4) \quad (2.30)$$

Cependant, aucune discussion n'apparaît à propos des effets de cette méthode afin d'évaluer sa pertinence sur la représentation de la vitesse de régression du combustible.

### 2.4.1 Conclusion

La plupart des études négligent la contribution du rayonnement à la régression du combustible. Néanmoins, parmi les auteurs considérant le transfert thermique radiatif, trois types de modèle sont considérés. La première approche est le modèle empirique associée à la loi de Stefan-Boltzmann. La seconde considère la méthode des ordonnées discrètes et le troisième modèle utilisé est la méthode P-1. La méthode des ordonnées discrètes est la méthode la plus précise utilisée dans la littérature du moteur hybride. Cependant, cette méthode nécessite de nombreuses hypothèses sur la modélisation et la nature du milieu. Durand *et al.*[47] ont proposé une nouvelle approche basée sur la méthode de Monte Carlo mise en place dans le solveur ASTRE.

L'intérêt de cette méthode est de réduire le nombre d'hypothèses liées à la géométrie et au milieu tout en gardant une bonne précision du résultat. De plus, dans ASTRE, le nombre de rayons à calculer peut être diminué en ciblant une seule condition limite. Ainsi le coût du calcul est sensiblement réduit.

## 2.5 Modèles de la turbulence

Le phénomène de turbulence est fondamental pour la compréhension du processus de combustion caractéristique du moteur hybride. En effet, les performances et l'efficacité de combustion dépendent de la qualité du mélange qui est améliorée par la diffusion turbulente. De plus, le combustible reçoit un apport beaucoup plus important en énergie issue de la flamme de diffusion grâce au transport turbulent vers la zone proche paroi. Une représentation correcte et précise de la turbulence dans la chambre du moteur hybride est primordiale pour prédire les performances. Les améliorations et les innovations qui influencent la structure de l'écoulement et les phénomènes de transport peuvent par conséquent être étudiées plus fondamentalement pour comprendre les altérations de la qualité du mélange et l'intensité de la dégradation du combustible. Le calcul numérique CFD des chambres de combustion des moteurs hybrides, pour être exploitable, nécessite donc une modélisation de la turbulence adaptée.

### 2.5.1 Modèles k- $\epsilon$

Le modèle de fermeture k- $\epsilon$  est la première approche de la modélisation de la turbulence pour la simulation du moteur hybride (Cheng *et al.*[32]). Cette modélisation a été surtout utilisée pour obtenir une première représentation de l'écoulement dans une chambre de combustion hybride, prédire la vitesse de régression du combustible, évaluer des performances et étudier l'impact de l'effet d'échelle et des propositions technologiques d'amélioration des performances du moteur hybride. L'usage du modèle k- $\epsilon$  pour la simulation du moteur hybride se distingue par une grande variété de versions qui sont, pour la majorité, des corrections plus ou moins profondes de la version standard. En particulier, ces adaptations concernent les termes sources ou les valeurs des constantes utilisées dans le modèle. Cette diversité illustre un manque de consensus sur le choix d'une modélisation adaptée pour la propulsion hybride.

Cheng *et al.*[32] ont effectué des simulations numériques pour étudier AMROC DM-1, l'un des moteurs les plus imposants qui aient existé à l'époque. Le modèle k- $\epsilon$  étendu est modifié pour prendre en compte les variations de température et s'est avéré capable de fournir de bonnes prédictions pour les écoulements turbulents complexes tels que les couches de mélange et les effets de décollement et de courbure. Ce modèle ne se distingue de la version standard que par la modification du terme source qui permet de décrire la turbulence dans les écoulements réactifs avec de forts gradients de densité. Cette étude a montré que l'analyse séparée des phénomènes ne permet pas d'obtenir une compréhension complète du fonctionnement du moteur hybride. Néanmoins, les analyses préliminaires ont indiqué que la prédiction précise des performances et du fonctionnement d'un moteur hybride nécessite une analyse 3D de la balistique intérieure. En effet, la géométrie 3D considère des canaux creusés dans le combustible disposés selon la forme d'une roue de wagon. Avec cette configuration,

l'impulsion spécifique calculée surestime de 8.8 % la valeur mesurée. En revanche, les moteurs-fusées usuels tels que les moteurs liquide et solide peuvent être correctement simulés avec une grande précision en considérant une configuration axisymétrique.

Lin *et al.*[103] ont réalisé une étude qui explore les phénomènes aérodynamiques et le processus de combustion dans un moteur hybride où l'écoulement est turbulent et diphasique, en considérant l'évaporation, la traînée et la combustion des gouttes d'oxydant. L'approche utilisée considère le modèle de fermeture de turbulence k- $\epsilon$  à bas nombre de Reynolds avec lequel des termes d'amortissement de Jones[73] sont appliqués. En considérant la prépondérance du dégazage massif dans la zone proche paroi, les termes sources des équations k- $\epsilon$  subissent aussi l'influence d'un facteur d'amortissement, mis en place par Yam *et al.*[150], à cause du soufflage pariétal. Le facteur d'amortissement  $Am_b^+$  s'écrit alors sous la forme :

$$Am_b^+ = 26exp\left(-c' v_w^*\right) \quad \text{avec } c' = 5.9 \quad \text{et } v_w^* = \frac{v_{reg}}{v_\tau} \quad (2.31)$$

En outre, l'intensité des termes sources diminue de la même façon que la longueur de mélange. Concernant le modèle de régression, la conservation des espèces et de l'énergie est appliquée à la surface du combustible. Cependant, contrairement aux autres cas présents dans la littérature, les gradients des «propriétés conservées» à la surface du combustible sont corrigés du soufflage par l'approximation simple de Couette  $\frac{\ln(1+B_s)}{B_s}$  et s'écrivent alors sous la forme (Netzer [115]) :

$$\left(\frac{\partial h}{\partial \eta}\right)_w = \left(\frac{h_p - h_w}{\eta_p}\right) \frac{\ln(1+B_w)}{B_w} \quad \text{avec } B_w = \frac{h_p - h_w}{h_w - h_{r_s}} \quad (2.32)$$

Le flux de masse injecté depuis la paroi s'écrit alors :

$$G_{fuel} = \left(\frac{\mu_w}{Pr}\right) \frac{\ln(1+B_w)}{\eta_p} \quad (2.33)$$

Le système est fermé en considérant la loi de pyrolyse avec laquelle la température à la surface du combustible est obtenue par un processus itératif.

Lazzarin *et al.*[86] ont comparé le modèle d'interaction gaz-surface (IGS) à l'approche empirique dans des moteurs hybrides utilisant les combustibles PBHT et PEHD. Le but de cette étude est de vérifier si la CFD est capable de simuler le taux de régression du combustible dans des géométries spécifiques de moteur hybride en fonction du flux thermique à la surface. La simulation LES est très coûteuse en temps de calcul d'autant plus que l'objectif de l'étude se limite à évaluer la capacité de la CFD à être un outil de dimensionnement des moteurs hybrides. Pour ces raisons, les auteurs ont choisi le modèle de fermeture k- $\epsilon$ , préférant un outil simple et robuste pour la représentation de la turbulence à d'autres modèles plus sophistiqués, pouvant introduire des erreurs non triviales dans la solution. Contrairement aux autres chercheurs, Lazzarin *et al.* ont précisé qu'aucun coefficient d'ajustement n'a été utilisé pour l'obtention de ces résultats.

Dans la continuité de Lazzarin *et al.*[88] et Tian *et al.*[137], Zhang *et al.*[151] ont simulé numériquement l'écoulement réactif instationnaire 2D dans un moteur hybride N<sub>2</sub>O/PBHT avec et sans diaphragme. L'écoulement proche de la surface du combustible est à faible nombre de Reynolds. Ainsi, Le modèle k- $\epsilon$  réalisable (RNG) est employé car ce modèle fournit une expression différentielle dérivée de l'approche analytique pour la viscosité effective. Ces structures tourbillonnaires favorisent le mélange, améliorant ainsi la combustion. Le flux thermique à la surface du combustible, ainsi intensifié, augmente alors la vitesse de régression. Le rendement de combustion et l'impulsion spécifique augmentent de 10 % et la poussée au sol de 17.8 %.

Afin de vérifier les conclusions des études numériques menées par Bellomo *et al.*[11, 7] et expérimentales par Grosse *et al.*[64] sur l'utilisation du diaphragme, Lazzarin *et al.*[85] ont simulé un moteur hybride N<sub>2</sub>O/Paraffine avec une injection d'oxydant liquide. Le diaphragme agit comme un turbulateur améliorant significativement le rendement de combustion. Le modèle de turbulence considère les équations de fermeture k- $\epsilon$  version standard. Lazzarin *et al.*[89] ont justifié le choix du modèle k- $\epsilon$  standard afin d'éviter l'introduction d'erreurs non triviales dans la solution numérique. Toutes les erreurs de calcul sont inférieures à 6 % avec les données expérimentales que ce soit pour les cas d'injection liquide et d'injection gazeuse. Le rendement de combustion est plutôt correctement reproduit avec 4.7 % d'erreur pour le cas sans diaphragme et -2.1 % avec un diaphragme à quatre trous.

Lorsque le modèle IGS est utilisé pour la prédiction de la vitesse de régression, le modèle  $k-\epsilon$  par la méthode des groupes de renormalisation (RNG) est choisi. Cette méthode prend en compte, par une technique mathématique, plusieurs échelles des fluctuations turbulentes, contrairement au cas standard qui ne considère qu'une seule échelle équivalente. Cette approche implique alors une meilleure représentation de la diffusion turbulente. Tian *et al.*[137] ont adopté ce modèle RNG car celui-ci est meilleur que la version standard pour la représentation de la turbulence dans un canal et dans la couche limite. Avec cette version, les auteurs ont cherché à évaluer l'influence sur les performances d'un diaphragme positionné dans la post-chambre d'un moteur hybride, fonctionnant avec le couple  $H_2O_2$  à 90 % en masse et le PEHD. Avec un diaphragme, le rendement de combustion augmente de 93.9 à 97.34 % et l'impulsion spécifique de 80.77 à 87.28 %. Sun *et al.*[136] ont tenté d'étudier et de prédire l'effet des particules d'aluminium comme additifs sur les performances d'un moteur hybride fonctionnant avec le couple  $H_2O_2$  à 98 % en masse et le PBHT, par la simulation numérique. Ces particules d'aluminium sont injectées au domaine fluide sous la forme de gouttes depuis la surface du combustible. Comme Zhang *et al.*[151], le modèle  $k-\epsilon$  RNG est choisi car ce modèle fournit une expression différentielle dérivée de l'approche analytique pour la viscosité effective dans les cas à bas nombre de Reynolds. Avec 40 % de particules d'aluminium dans le combustible, le taux de régression augmente de 75 % par rapport au cas PBHT pur. Le débit de masse brûlée est augmenté de 135 % à cause de la densité du PBHT métallisé. Alors que le diamètre des particules ne semble pas affecter la vitesse de régression du combustible, la vitesse caractéristique et l'impulsion spécifique dans le vide décroissent lorsque le diamètre augmente. Ce paradoxe est dû à la combustion inefficace des particules d'aluminium entraînant une réduction de l'énergie libérée dans le moteur hybride. Un optimum de concentration en particules d'aluminium a été constaté maximisant la vitesse caractéristique et l'impulsion spécifique. La modélisation proposée est donc potentiellement adaptée pour l'étude des moteurs hybrides à combustible métallisé.

Pour la prédiction du taux de régression du combustible, l'usage du couple d'ergols GOX/PBHT comme référence a été privilégié car la plupart des essais présents dans la littérature utilisent ce couple d'ergols (Chiaverini *et al.*[36]), excepté Tian *et al.*[138] qui ont utilisé le couple  $H_2O_2$ /PBHT. Pour cet objectif, le modèle IGS est naturellement utilisé. Les variantes de la version standard du modèle  $k-\epsilon$  sont utilisées pour corriger le phénomène de mélange dans la chambre. En considérant la configuration de la plaque plane, Gariani *et al.*[55, 56] ont développé un code de simulation numérique pour la propulsion hybride au laboratoire de propulsion spatiale du Polytechnique de Milan (SPLab). Dans la modélisation proposée, le modèle de fermeture de la turbulence est le  $k-\epsilon$  compressible de Launder-Sharma. En prenant en compte le flux thermique radiatif, la vitesse de régression calculée ne s'écarte de la valeur expérimentale d'au plus 5 % sur une plage de flux de masse d'oxydant de 26 à 130  $kg.m^{-2}.s^{-1}$ . En considérant une géométrie générique de moteur hybride, Hu *et al.*[71] ont utilisé le modèle de turbulence  $k-\epsilon$  standard avec des termes liés aux bas nombres de Reynolds afin de prendre en compte les effets de proche paroi. Bien qu'il n'y ait pas eu de confrontation avec l'expérience, la prédiction du modèle montre une forte dépendance de la vitesse de régression à la géométrie et à l'échelle d'un moteur hybride. Coronetti *et al.*[37] ont, en revanche, simulé des configurations de moteur hybride basées sur les essais effectués par Favaro *et al.*[53], réalisés à différentes pressions. À cause de la nature du mélange entre l'oxydant et le carburant, Coronetti *et al.* ont proposé une approche basée sur le modèle  $k-\epsilon$  de Elghobashi *et Launder*[49]. Sur le combustible, la condition de non-glissement est appliquée, malgré la déformation de la couche limite turbulente dans un moteur hybride par le soufflage pariétal. Les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience pour les pressions de 0.7, 1.0 et 1.3 MPa alors que la différence est plus prononcée à 1.6 MPa, de l'ordre de 5 %. La modélisation adoptée est donc considérée suffisamment précise. Bien que tous les résultats effectués dans cette étude aient été obtenus en utilisant le modèle  $k-\epsilon$  pour la fermeture du problème de turbulence, un second modèle est essayé, basé sur la variance d'une quantité scalaire liée à la fraction massique de mélange. Les écarts obtenus sont très faibles. La vitesse de régression est néanmoins légèrement plus faible avec le modèle scalaire alors que la distribution n'est pas très affectée. Tian *et al.*[138] ont développé une approche instationnaire 2D du modèle de régression du combustible pour étudier les caractéristiques de la régression du combustible lors du processus de régulation de poussée. Parce que le modèle  $k-\epsilon$  standard peut créer des erreurs importantes à cause des transports de masse et d'énergie inégaux à travers la surface du combustible, le modèle réalisable  $k-\epsilon$  a été choisi. La comparaison des vitesses de régression du combustible entre l'expérience et le calcul a été effectuée en moyenne temporelle à cause de la difficulté de mesurer l'évolution de cette grandeur en cours d'essai. Tian *et al.* ont conclu que le bon accord entre le calcul et l'expérience à propos de la vitesse de régression en moyenne temporelle indiquerait la capacité du modèle à prédire le taux de régression instantané dans un moteur hybride.

Cai *et al.*[23] ont étudié numériquement l'effet d'échelle sur la vitesse de régression combustible dans les moteurs hybrides GOX/PBHT. Le modèle de fermeture des équations de la turbulence est le modèle  $k-\epsilon$  réalisable. L'approche théorique de l'effet d'échelle est confrontée avec les résultats de simulations numériques et des don-

nées expérimentales. En analysant les résultats expérimentaux, une diminution de la vitesse de régression a été constatée non seulement due à la réduction du flux de masse d'oxydant mais aussi à cause de larges variations du diamètre de la section du canal dans le combustible lors du fonctionnement du moteur. Ainsi, les effets de l'envergure du diamètre du canal doivent être considérés. L'étude a été poursuivie par Shan *et al.*[131] qui ont réalisé une analyse numérique de l'effet d'échelle et du fonctionnement d'un moteur hybride N<sub>2</sub>O/PBHT. Le modèle k- $\epsilon$  standard a été choisi pour les simulations numériques réalisées.

### 2.5.2 Modèles k- $\omega$ et k- $\omega$ SST

Dans le modèle de fermeture à deux équations k- $\omega$ , au lieu d'utiliser le paramètre de dissipation  $\epsilon$ , un paramètre de fréquence de mélange turbulent  $\omega$  est introduit appelé *taux de dissipation spécifique* et s'exprime par la relation :

$$\omega \propto \frac{\epsilon}{k} \quad (2.34)$$

Selon Menter *et al.*[109], les termes sources des équations de la turbulence s'écrivent :

$$\mathbf{H}_k = R_{ij} \frac{\partial \widehat{v}_i}{\partial x_j} - \beta^* \bar{\rho} \omega k \quad (2.35)$$

$$\mathbf{H}_\omega = \bar{\rho} \frac{k}{\mu_t} R_{ij} \frac{\partial \widehat{v}_i}{\partial x_j} - \beta^* \bar{\rho} \omega^2 + 2(1 - F_1) \bar{\rho} \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.36)$$

où le tenseur de Reynolds est modélisé en utilisant l'approximation de Boussinesq :

$$R_{ij} = \mu_t \left[ \left( \frac{\partial \widehat{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \widehat{v}_l}{\partial x_l} \right) \right] - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.37)$$

La viscosité turbulente, corrigée à cause des effets à bas nombre de Reynolds proposée par Wilcox [146], s'exprime par :

$$\alpha^* = \frac{0.024 + Re_t/6}{1 + Re_t/6} \quad \text{et} \quad \mu_t = \frac{\bar{\rho} k}{\omega} \frac{1}{\max(1/\alpha^*; \Omega F_2/0.31\omega)} \quad (2.38)$$

$Re_t = \bar{\rho} k / \mu \omega$  est le nombre de Reynolds turbulent. Les valeurs standards utilisées pour les constantes du modèle k- $\omega$  sont :  $\sigma_{k_1} = 0.85$ ,  $\sigma_{\omega_1} = 0.5$ ,  $\beta^* = 0.09$ ,  $\sigma_{k_2} = 1$  et  $\sigma_{\omega_2} = 0.856$ .

Physiquement, le taux de dissipation spécifique est associé au temps nécessaire aux fluctuations turbulentes pour se dissiper. Ainsi, plus  $\omega$  est grand, plus ce temps est réduit et se traduit par une dissipation plus efficace. Les principaux avantages du modèle k- $\omega$  sont sa simplicité et sa robustesse vis-à-vis des gradients de pression ainsi qu'un résultat plus fidèle à la réalité proche de la paroi par rapport au modèle k- $\epsilon$ . Néanmoins, le modèle k- $\omega$  n'est pas adapté hors de la couche limite. Pour profiter des avantages de chacun de ces modèles, une fonction de glissement est introduite afin de passer du modèle k- $\epsilon$  loin de la paroi au modèle k- $\omega$  proche paroi. Ce modèle est appelé *le modèle de transport de contrainte de cisaillement* (Shear stress transport (SST)) qui est notablement adapté pour les écoulements internes, en particulier, dans une chambre de combustion.

### Optimisation des performances et étude des instabilités

L'utilisation du modèle k- $\omega$  n'a pas été couplée avec le modèle d'interaction gaz-surface pour analyser les instabilités hydrodynamiques et montrer l'amélioration du rendement de combustion et des performances. Dans toutes les études de ce paragraphe, le débit de carburant et la température à la paroi sont imposés fixant le rapport de mélange. Bellomo *et al.*[9] ont essayé l'injection en swirl afin de montrer l'augmentation du rendement de combustion par simulation numérique. Le modèle de turbulence k- $\omega$  avec des fonctions de paroi évolutives est utilisé et comparé avec le modèle k- $\epsilon$ . Par l'exécution d'une série de simulations, aucun problème n'a été soulevé avec une injection axiale alors qu'avec une injection en swirl, la convergence est plus difficile à obtenir. Ainsi le choix du modèle de turbulence est fondamental pour obtenir des résultats stables. Bellomo *et al.*[9] ont constaté que la flamme dans l'écoulement en rotation est plus diffuse et que les lignes de courant hélicoïdales favorisent le mélange des réactifs, augmentant le rendement de combustion. Bellomo *et al.*[11, 10] ont continué le développement de leur modélisation numérique en simulant un moteur N<sub>2</sub>O/Paraffine. Avant de procéder à l'analyse de



l'effet des diaphragmes sur les performances, des simulations sur une géométrie simple sans diaphragme ont été effectuées avec différents modèles de turbulence tels que  $k-\epsilon$  RNG,  $k-\epsilon$  standard,  $k-\omega$  standard et le  $k-\omega$  SST. Le modèle  $k-\omega$  a montré une température de flamme et une pression chambre plus basses que les modèles  $k-\epsilon$ . Selon les calculs effectués, les modèles  $k-\epsilon$  standard et  $k-\epsilon$  RNG ont donné les mêmes résultats alors que le modèle  $k-\omega$  a montré des résultats différents de ceux fournis par le modèle  $k-\epsilon$ . En revanche entre les modèles  $k-\omega$  et  $k-\omega$  SST, aucune différence n'a été observée. Le modèle  $k-\omega$  semble améliorer la représentativité de l'écoulement réel avec un écart de rendement de combustion inférieur à 1 %. Cependant, à cause de toutes les approximations utilisées pour ces simulations, il n'est pas encore possible d'affirmer une quelconque amélioration apportée par le modèle de turbulence puisque la raison la plus probable serait une compensation de divers erreurs dans les simulations.

Mazetti *et al.*[108] ont développé un modèle numérique pour la simulation des phénomènes impliqués dans un moteur hybride afin de prédire les paramètres de performances et, par conséquent, de concevoir la prochaine génération de moteur hybride. Cependant, le couplage entre l'écoulement et la vitesse de régression du combustible n'est pas pris en compte. Pour la turbulence, le modèle  $k-\omega$  est utilisé. Messineo *et al.*[111] ont réalisé un calcul 2D axisymétrique en URANS avec l'utilisation du modèle  $k-\omega$  SST. Ce choix est justifié par une plus grande stabilité du calcul par rapport aux modèles  $k-\epsilon$ . Pour connaître les effets d'un débit de carburant et une température de paroi imposés, une étude de sensibilité effectuée par Lazzarin *et al.*[84] n'a pas montré une influence particulière de ces paramètres sur le résultat. Par conséquent, aucun effet de couplage n'est pris en compte et seuls les effets hydrodynamiques et de mélange sont saisis. Les oscillations de pression produites par des tourbillons de grandes échelles formées à la queue de la post-chambre peuvent donc être constatées numériquement.

Di Martino *et al.*[44] ont développé une approche numérique simplifiée afin d'optimiser la conception de l'injecteur d'oxydant. Selon Di Martino *et al.*, l'enthalpie nécessaire à la pyrolyse peut être considérée constante ce qui établit une relation de proportionnalité entre le taux de régression et le flux thermique à la paroi. Ainsi, mesurer la distribution du flux thermique revient à connaître la distribution du taux de régression. Le flux de masse de carburant est imposé à la paroi, supprimant le couplage avec l'écoulement réactif. Le modèle de turbulence utilisé est le  $k-\omega$  SST avec correction à bas Reynolds. Les résultats des simulations numériques ont été validés en comparant le profil adimensionné de la distribution axiale de la vitesse de régression mesurée sur trois essais possédant deux injecteurs différents, avec celui du flux thermique calculé à la surface du combustible. Cette comparaison a montré une reproduction raisonnable de la consommation en carburant.

Selon Paccagnella *et al.*[118], la simulation numérique est un outil qui peut permettre la compréhension des phénomènes physiques cachés aux mesures expérimentales. Dans cette étude, le moteur injecte l'oxydant  $O_2$  en swirl. Le carburant (PBHT) est injecté à la température 1000 K fixée et à un débit fixé à la paroi. Paccagnella *et al.* ont opté pour le modèle  $k-\omega$  SST. L'injecteur swirlé développe un écoulement hélicoïdal, fixé par le nombre de swirl, qui favorise le mélange des espèces chimiques réactives impliquées dans le processus de combustion, augmentant *de facto* l'efficacité de combustion. En effet, la force centrifuge engendrée par l'écoulement en rotation entraîne les produits lourds et chauds vers la surface du combustible alors que le carburant tend vers l'axe du moteur. Par conséquent, le flux thermique à la paroi augmente.

### Prédiction de la vitesse de régression du combustible

Pour la prédiction de la vitesse de régression avec un modèle IGS, le modèle de fermeture turbulent  $k-\omega$  SST est utilisé. Farbar *et al.*[52] ont conçu un modèle numérique d'un moteur hybride  $H_2O_2$ /PBHT non métallisé utilisé avec un code CFD commercial qui est combiné à un code maison pour prédire la régression du combustible pour la combinaison d'ergols proposée et les caractéristiques de l'écoulement à l'état initial. Sur deux essais effectués, la comparaison entre l'expérience et le calcul affiche des taux de régression du combustible supérieurs à 10 %, ce qui est consistant aux conditions initiales de l'essai. Kumar *et al.*[78] ont étudié l'effet des techniques d'accentuation de la vitesse de régression du combustible sur les performances. Le modèle de fermeture des équations de Favre-RANS est  $k-\omega$  SST. Selon les simulations obtenues, l'accentuation du taux de régression produit par la combinaison des techniques est supérieure aux cas où chaque technique est utilisée séparément, bien que les performances propulsives ne suivent pas forcément cette tendance. Faenza *et al.*[51] ont développé, dans un code commercial de CFD, une fonction calculant le taux de régression du combustible à partir du flux thermique obtenu à la surface, cellule par cellule. La méthode employée est basée sur les bi-

lans des échanges de masse et d'énergie et la loi d'Arrhenius. Le modèle  $k-\omega$  SST a été adopté en excluant les fonctions de paroi. Une campagne de validation a été menée avec succès en se référant aux données fournies par la littérature de Carmicino *et* Sorge[27, 26, 25]. Les flux de masse de carburant déterminés numériquement ne s'écartent généralement pas au delà de 10 % par rapport aux résultats expérimentaux. Afin de prédire la régression du combustible qui est calculée à partir d'un modèle IGS et pour étudier en détail la décharge de l'écoulement du col, Di Martino *et al.*[43] ont développé un modèle numérique thermophysicodynamique de la balistique intérieure du moteur hybride. Les simulations effectuées s'inspirent des configurations d'un moteur hybride à 200 N de poussée, associés aux couples d'ergols GOX/PEHD et GOX/ABS. Le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST est choisi. Les auteurs auraient préféré un modèle différent pour le transport des espèces et le mécanisme réactionnel car l'hypothèse d'équilibre chimique n'est plus applicable pour l'écoulement à travers le col. La comparaison expérimentale/numérique est affichée sur tableau 2.1 dans lequel la vitesse de régression et la pression semblent très bien reproduites.

TABLE 2.1 – Résultats des simulations moteur hybride pour les couples d'ergols GOX/PEHD et GOX/ABS[43]

Cas	$v_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	$\epsilon(v_{reg})$ (%)	$P_{ch}$ (MPa)	$\epsilon(P_{ch})$ (%)
PEHD	0.384	1.54	6.52	1.7
ABS	0.581	4.75	4.91	2.7

### 2.5.3 Modèle Spalart-Allmaras

Le modèle Spalart-Allmaras est un modèle de fermeture à une équation des équations Favre-RANS, choisi pour la simulation numérique des moteurs hybrides, combiné avec le modèle IGS. D'après la littérature traitée, cette approche semble n'avoir été utilisée que par l'université de Rome «La Sapienza».

#### Prédiction de la vitesse de régression du combustible et de la pression chambre

Pour un moteur hybride GOX/PBHT, Leccese *et al.*[91] ont utilisé le modèle Spalart-Allmaras pour modéliser la viscosité turbulente. Avec ce modèle, la comparaison entre les données expérimentales et les simulations se situe dans la zone où les écarts sont inférieurs à 20 % d'erreurs.

Bianchi *et al.*[19, 13] ont étudié non seulement la régression du combustible dans les moteurs hybrides mais aussi l'érosion des cols de tuyère. La condition limite sur laquelle les produits de la pyrolyse sont soufflés est construite par les équations obtenues par les bilans des échanges de masse, des espèces et d'énergie, à la surface du combustible, couplées avec les échanges radiatifs. Le modèle de diffusion est basé sur un nombre de Schmidt constant. Le modèle à une équation de Spalart-Allmaras est utilisé pour calculer la viscosité turbulente à cause de sa simplicité et sa capacité à représenter les écoulements internes dans les moteurs hybrides, du moins, au niveau qualitatif. Afin de permettre un dimensionnement optimal et une augmentation des performances des moteurs hybrides, Bianchi *et al.*[13, 16] ont proposé la simulation de l'écoulement interne dans un moteur hybride GOX/PBHT. Les données expérimentales sont récupérées des essais réalisés dans le cadre du programme de recherche technologique de l'ESA sur l'évaluation du moteur hybride (ESA TRP[25]) et du projet de recherche opérationnel sur les moteurs hybrides en Europe (ORPHEE[24, 28]). Tous ces essais sont réalisés avec un injecteur axial et une tuyère convergente conique. Une restitution numérique de plusieurs essais d'un moteur hybride a été effectuée pour analyser rigoureusement l'écoulement et la vitesse de régression dans le canal du combustible d'un moteur hybride à injection axiale. La comparaison directe entre les données numériques et expérimentales a montré que les valeurs de vitesse de régression sont sous-estimées de 10 à 25 % à haut flux de masse d'oxydant et de 30 à 40 % pour des bas flux de masse, alors que la pression chambre est seulement sous-estimée de 10 % pour la plupart des essais. Ces résultats ont montré une amélioration de la modélisation numérique par Bianchi *et al.*[17] qui ont précédemment établi des écarts en vitesse de régression de 60 à 85 % à bas flux de masse et de 15 à 40 % pour des flux de masse d'oxydant plus élevés. Pour un flux de masse d'oxydant supérieur à 30 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, l'erreur maximale ne dépasse pas 26 %. Néanmoins, la campagne ORPHEE a été effectuée pour des flux de masse d'oxydant plus élevés ( $\geq 39$  kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>) et la restitution des essais présente donc des erreurs plus faibles. Ces écarts sont dus au manque de modèle de rayonnement qui rehausserait la vitesse de régression du combustible. Bianchi *et al.*[14] ont étudié et simulé le cas d'un moteur hybride à injection d'oxygène gazeux et le PEHD. Une étude de sensibilité a été menée sur les profils de vitesse

de régression et de température à la surface du combustible en fonction des paramètres de la loi d'Arrhenius. Les comparaisons entre les données expérimentales et les résultats numériques ont montré que, malgré la quantité d'hypothèses simplificatrices, l'approche numérique est capable de capturer les principales caractéristiques de la balistique intérieure d'un moteur hybride, telles que la pression chambre moyenne et le taux de régression moyen du combustible.

### Modélisation d'un combustible liquéfiable

Leccese *et al.*[90, 94, 92] ont développé une modélisation numérique CFD pour la dégradation de la paraffine, qui a la particularité d'être liquéfiable. Le modèle doit d'abord considérer la liquéfaction puis l'évaporation des composants paraffinés. Leccese *et al.* ont émis cependant l'hypothèse de conditions supercritiques en pression et en température pour les espèces issues de la paraffine supprimant la distinction entre la phase liquide et la phase gazeuse. Ainsi, l'écoulement peut encore être considéré uniquement en phase gazeuse et le modèle de dégradation est donc décrit comme s'il s'agissait d'une pyrolyse en remplaçant l'énergie de pyrolyse par l'enthalpie de la chaleur latente de fusion. Le modèle de fermeture utilisé pour la turbulence est le modèle à une équation Spalart-Allmaras mis en place dans un code de calcul CFD interne à l'Université la Sapienza de Rome. Leccese *et al.*[94, 90] précisent que la condition limite basée sur le modèle IGS mis en place dans leur code a été validée pour la modélisation de la surface de dégradation pour les corps en rentrée atmosphérique[18] et qui a été, ensuite étendue aux moteurs hybrides, pour l'érosion du col de la tuyère et la pyrolyse du combustible. Les différences entre le calcul numérique et les données d'essais sont comprises entre -11.6 et -18.6 % en pression et de -20.4 à +8 % en vitesse de régression.

### 2.5.4 Modèles LES

Afin d'analyser plus finement la qualité des mélanges dans une chambre de combustion hybride, la description de la turbulence doit être mieux résolue. Pour cela, les chercheurs ont opté pour la LES (Large Eddy Simulation) qui, à la place de modéliser toutes les échelles de turbulence comme dans la modélisation RANS, calcule les grandes échelles et modélise les petites.

### Étude détaillée sur la qualité du mélange dans un moteur hybride

Afin d'étudier le comportement de la dégradation des combustibles polymères dans un moteur hybride, Novozhilov *et al.*[116] ont modélisé la turbulence avec la LES. Les équations de Navier-Stokes sont alors filtrées spatialement pour obtenir la séparation des échelles. L'approche implicite de la LES a été utilisée évitant l'usage d'un quelconque modèle d'échelle sous-maille. Comme Novozhilov *et al.*, Motoe *et al.*[113] ont utilisé l'approche LES pour la simulation de l'écoulement dans un moteur hybride avec injection tangentielle. Le but de l'étude est de confirmer l'amélioration de la qualité du mélange et ainsi l'augmentation de la vitesse de régression. La diffusion numérique est supprimée en bas Mach en utilisant la méthode SLAU. Puisque la décomposition des polymères tels que la paraffine produit une grande quantité d'hydrocarbures par des mécanismes complexes et encore très mal compris, le méthane est utilisé comme carburant. En effet, cet alcane est le plus simple des hydrocarbures, d'autant plus que l'énergie libérée par sa combustion est très proche des autres réactions impliquant des hydrocarbures plus complexes. La vitesse de régression est obtenue grâce aux bilans des échanges de masse et d'énergie à la surface du combustible. La quasi-stationnarité dans le combustible permet de calculer le gradient de température dans le combustible. Les effets du swirl sont bien confirmés. Messineo *et al.*[110] ont réalisé un calcul instationnaire de l'écoulement par l'approche URANS en utilisant l'approche MILES (Monotone Integrated Large Eddy Simulation) afin de comprendre l'amélioration de l'efficacité de combustion dans un moteur hybride à injection swirlée par l'étude de la qualité du mélange intimement liée à la turbulence. Comme simulation de comparaison, un cas avec injection axiale est simulé par un calcul 2D axisymétrique. La pression moyenne est correctement obtenue à 3 % en injection axiale et 5 % en injection swirlée. Grâce à ce type de simulation, la réduction des oscillations observées expérimentalement dans le cas à injection swirlée a pu être reproduite. Notons que le débit de carburant et la température à la surface du combustible sont imposés, ne permettant pas de conclure sur l'influence du couplage physique entre l'aérodynamique et la thermo-ablation du combustible sur les phénomènes étudiés.

## Étude exploratoire des configurations exotiques

Glowacki *et al.*[60] ont étudié numériquement un moteur hybride à régression axiale afin de comprendre la structure de l'écoulement dans la chambre de cette configuration non-conventionnelle (figure 2.1). Cette configuration, étudiée par Rice *et al.*[125] a présenté une régression du combustible atypique avec l'apparition d'un creux au centre du combustible. Chiaverini[35] a émis certaines hypothèses qui sont actuellement non démontrées. Afin d'apporter un élément de réponse, Glowacki *et al.* ont simulé ce type de chambre de combustion avec un modèle d'interaction gaz-surface pour la simulation du soufflage pariétal à la surface du combustible, sans toutefois préciser le modèle de pyrolyse. La LES combinée à un modèle de réaction multi-étape a été utilisée pour saisir finement la dynamique de la turbulence. Une concentration de carburant se forme au centre de la surface du combustible. La présence d'oxydant dans cette zone serait la cause de l'apport supplémentaire en énergie au centre du combustible pour expliquer les observations de Rice *et al.*[125] (figure 2.2).

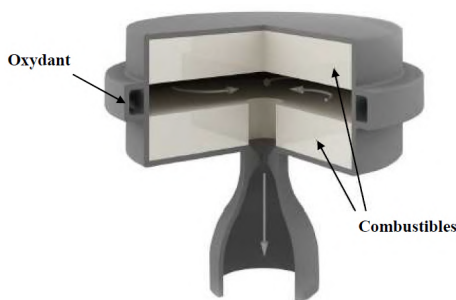


FIGURE 2.1 – Moteur hybride à régression axiale[60]

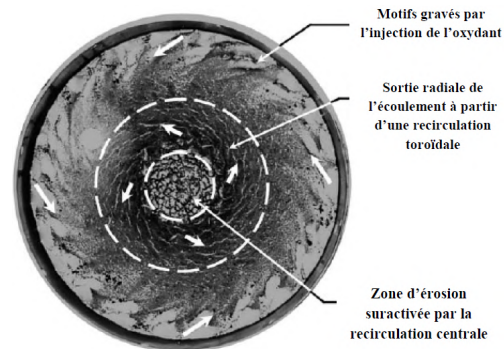


FIGURE 2.2 – Bloc de combustible après essai du VEBH[125]

### 2.5.5 Problématiques de la modélisation de la turbulence avec soufflage pariétal dans les moteurs hybrides

Selon Kuo *et Houim*[81], la turbulence requiert une considération toute particulière à propos de l'effet du fort soufflage sur la couche limite réactive turbulente qui reste encore à caractériser. Les traditionnels modèles de turbulence de RANS semblent suffisants pour les calculs d'ingénierie de conception mais vraisemblablement incapables de produire les stigmates observés sur le combustible à la fin d'un essai. La LES est une alternative attrayante, ayant la capacité de saisir l'instationnarité de l'écoulement turbulent. Cependant, les méthodes LES nécessitent des schémas numériques très peu diffusifs et des modèles sous-grilles très précis. À cause d'un nombre de Reynolds caractéristique dans les chambres de combustion hybrides de l'ordre de 100000, la DNS n'est pas à l'ordre du jour, même avec des capacités de calcul plus élevées. L'approche la plus intéressante pour la modélisation de la turbulence dans les moteurs hybrides est la LES implicite (ILES). Le modèle de régression de combustible a beau être le plus complet jamais formulé, beaucoup d'informations scientifiques peuvent être obtenues d'une solution prenant en compte plus complètement les effets du soufflage fort sur les couches limites turbulentes compressibles.

#### Interaction soufflage paroi et transport turbulent par le modèle $k-\omega$

L'intensité du taux de régression du combustible dépend du flux thermique à la surface fourni par la convection thermique qui est caractérisée par le profil de température dans la couche limite turbulente façonnée par la rugosité ou le soufflage à la paroi. Cependant, les modèles de turbulence  $k-\omega$  pour la simulation numérique sont conçus pour des parois lisses et imperméables et requièrent donc des modifications pour prendre en compte l'influence du soufflage par l'injection d'un fluide depuis la surface. Wilcox [145] a proposé une correction des paramètres turbulents tels que l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique qui peuvent être fixés à la paroi grâce au système d'équations de fermeture écrit pour  $\omega$  qui possède des solutions dans lesquelles  $\omega$  est spécifié arbitrairement à la paroi. La correction est basée sur la mesure du profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente avec soufflage pariétal obtenu expérimentalement par Andersen *et al.*[2]. L'énergie cinétique turbulente  $k$  est fixée à zéro à la paroi. Le taux de dissipation spécifique, en revanche, non-nul, dépend

de la composante normale de la vitesse réduite à la paroi :

$$v_w^+ = \frac{v_w}{v_\tau} \quad (2.39)$$

La valeur de  $\omega$  à la surface est exprimée avec un nombre correctif  $S_B$  :

$$\omega_w = \frac{\rho_w v_\tau^2}{\mu_w} S_B \quad \text{à } \eta = 0 \quad (2.40)$$

La quantité  $S_B$  a été modifiée jusqu'à ce que le profil de vitesse moyenne mesuré par Andersen *et al.*[2] soit reproduit optimalement. Ainsi, le nombre correctif final  $S_B$  s'écrit :

$$S_B = \frac{20}{v_w^+ (1 + 5v_w^+)} \quad (2.41)$$

Récemment, en utilisant la correction proposée par Wilcox[145], Hink[69] a validé le modèle de turbulence  $k-\omega$  dans une couche limite thermique turbulente avec parois refroidies par effusion pour la protection des matériaux constituant la chambre de combustion d'un moteur aérospatial. Le travail de Hink *et al.* est important pour les utilisateurs du modèle de fermeture  $k-\omega$  dans la simulation CFD des moteurs hybrides car la validation a été effectuée, non seulement pour les profils de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente, mais aussi pour les profils de température moyenne et le flux thermique à la paroi. Les données expérimentales proviennent des études de Moffat *et al.*[112] sur les plaques planes poreuses afin de déterminer les profils de vitesse moyenne et de température moyenne pour lesquels l'erreur de mesure est inférieure à 1 %. Hink a alors comparé les profils de température et du flux thermique, sous la forme du nombre de Stanton, entre les calculs effectués par le code CFD TAU du DLR et les données expérimentales de Moffat *et al.*(figures 2.3 et 2.4).

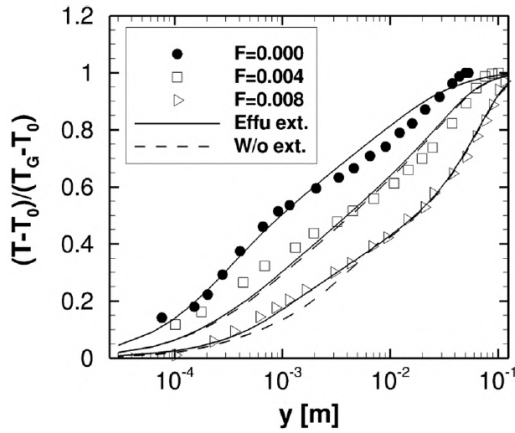


FIGURE 2.3 – Comparaison des profils de température dans la couche limite thermique entre les données expérimentales de Moffat *et al.* et les résultats de calculs par le code du DLR TAU, associés aux cas avec et sans l'extension du modèle  $k-\omega$  pour les parois refroidies par effusion[69]

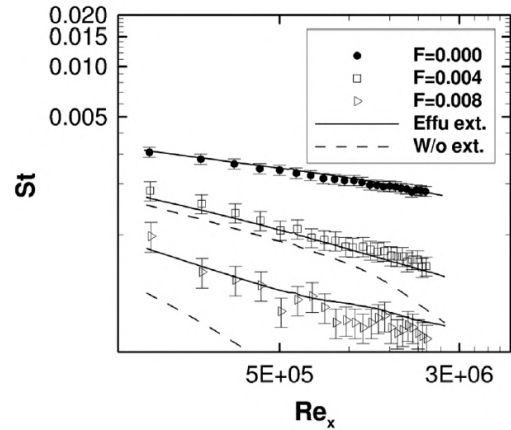


FIGURE 2.4 – Comparaison des variations du flux thermique entre les données expérimentales et les résultats de calculs par le code du DLR TAU, associées aux cas avec et sans l'extension du modèle  $k-\omega$  pour les parois refroidies par effusion[69]

Le profil de température moyenne calculé par le code DLR TAU concorde bien avec les données expérimentales, particulièrement dans la couche logarithmique où les variations sont identiques. Lorsque le facteur de soufflage  $F$  est élevé, l'influence du soufflage pariétal devient importante sur le profil de vitesse moyenne.

Sans soufflage, le flux thermique est parfaitement reproduit entre les simulations numériques et l'expérience. Pour des taux de soufflage élevés (0.004 et 0.008), les écarts entre les cas avec et sans prise en compte l'effusion sont importants. Pour  $F = 0.008$ , le modèle non corrigé sous-estime de 50 % le flux thermique pariétal mesuré expérimentalement, alors que le modèle basé sur la correction de Wilcox montre une duplication quasi parfaite

du flux thermique pariétal. Ainsi, l'utilisation de la correction du taux de dissipation spécifique proposée par Wilcox, uniquement obtenue par la reproduction du profil de vitesse moyenne issu des résultats expérimentaux de Andersen *et al.* et de Moffat *et al.*, conduit à une duplication satisfaisante du profil de température moyenne et du flux thermique pariétal.

Dans la littérature dédiée à la simulation numérique des propulseurs hybrides, parmi les travaux utilisant le modèle de fermeture de la turbulence  $k-\omega$ [52, 78, 51, 44, 43, 7, 9, 8, 108, 111, 87, 118], aucun n'a exposé une description ou une justification du choix des paramètres de turbulence ( $k, \omega$ ) à la surface du combustible ainsi que l'influence de la structure de la couche limite turbulente sur le taux de régression du combustible.

### Prise en compte du soufflage pariétal dans le modèle de Spalart-Allmaras

Hink *et al.*[70] a aussi procédé à la validation du modèle de fermeture de Spalart-Allmaras pour les chambres de combustion à refroidissement par effusion. Les modifications apportées sont basées sur l'extension de rugosité de Boeing développée par Aupoix *et Spalart*[6]. Ladite correction implique une simulation avec une viscosité turbulente plus élevée proche de la paroi en utilisant une hauteur moyenne d'éléments rugueux «grain de sable»  $kr$ . La longueur caractéristique de rugosité associée est alors ajoutée à la distance par rapport à la paroi utilisée dans le modèle de Spalart-Allmaras (équation (2.42)).

$$\eta'_p = \eta_p + dist_0(kr) \quad (2.42)$$

où  $\eta_p$  est la distance géométrique à la paroi et  $dist_0(kr)$  est la longueur caractéristique de rugosité. Cette dernière peut être approchée par :

$$dist_0(kr) \approx 0.03kr \quad (2.43)$$

En outre, l'expression du paramètre  $\chi_{sa}$  du modèle Spalart-Allmaras se retrouve modifiée avec l'introduction d'une constante  $C_R = 0.5$  :

$$\chi_{sa} = \frac{\rho \tilde{\nu}}{\mu} + C_R \frac{kr}{\eta'_p} \quad (2.44)$$

Cette augmentation virtuelle de la distance à la paroi implique la simulation d'une couche dans laquelle la viscosité turbulente est plus élevée proche de la paroi. À l'extérieur de la couche limite, cette augmentation virtuelle de la distance à la paroi est très petite devant la distance géométrique à la paroi. Ainsi, la correction n'a presque aucune influence sur le profil de vitesse dans cette zone. La hauteur moyenne  $kr$  augmente proche de la paroi pour favoriser la viscosité turbulente dans cette région.

Hink *et al.* s'inspire de l'analogie qui existe entre le cas du soufflage pariétal et le cas avec rugosité de paroi dans le modèle de fermeture  $k-\omega$ , établie par Wilcox[145] pour créer l'extension prenant en compte l'effusion dans le modèle de Spalart-Allmaras. Ainsi, conservant l'approche décrite précédemment, la hauteur moyenne d'éléments «grain de sable» est calculée selon l'expression :

$$kr = \frac{\mu_w v_w \left(4 + 20 \frac{v_w}{v_\tau}\right)}{\rho_w v_\tau^2} \quad (2.45)$$

Cette nouvelle correction décrit une augmentation de la viscosité turbulente proche de la paroi de la même manière que la correction pour le modèle  $k-\omega$ . Un inconvénient de l'extension prenant en compte l'effusion dans le modèle de Spalart-Allmaras est que chaque volume fini du maillage nécessite la valeur de la vitesse de frottement de la cellule associée à la paroi, requérant des connexions de communication supplémentaires entre les domaines découpés pour la parallélisation du calcul.

En outre, Hink *et al.* ont supposé qu'il n'y a aucun transport turbulent par les gaz effusés pour de faibles vitesses moyennes normales à la paroi. Ainsi, la viscosité turbulente est fixée à zéro à la paroi, contrairement à l'extension prenant en compte la rugosité de Boeing.

Comme dans le cas du modèle  $k-\omega$ , l'extension de Hink *et al.* pour le modèle de Spalart-Allmaras est validée en comparant les profils de vitesse et de température aux données expérimentales obtenues par Moffat *et al.*[112]. Les simulations du code DLR TAU ont montré un bon accord avec les résultats expérimentaux. Le

profil de vitesse non corrigé calculé par le modèle non modifié de Spalart-Allmaras implique, selon Hink *et al.*, une imprécise reproduction du flux thermique à la paroi (figure 2.5) par rapport à l'expérience, dans le cas d'une surface refroidie par effusion. En revanche, pour le modèle prenant en compte l'effusion, le flux thermique concorde assez bien avec les données expérimentales (figure 2.6). D'autre part, avec prise en compte de l'effusion, le cas Spalart-Allmaras affiche un flux thermique pariétal plus faible que dans le cas utilisant le modèle  $k-\omega$  SST (figures 2.6 et 2.4).

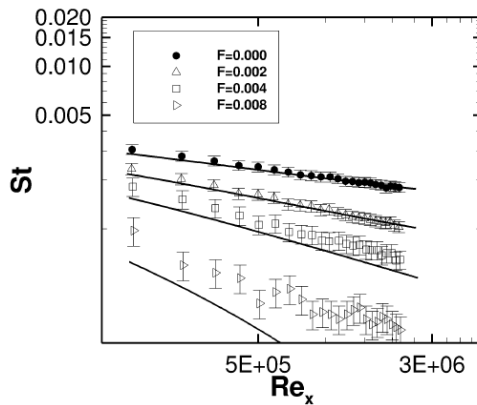


FIGURE 2.5 – Variations du flux thermique pariétal via le nombre de Stanton, avec modèle non-modifié, pour les parois refroidies par effusion, obtenues par le code DLR TAU et comparées aux données expérimentales de Moffat *et al.*[70]

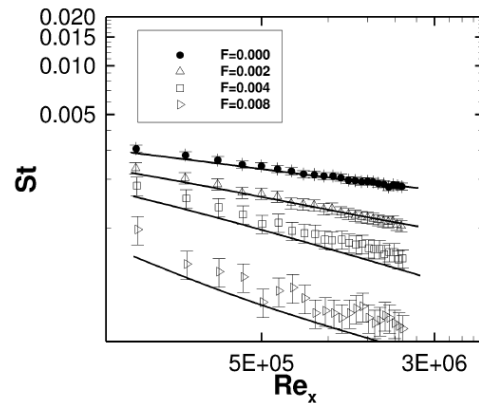


FIGURE 2.6 – Variations du flux thermique pariétal via le nombre de Stanton, avec modèle prenant en compte l'effusion, pour les parois refroidies par effusion, obtenues par le code DLR TAU et comparées aux données expérimentales de Moffat *et al.*[70]

À haut taux de soufflage, le modèle non corrigé affiche une différence de flux thermique pariétal importante par rapport au modèle prenant en compte le soufflage, bien que Moffat *et al.* aient remarqué un écart type plus important, dû aux faibles valeurs du flux thermique saisies par le système de mesure.

Les chercheurs de l'université de Rome *La Sapienza* ont proposé l'utilisation du modèle Spalart-Allmaras comme système d'équations de fermeture pour la résolution des effets de la turbulence sur l'écoulement simulé dans un moteur hybride. Mais aucun n'a explicité une correction particulière du modèle Spalart-Allmaras pour la simulation de la couche limite turbulente avec soufflage pariétal. Bianchi *et al.*[13] ont justifié leur approche par le fait que le code utilisé pour ces simulations et la capacité de la modélisation de l'interaction gaz-surface ont été validés pour les rentrées atmosphériques[18]. Néanmoins, Turchi *et al.*[140] ont modifié le modèle de Spalart-Allmaras pour prendre en compte les effets de la rugosité de paroi sur la structure de la couche limite turbulente soufflée par les produits de réactions en surface d'un col en érosion via l'extension de Boeing[6].

## 2.5.6 Conclusion

Le modèle de fermeture des équations RANS  $k-\epsilon$  a été utilisé comme première approche ou préféré par rapport aux autres modèles existants plus sophistiqués afin d'éviter les erreurs non triviales dans la solution numérique. De cette approche par défaut, une grande variété de déclinaison existe pourtant, en particulier, pour corriger des effets du soufflage pariétal. Le modèle  $k-\omega$  est, en revanche, choisi pour sa simplicité et sa robustesse, surtout, pour les écoulements internes dans une chambre de combustion. Le modèle SST combine les avantages des modèles  $k-\epsilon$  et  $k-\omega$  et est particulièrement utilisé pour l'étude des instabilités hydrodynamiques. Cependant, aucune étude n'a explicité une correction du modèle SST pour prendre en compte les effets du soufflage sur la structure de la couche limite turbulente. D'autre part, le modèle à une équation de Spalart-Allmaras a été utilisé avec le modèle IGS grâce à sa simplicité et sa capacité à représenter qualitativement l'écoulement interne bien que la conception soit empirique. Cette approche a aussi été appliquée pour le cas des combustibles liquéfiables. À l'instar du modèle  $k-\omega$  SST, aucune correction du modèle de Spalart-Allmaras n'a été explicitée pour la pyrolyse du combustible dans un moteur hybride. Pour mieux saisir la qualité des mélanges dans la chambre,

la modélisation de la turbulence LES a été considérée. De tous les modèles présentés, la modélisation RANS fermée par le modèle  $k-\omega$  SST semble être le meilleur compromis entre le coût, la robustesse du calcul, la qualité de la représentation physique et la simplicité du modèle à mettre en œuvre.

## 2.6 Confrontation avec les résultats d'essais des modélisations numériques de la balistique intérieure du moteur hybride

Dans la littérature, la validation de la modélisation numérique est principalement effectuée par la comparaison des vitesses de régression en moyenne spatiale et temporelle issues de la simulation numérique et du traitement des données expérimentales. La méthode la plus utilisée pour estimer la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle est de calculer la différence entre le diamètre initial et le diamètre final dont la valeur est déduite de la conservation du volume en considérant la perte de masse constatée après essai [11, 137, 17, 13, 14, 23, 37, 52, 56, 91, 131] :

$$\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t = \frac{\bar{D}_{fin} - D_{ini}}{2t_{hyb}} \quad \text{et} \quad \bar{D}_{fin} = \sqrt{D_{ini}^2 + \frac{4\Delta M_{fuel}}{\pi\rho_{fuel}L_{fuel}}} \quad (2.46)$$

Pour mieux rendre compte de l'impact des phénomènes aérothermochimiques sur la vitesse de régression du combustible, une validation spatiale de la modélisation doit être effectuée en comparant les profils de vitesse de régression du combustible en moyenne temporelle le long du canal. Zhang *et al.* [151], afin de mettre en évidence l'effet du diaphragme sur la vitesse de régression locale, ont comparé la distribution de la vitesse de régression le long du canal du combustible entre la simulation et l'expérience en considérant les variations du diamètre final le long du combustible. Cette approche est aussi utilisée par Di Martino *et al.* [42] pour comprendre les effets de la couche limite thermique sur la vitesse de régression des combustibles PEHD et ABS (figure 2.7). Kumar *et al.* [78] ont tenté une validation spatiale par ce type de comparaison. Le profil de vitesse de régression calculé numériquement le long d'un canal à diamètre constant s'avère sous-estimé par rapport au profil obtenu expérimentalement (figure 2.8). Cependant, avec un canal dont le diamètre augmente linéairement selon l'axe du combustible, la distribution de la vitesse de régression calculée est beaucoup plus proche de l'expérience.

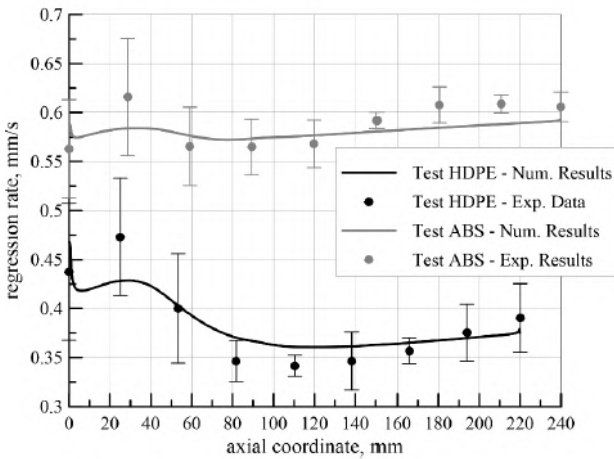


FIGURE 2.7 – Distribution de la vitesse de régression du combustible le long du canal [42]

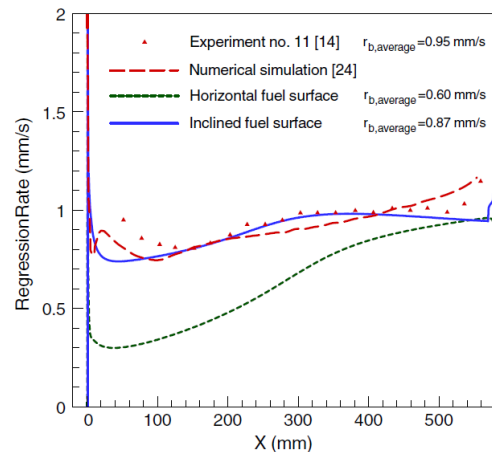


FIGURE 2.8 – Distribution de la vitesse de régression du combustible le long du canal [78]

Les processus de dégradation et de combustion impliquent des variations temporelles du diamètre des sections du canal et de la vitesse de régression à cause de la dégradation du combustible lors de la phase hybride et de la baisse du flux de masse total à travers le canal lorsque son diamètre augmente. De plus, le débit total de carburant évolue au cours du temps puisque la diminution de la contribution à cause de la baisse en vitesse de régression ne compense pas l'augmentation provoquée par l'élargissement de la surface en pyrolyse du combustible. À cause de la déviation du rapport de mélange, l'efficacité de combustion et les performances propulsives



sont nettement dégradées.

Par conséquent, une validation temporelle du modèle de régression du combustible est requise afin que la modélisation numérique puisse représenter, à un instant donné, les phénomènes aérothermochimiques qui modifient le mélange et les performances. Il existe différentes techniques pour mesurer la vitesse de régression instantanée du combustible telles que l'écholocation ultrasonique de la surface du combustible, la mesure par les jauges de capacitance à plasma, la radiographie rayon X en temps réel, les technologies de mesure résistive, etc. Bianchi *et al.*[17] ont été les premiers à comparer la vitesse de régression donnée par la simulation numérique d'un moteur hybride avec la vitesse de régression instantanée obtenue par une technique de reconstruction balistique développée par Carmicino *et Russo Sorge*[26]. Bianchi *et al.* ont simulé un moteur hybride possédant un diamètre constant le long du canal égal à la moyenne des diamètres initial et final. Avec cette configuration, les auteurs ont démontré que la valeur de vitesse de régression moyennée spatialement obtenue par simulation est représentative de la valeur en moyenne temporelle et spatiale obtenue expérimentalement (figures 2.9 et 2.10).

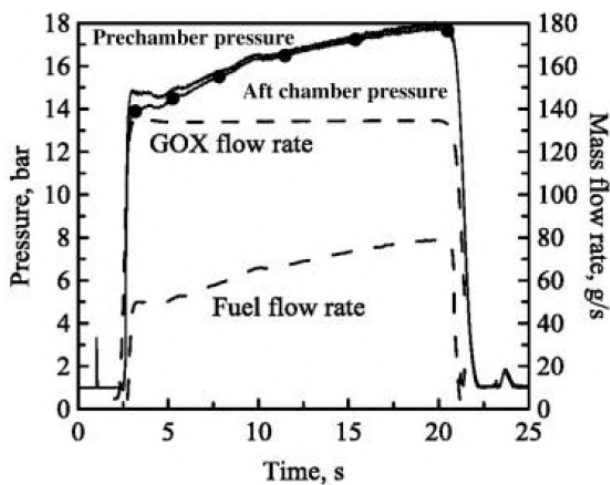


FIGURE 2.9 – Pression et débit d'oxydant instantanés au cours d'un essai[17]

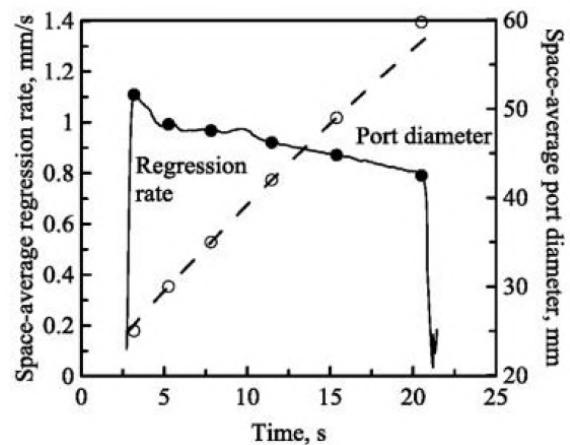


FIGURE 2.10 – Vitesse de régression instantanée et évolution du diamètre en moyenne spatiale au cours du temps par la méthode de reconstruction balistique[17]

### 2.6.1 Conclusion

Dans la littérature sur la propulsion hybride, il y a très peu d'études portant sur une validation temporelle d'une modélisation numérique proposée. Particulièrement, une validation expérimentale de la modélisation numérique à partir d'une distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible ne semble pas répertoriée à ce jour.



## Chapitre 3

# Exploitation de la base de données des essais du moteur hybride HYCAT

Pour que les résultats des simulations numériques puissent être utilisables scientifiquement, la modélisation numérique et, en particulier, le modèle d'interaction Gaz-Surface (IGS) nécessitent d'être validés par rapport à une base de données expérimentales. Dans le cadre de la présente thèse, les résultats de la campagne d'essais menée avec le moteur hybride expérimental HYCAT, en 2017 au Laboratoire de Propulsion Fusée de l'ONERA, sont exploités afin de déterminer les données de comparaison pour la validation du modèle IGS nouvellement mis en place dans le logiciel de calcul numérique CEDRE. Les incertitudes de mesure liées aux grandeurs mises en jeu sont utilisées pour établir les limites de la modélisation présentée dans la thèse.

### 3.1 Présentation du moteur hybride HYCAT

La simulation numérique d'un moteur hybride avec injection liquide s'avère difficile à cause des phénomènes complexes tels que la combustion, la turbulence, la pyrolyse du combustible, le rayonnement, et, en particulier, l'atomisation et la vaporisation de l'oxydant liquide caractérisant l'écoulement diphasique. Afin de simplifier la modélisation, une base de données expérimentales d'essais d'un moteur hybride dans lequel l'écoulement est entièrement gazeux est donc requise. De tous les essais disponibles dans la base de données, seuls les essais du moteur hybride HYCAT peuvent servir à la confrontation à la réalité expérimentale des simulations numériques d'un écoulement réactif gazeux dans un moteur hybride. En effet, contrairement à la conception classique d'un moteur hybride injectant l'oxydant à l'état liquide, le moteur HYCAT (HYbride avec CATalyseur) dont la conception suit le modèle de HYCOM développé et conçu par Lestrade[98], possède un système d'injection catalytique pour le peroxyde d'hydrogène ( $H_2O_2$ ). Cet oxydant est décomposé par catalyse en vapeur d'eau et en dioxygène gazeux dans une gamme de température de 800 à 1200 K. Par conséquent, contrairement à la configuration HYCOM, la pré-chambre n'est pas utilisée. Les combustibles utilisés peuvent être l'acrylonitrile butadiène styrène (ABS) ou le polyéthylène haute densité (PEHD). Dans le cadre de la thèse, le combustible utilisé est le PEHD et l'oxydant choisi est le peroxyde d'hydrogène  $H_2O_2$ .

#### 3.1.1 Architecture du banc d'essai

Le moteur hybride HYCAT est constitué de quatre parties (figure 3.1) : un injecteur catalytique, une chambre de combustion, une post-chambre et une tuyère. Sa conception permet de modifier la longueur de chaque partie et la nature du combustible solide[4].

- *Injection catalytique* : Un injecteur catalytique permettant d'augmenter le rendement de combustion par rapport au cas à injection atomisée, est utilisé[99]. Le catalyseur décompose le peroxyde d'hydrogène en dioxygène gazeux et en vapeur d'eau à température élevée (800-1200 K). Ensuite, ce mélange gazeux passe directement à travers un injecteur dans la chambre de combustion sans l'usage d'une pré-chambre. L'injection d'un oxydant gazeux chaud permet d'améliorer le mélange avec les gaz pyrolysés fournis par le combustible solide et d'éviter les pertes dues à l'énergie utilisée pour vaporiser et chauffer l'oxydant liquide. L'injecteur catalytique est composé d'une plaque d'injection liquide, d'une chambre de décom-

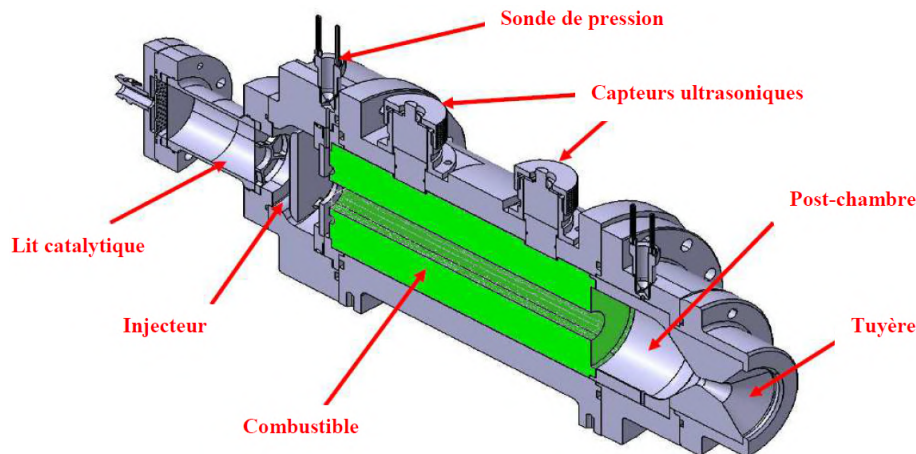


FIGURE 3.1 – Moteur hybride HYCAT

position contenant des particules catalytiques et d'un injecteur gazeux (figure 3.2). La plaque d'injection a été conçue pour répandre tout le peroxyde d'hydrogène liquide à travers la section de passage de la chambre de décomposition. Cette dernière est formée d'un cylindre en Inconel fermé par un maillage d'acier réfractaire pour retenir les particules catalytiques dans la chambre de décomposition. Le catalyseur développé par Heraeus, est composé de platine et de  $Al_2O_3$ [101] (figure 3.3). En utilisant un lit catalytique, l'allumage du moteur hybride se fait sans moyen pyrotechnique, améliorant ainsi la sécurité de l'installation. L'énergie de l'oxydant gazeux est suffisamment élevée pour allumer le moteur. Ainsi, le lit catalytique doit fournir une excellente efficacité pour un temps d'établissement court. Avec ce système d'injection, il est possible de réaliser plusieurs allumages (impulsions).

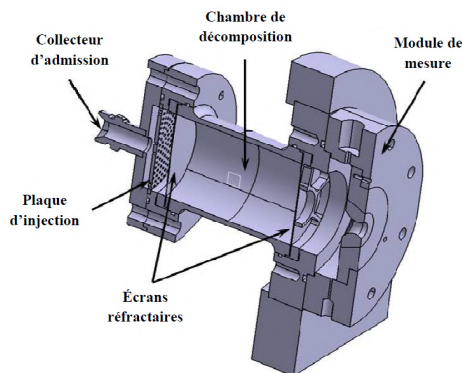
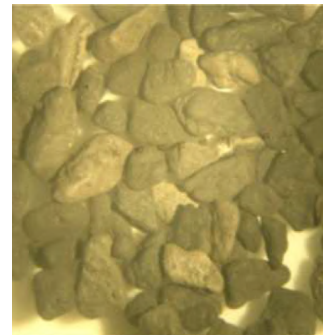


FIGURE 3.2 – Injecteur catalytique

FIGURE 3.3 – Lit catalytique à base de  $Al_2O_3$ 

La température de décomposition est mesurée à la sortie du lit catalytique grâce à trois thermocouples. La mesure de la pression de la chambre de décomposition permet d'obtenir la courbe caractéristique (le débit d'oxydant en fonction de la différence de pression) de la chambre afin de contrôler précisément les conditions de fonctionnement pour les essais en phase monergol et en phase hybride.

L'oxydant utilisé pour la réalisation d'essais est contenu dans un réservoir pressurisé et relié au moteur HYCAT à travers une ligne d'injection. Au cours d'un essai et sans système *ad hoc*, la pression dans le réservoir diminue progressivement à cause de l'injection de l'oxydant et modifie donc le débit d'oxydant. Pour contrôler ce phénomène et conserver un débit d'oxydant constant durant l'essai, le moteur HYCAT utilise un panneau de pressurisation (figure 3.4) permettant de maintenir une pression constante dans le réservoir d'oxydant au cours d'un essai.

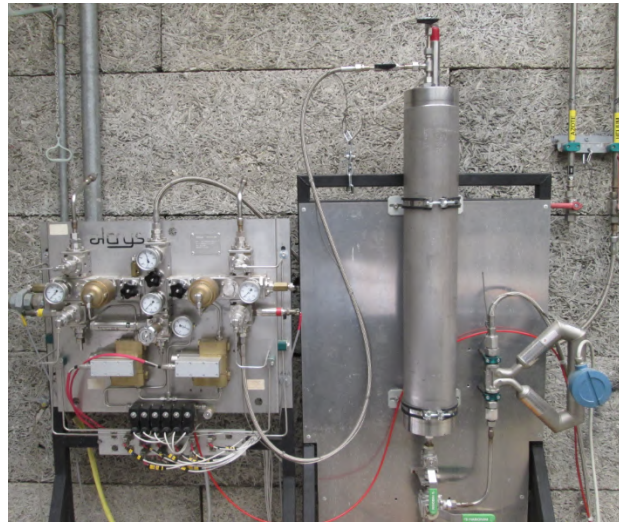


FIGURE 3.4 – Panneau de pressurisation pour les essais HYCAT

- *Chambre de combustion* : La chambre de combustion (figure 3.5) est constituée d'une virole en acier inoxydable pour contenir le bloc de combustible. Cette virole ne nécessite pas de protection thermique car le combustible tel que le PEHD est généralement un très bon isolant et les temps d'essai sont assez courts pour que les effets thermiques n'atteignent pas la paroi qui est ainsi protégée. Cependant, les essais réalisés doivent être suffisamment courts pour que le combustible ne soit pas complètement consommé afin de garder l'effet protectif du combustible sur la virole. En outre, trois orifices y ont été percés pour garantir l'accès aux mesures de la dégradation du combustible au cours du temps par écholocation ultrasonique dont les capteurs sont en contact avec le combustible via un matériau de couplage.



FIGURE 3.5 – Virole de la chambre de combustion du moteur HYCAT



FIGURE 3.6 – Combustible PEHD de 240 mm de long et possédant un diamètre de canal central de 25 mm

- *Post-chambre de combustion* : La post-chambre est un prolongement de la chambre de combustion créant un espace dans lequel la combustion entre les ergols est poursuivie afin d'améliorer le rendement de combustion. La paroi de cette partie de chambre est protégée thermiquement par une couche d'oxyde de zirconium (Figure 3.7).

- *Tuyère* : La tuyère convergente-divergente de Laval est utilisée (figure 3.8) et a pour fonction d'engendrer la poussée du moteur en conditionnant d'une part thermodynamiquement la chambre par l'amorçage du col de la tuyère et, d'autre part, d'éjecter dans le divergent en régime supersonique les gaz brûlés produits par la combustion dans lequel la vitesse des gaz augmente, entraînant une augmentation de la poussée via la relation en condition d'adaptation :

$$F_{poussée} = \dot{m}_{tot} v_e \quad (3.1)$$

Le col est un insert, permettant le choix du diamètre pour chaque essai et de régler ainsi la pression de fonctionnement du moteur. Le diamètre du col est mesuré avec des piges, d'une précision de 0.05 mm, avant et après chaque essai afin de déterminer une éventuelle érosion.

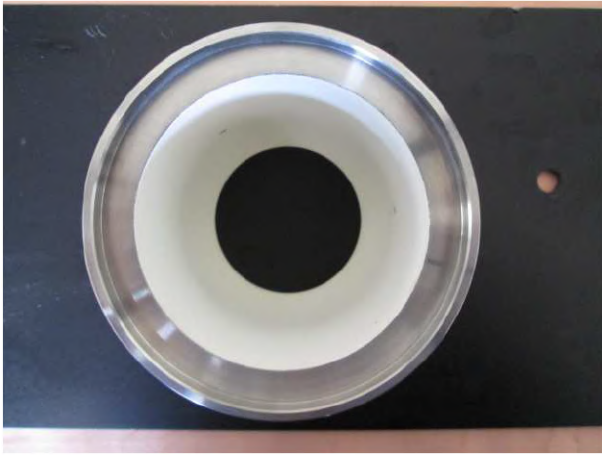


FIGURE 3.7 – Post-chambre de combustion du moteur HYCAT



FIGURE 3.8 – Tuyère en carbone du moteur HYCAT

La chambre de combustion ainsi construite peut supporter une pression atteignant 7.5 MPa.

### 3.1.2 Instrumentation

Pour observer le comportement du moteur hybride HYCAT au cours d'un essai et obtenir des données caractérisant le fonctionnement et les performances de la configuration essayée, le banc d'essai est muni des instruments de mesure suivants.

- Le débit de masse de l'oxydant est mesuré par un débitmètre à effet Coriolis.
- La pression du réservoir de l'oxydant est obtenue par un capteur de pression à pont de jauge de contrainte.
- La pression d'injection en amont du catalyseur est mesurée par un capteur de pression à pont de jauge de contrainte.
- La pression chambre est mesurée juste en amont de la chambre par deux capteurs de pression piézoélectriques et dans la post-chambre par deux autres capteurs du même type (figure 3.10).
- Les efforts de la poussée sont relevés par une balance dynamométrique six composantes à quartz.
- La température de décomposition catalytique est mesurée à la sortie du lit catalytique par trois thermocouples de type K.
- La température de l'oxydant liquide est mesurée par un thermocouple de type K.
- L'épaisseur de dégradation du combustible est mesurée par écholocation en utilisant les capteurs d'ondes ultrasoniques dont l'un se situe proche de l'entrée du canal du combustible et les deux autres juste avant la sortie du canal. La technique des échos pulsés est une méthode non-intrusive et sa mise en place est aisée comparée aux techniques de visualisation et de mesure par rayon X.
- La masse brûlée lors d'un essai est obtenue en mesurant la différence de masse du combustible avant et après essai.

Le diagramme synoptique de la chaîne de mesure est indiqué dans la figure 3.9.



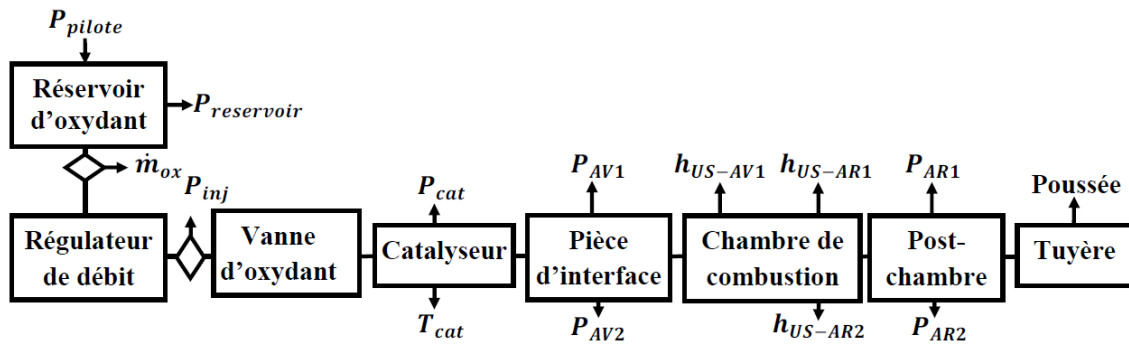


FIGURE 3.9 – Diagramme synoptique de la chaîne de mesure du moteur hybride HYCAT

Les capteurs de pression, le débitmètre, les thermocouples ont été étalonnés et leur incertitude a été évaluée soit en considérant l'erreur de mesure soit en utilisant les données fournies par le fabricant et la chaîne de mesure (tableau 3.1). À noter que les capteurs de pression à pont de jauge ne sont utilisés que pour les servitudes et ne sont pas exploités dans l'analyse des résultats ; leur incertitude n'est pas reprise dans le tableau 3.1. Les plages de validité ont aussi été établies.

TABLE 3.1 – Incertitudes et plages de fonctionnement des instruments de mesure

Instrument	Incertitude	Plage de fonctionnement
Débitmètre à effet Coriolis	0.1 %	$0 - 2 \times 10^{-1} \text{ kg.s}^{-1}$
Dynamomètre à 6 composantes	-0.2 %	$0 - 2 \times 10^3 \text{ N}$
Capteur de pression piézoélectrique	0.2 %	$7 \times 10^{-2} - 1 \times 10^1 \text{ MPa}$

Pour les essais réalisés avec un débit d'oxydant de  $100 \text{ g.s}^{-1}$ , le débitmètre a été plafonné à  $200 \text{ g.s}^{-1}$  et étalonné en dessous de cette valeur. Pour les essais réalisés avec un débit d'oxydant supérieur à  $150 \text{ g.s}^{-1}$ , le débitmètre a été plafonné à  $500 \text{ g.s}^{-1}$ . La mesure du débit s'effectue en sortie du réservoir en amont de l'entrée du catalyseur, en phase liquide. Les capteurs de pression de la chambre de combustion présentent un transducteur piézoélectrique qui est protégé des gaz chauds et corrosifs dans la chambre par une carotte de protection thermique et refroidi par un circuit d'eau. La fréquence d'échantillonnage des capteurs de pression incorporés dans la chambre de combustion est généralement fixée à 10 kHz. Les capteurs d'ondes ultrasoniques sont placés sur les orifices usinés à travers la face latérale de la virole (figure 3.10) et entrent en contact avec le combustible par l'intermédiaire d'un guide d'onde en PEHD. La graisse à vide permet d'assurer le contact entre les éléments pendant l'essai afin que les impulsions d'ondes ultrasoniques puissent se propager avec un minimum de déformation et d'atténuation de l'amplitude. La mesure de l'épaisseur de dégradation instantanée offre la possibilité d'estimer la vitesse de régression du combustible au cours du temps[29, 126].

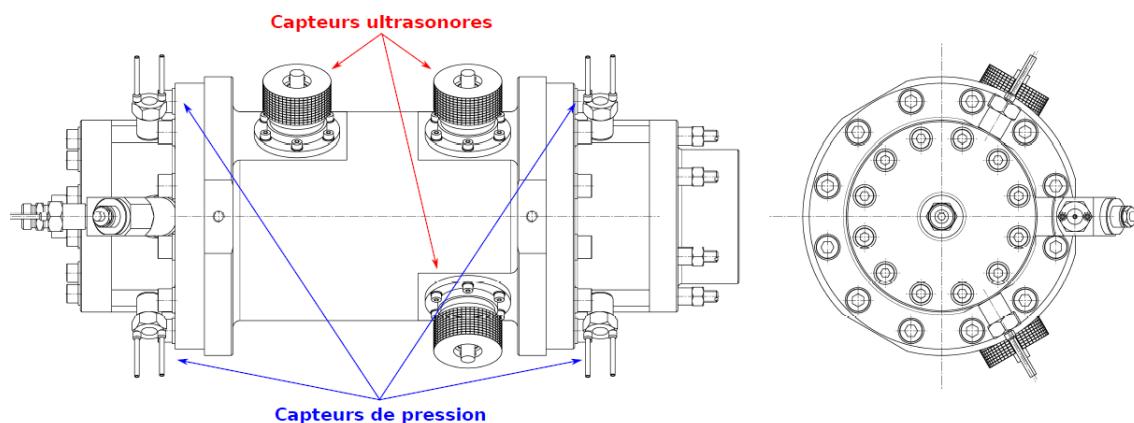


FIGURE 3.10 – Placement des capteurs de pression et d'ondes ultrasoniques sur le moteur HYCAT

## 3.2 Présentation de la base de données

Au Laboratoire de Propulsion Fusée, une campagne d'essais du moteur hybride HYCAT a été réalisée en 2017 afin d'étudier les conditions d'opération et les performances d'un moteur hybride  $H_2O_2$ /PEHD avec injecteur catalytique et de maîtriser le phénomène d'auto-allumage. Pour approfondir l'analyse des essais, les simulations numériques rendent accessibles les données aérothermochimiques des configurations étudiées. Cependant, la modélisation doit être la plus représentative de l'expérience pour que les calculs numériques puissent fournir des informations exploitables et complémentaires aux essais. Ainsi, la base de données fournie par les essais HYCAT sert à la validation de la modélisation numérique proposée dans la thèse.

Cette section présente la campagne d'essais HYCAT et les méthodes d'analyse des données expérimentales afin d'obtenir la distribution temporelle et spatiale de la vitesse de régression du combustible. Ces évolutions seront comparées avec la vitesse de régression calculée numériquement par la modélisation mise en place.

### 3.2.1 Conditions opératoires

La base de données HYCAT est composée de 26 essais réalisés avec le couple peroxyde d'hydrogène ( $H_2O_2$ ) comme oxydant, dont les concentrations utilisées sont 87.5 et 98 % en masse, et le polyéthylène haute densité (PEHD) comme combustible. Ce dernier est cylindrique à canal central dont le diamètre initial et la longueur sont fixés à  $D_{ini} = 25$  mm et  $L_{fuel} = 240$  mm. Les dimensions des post-chambres sont identiques pour chacun des essais. En revanche, le diamètre du col de la tuyère et le rapport de section peuvent varier d'un essai à l'autre.

Dans le cadre de la thèse, un échantillon d'essais a été sélectionné à partir de la base de données pour la validation de la modélisation numérique. Cet échantillon définit donc un domaine de validité. Dans la base de données, deux types de configuration d'injection sont utilisés : axiale et en rotation. Le cas à injection axiale simplifie la géométrie à simuler en 2D axisymétrique. Grâce à cette possibilité et afin de simplifier le processus de validation, la modélisation numérique peut être évaluée sur les plages de pression et de débit en configuration à injection axiale. Pour la plupart des essais deux diamètres de col sont utilisés : 7 mm et 12.4 mm. Lorsque la tuyère est amorcée, le col de la tuyère détermine la pression de la chambre. Ainsi, la base de donnée, pour un même débit de  $100 \text{ g.s}^{-1}$  et un injecteur en configuration axiale, il existe deux niveaux de pression aux voisinages de 1.2 MPa et 3.6 MPa. Si la modélisation numérique sur deux cas représentant les bornes extrêmes d'un paramètre est validée, alors la modélisation est supposée validée pour tous les cas dont la valeur de ce paramètre est comprise dans l'intervalle. Cette hypothèse n'est évidemment valable que si les autres paramètres aérothermodynamiques sont identiques entre les essais concernés. Du 1<sup>er</sup> au 24<sup>e</sup> essai, le débit d'oxydant est au voisinage de  $100 \text{ g.s}^{-1}$ . Les essais HYCAT 12 et 23, deux cas en injection axiale pour lesquels les diamètres de col respectifs sont 7 mm et 12.4 mm, sont donc choisis pour la plage de validité en pression chambre. Les essais HYCAT 25 et 26 ont été réalisées avec un débit respectivement égal à  $175 \text{ g.s}^{-1}$  et  $202 \text{ g.s}^{-1}$  en configuration d'injection axiale. Le diamètre du col est choisi égal à 12.4 mm. En effet, la pression chambre pourrait atteindre, pour un débit aux voisinages de  $200 \text{ g.s}^{-1}$ , un niveau proche des limites structurelles du moteur supportant jusqu'à 7.5 MPa si la section du col de la tuyère avait un diamètre de 7 mm. À ces hauts débits, les durées de la phase hybride n'ont pas été suffisamment courtes pour éviter l'érosion du col en carbone. Néanmoins, l'évolution au cours du temps de la pression chambre pendant l'essai HYCAT 26 semble peu affectée par l'érosion du col dont le diamètre final est 13.05 mm par rapport au diamètre initial de 12.40 mm. Le cas HYCAT 26 est donc choisi et constitue avec le cas HYCAT 23 la plage de validité en débit d'oxydant. Quant aux cas avec injection en rotation, les essais ont été réalisés qu'avec un col de diamètre égal à 7 mm. Dans le cadre de la thèse, les cas à injection en rotation n'ont pas été présentés car les simulations numériques associées n'ont pas abouti.

Ainsi, trois essais représentatifs sont choisis pour définir un domaine de validité de la modélisation dont la plage en pression est 1.2-3.6 MPa et en débit d'oxydant  $100\text{-}200 \text{ g.s}^{-1}$ , pour une configuration à injection axiale. La concentration en peroxyde d'hydrogène est fixée pour toute la validation à 87.5 % en masse. Les données initiales telles que le diamètre du canal central, la longueur du combustible et le rapport de section du divergent de la tuyère des cas choisis sont rapportées au tableau 3.2.



TABLE 3.2 – Données de configuration des cas HYCAT 12, 23 et 26

Cas	HYCAT 12	HYCAT 23	HYCAT 26
Débit d'oxydant prévu ( $\text{g.s}^{-1}$ )	100	100	200
Concentration de $\text{H}_2\text{O}_2$ (% en masse)	87.5	87.5	87.5
$D_{\text{ini}}$ (mm)	$25.0 \pm 0.05$	$25.0 \pm 0.05$	$25.0 \pm 0.05$
$L_{\text{fuel}}$ (mm)	$240.0 \pm 0.05$	$239.0 \pm 0.05$	$240.0 \pm 0.05$
$D_{\text{col}}$ (mm)	$7.0 \pm 0.05$	$12.4 \pm 0.05$	$12.4 \pm 0.05$
$\Sigma_t$	6.3	6.3	6.3
Configuration d'injection	axiale : trou central	axiale : trou central	axiale : trou central

La pièce exerçant les fonctions d'injection axiale est affichée sur la figure 3.11.

La détermination de la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle, de la vitesse locale en moyenne temporelle et de la vitesse instantanée en moyenne spatiale nécessite la mesure de la différence de masse avant et après essai, du diamètre local après essai et des évolutions de pression et de débit d'oxydant au cours de l'essai. Ces données sont issues de la mesure de la pression chambre par les quatre capteurs piézoélectriques de pression, du débit d'oxydant par le débitmètre et de la mesure de diamètre final par les micromètres intérieurs.

La reproductibilité des essais effectués est garantie par le fait que le moteur HYCOM, dont la conception ne diffère du HYCAT que par l'utilisation d'un injecteur liquide et d'une pré-chambre, a montré une erreur de reproduction de la pression, de la vitesse caractéristique et de la poussée moyenne inférieure à 0.6 % hormis le rapport de mélange avec 1.8 % d'erreur, entre deux essais réalisés dans les mêmes conditions (Lestrade et al.[101]).

### 3.2.2 Résultats des essais

À cause de l'injection de l'oxydant à travers le catalyseur, l'allumage du moteur hybride HYCAT ne requiert pas l'utilisation d'un allumeur pyrotechnique. En effet, la décomposition du peroxyde d'hydrogène en produits gazeux est exothermique augmentant la température de l'oxydant injecté entre 850-1100 K (respectivement pour 87.5 et 98 % en masse) initiant la pyrolyse du combustible et, par conséquent, à la formation de la flamme de diffusion. La figure 3.12 montre les évolutions temporelles de la pression de la chambre de combustion, du débit d'oxydant, de la poussée et de la température de décomposition de l'oxydant pour l'essai HYCAT 12. L'évolution de la pression mesurée est corrigée à cause de la dérive en température des capteurs piézoélectriques.

Au début de l'essai HYCAT 12, l'oxydant est injecté dans la chambre sous forme de vapeur d'eau et de dioxygène gazeux constituant l'écoulement dans la chambre. La pression atteint un palier à 2.2 MPa lors de l'amorçage de la tuyère. À partir de  $t = 4$  s, un changement brusque de la pression est observé puisque le processus de combustion a été initié. Jusqu'à la fin de l'essai, le niveau de pression reste stable au voisinage de 3.6 MPa. L'essai se termine lorsque, la vanne d'oxydant fermée, la pression chute brutalement jusqu'à 2.0 MPa puis la diminution s'effectue progressivement jusqu'à atteindre la pression atmosphérique. Deux étapes de l'essai sont alors distinguées : la phase monergol, lorsque l'oxydant est injecté sans qu'il y ait une réaction de combustion puis la phase "hybride" dans laquelle le processus de combustion est amorcé. La montée en pression entre les deux phases entraîne une réduction du débit d'oxydant par rapport à son niveau de la phase monergol. La température enregistrée à la sortie du lit du catalyseur atteint environ 850 K, juste avant l'extinction du moteur.

Les oscillations de pression et de poussée sont grandes pour le cas à injection axiale (HYCAT 12) par rapport au cas avec injection en rotation dans lequel, le mélange est favorisé par l'inertie de l'écoulement entre les gaz chauds de l'oxydant et du carburant pyrolysé[4].

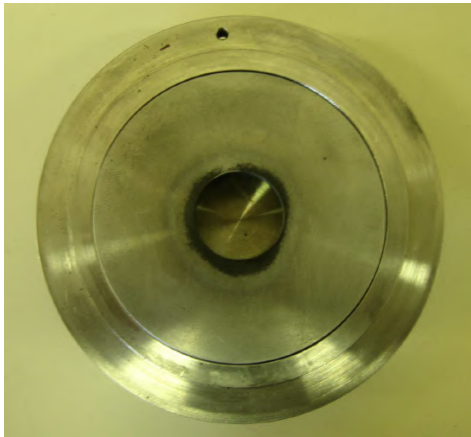


FIGURE 3.11 – Configuration à injection axiale : trou central

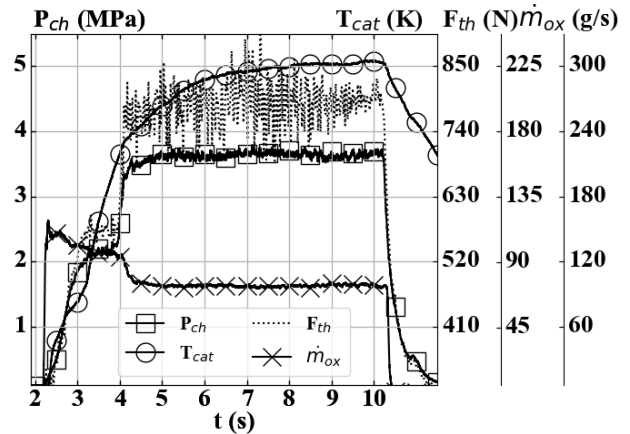


FIGURE 3.12 – Essai HYCAT 12

Les figures 3.13 et 3.14 affichent les évolutions de la pression chambre, de la température de catalyse et du débit d'oxydant en fonction du temps pour les essais HYCAT 23 et 26. La poussée n'est pas représentée contrairement au cas HYCAT 12. Cette grandeur n'est d'ailleurs pas exploitée.

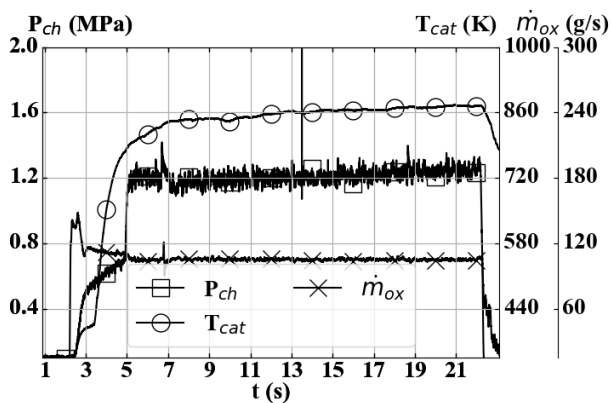


FIGURE 3.13 – Essai HYCAT 23

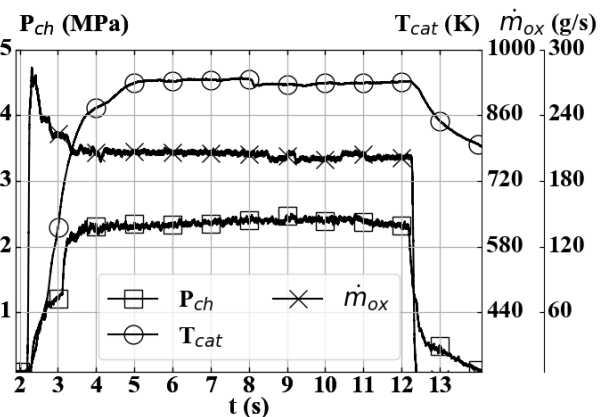


FIGURE 3.14 – Essai HYCAT 26

Pour chaque essai, la durée de la phase hybride, le rapport de mélange global, le débit moyen d'oxydant, la pression chambre moyenne et le débit de carburant moyen durant la phase hybride sont calculés à partir des évolutions de la pression chambre, du débit d'oxydant et de la différence de masse mesurée du combustible entre l'avant et l'après essai. La durée de la phase hybride est déterminée en mesurant la différence entre les instants relevés sur les pics du module quadratique de la dérivée temporelle de la pression qui correspondent à la montée brutale de la pression entre la phase monergol et la phase hybride, et à la chute tout aussi brutale de la pression à la fin de l'essai (figure 3.15). La détermination de l'incertitude de la durée de la phase hybride est cependant plus difficile à obtenir puisque l'instant final de la consommation du combustible est impossible à estimer avec les données relevées. Carmicino *et al.*[27] ont estimé l'incertitude de la durée de l'essai en considérant l'écart entre un instant sur lequel l'essai est en fonctionnement et un autre instant sur lequel la pression est égale à la pression atmosphérique (figure 3.16).

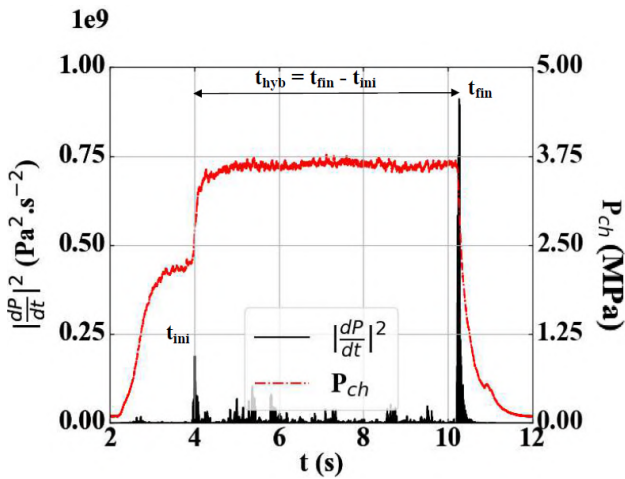


FIGURE 3.15 – Méthode de détermination de la durée de la phase hybride pour les essais HYCAT

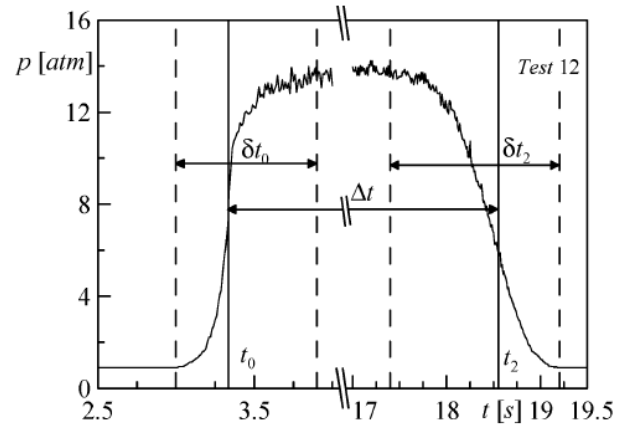


FIGURE 3.16 – Méthode de détermination de la durée d'essai présentée par Carmicino *et al.*[27]

$\delta t_0$  et  $\delta t_2$  sont les écarts en temps pour l'état initial et l'état final de l'essai obtenus par la méthode décrite précédemment. L'incertitude est donc égale à :

$$\delta(t_{hyb}) = \frac{\delta t_2 + \delta t_0}{2} \quad (3.2)$$

Cependant, en appliquant cette méthode pour les essais HYCAT, en particulier, pour le 12<sup>e</sup> essai, à cause de la descente de plus en plus progressive de la pression après la fermeture de la vanne d'oxydant, l'écart de temps à l'état final ( $\delta t_2$ ) est égal à 4 s. L'incertitude ainsi calculée vaut alors 2.2 s, c'est-à-dire une incertitude relative de 35 % en prenant la durée de la phase hybride égale à 6.3 s. Bien que la méthode de Carmicino *et al.* présente l'avantage de prendre en compte complètement la plage de temps liée à la perte de masse du combustible lors d'un essai, l'incertitude est surestimée. Dans le cadre de la thèse, une autre méthode est mise en place et est basée sur l'écart temporel entre le pic du module quadratique de la dérivée temporelle de la pression chambre correspondant soit à l'instant initial soit à l'instant final et le pic situé à 1 % de la valeur dudit pic, en contrebas du lobe associé (figure 3.17 et 3.18).

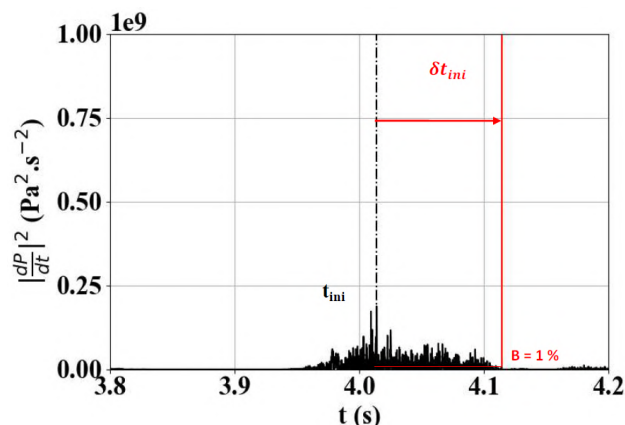


FIGURE 3.17 – Méthode de détermination de l'incertitude de l'instant initial de la phase hybride pour les essais HYCAT

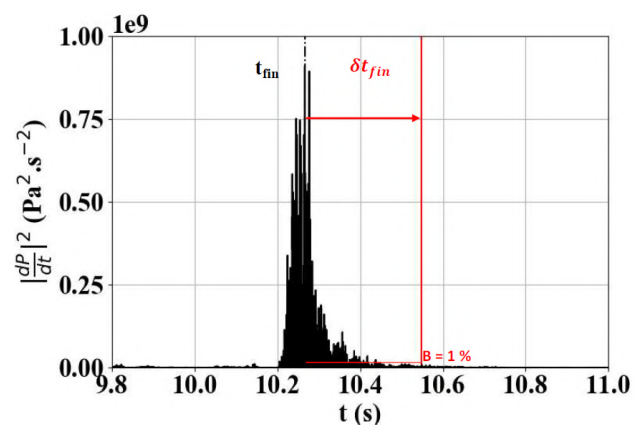


FIGURE 3.18 – Méthode de détermination de l'incertitude de l'instant final de la phase hybride pour les essais HYCAT

L'incertitude est calculée selon la méthode de la propagation d'incertitude :

$$\delta(t_{hyb}) = \sqrt{\delta t_{ini}^2 + \delta t_{fin}^2} \quad (3.3)$$

Pour le cas HYCAT 12, l'incertitude de la durée de la phase hybride vaut 0.3 s correspondant à 5.3 % de la valeur de cette durée.

Le débit de carburant en moyenne temporelle  $\langle \dot{m}_{fuel} \rangle_t$  est obtenu en mesurant la perte de masse durant l'essai  $\Delta M_{fuel}$  sur la durée de la phase hybride  $t_{hyb}$  de l'essai :

$$\langle \dot{m}_{fuel} \rangle_t = \frac{\Delta M_{fuel}}{t_{hyb}} \quad (3.4)$$

Alors que  $\Delta M_{fuel}$  comprend toute la masse perdue pendant toute la durée de l'essai, la masse réellement perdue pendant la phase hybride est nécessairement plus faible à cause de la masse brûlée pendant la phase monergol et juste après la fin de l'essai. En première approximation, néanmoins, ces pertes peuvent être négligées. Cependant, leur quantité n'est pas nulle puisque un rapport de mélange suffisamment bas est nécessaire pour l'initiation du processus de combustion. Toutefois, les pertes peuvent être prises en compte dans les incertitudes des instants indiquant le début et la fin de la phase hybride. En effet, ces instants sont définis sur les points d'inflexion des courbes de pression qui indiquent indirectement l'amorçage et l'extinction du processus de combustion. Ces phases très rapides de changement de pression décrivent un état transitoire pendant lequel le combustible se pyrolyse suffisamment pour que le processus de combustion s'amorce ou, inversement, par l'extinction de la combustion, la pyrolyse du combustible diminue jusqu'à être négligeable. L'incertitude de ces instants définie selon la méthode de la dérivée temporelle de la pression prend donc en considération les pertes de masse associées à l'allumage et à l'extinction du processus de combustion. De la même manière que pour le débit de carburant, le rapport de mélange global prend en compte la masse totale perdue pendant l'essai et est calculé par l'expression :

$$\langle O/F \rangle_t = \frac{\langle \dot{m}_{ox} \rangle_t t_{hyb}}{\Delta M_{fuel}} \quad (3.5)$$

Le rendement de combustion est calculé selon le rapport des vitesses caractéristiques  $C^*$  expérimentale et théorique :

$$\eta_c = \frac{C_{exp}^*}{C_{th}^*} \quad \text{où} \quad C_{exp}^* = \frac{\langle P_{ch} \rangle_t S_{col}}{\langle \dot{m}_{ox} \rangle_t + \langle \dot{m}_{fuel} \rangle_t} \quad \text{avec} \quad S_{col} = \frac{\pi D_{col}^2}{4} \quad (3.6)$$

La vitesse caractéristique théorique  $C_{th}^*$  est calculée à partir du programme de calcul thermochimique de la NASA, CEA RUN[63]. Les résultats des essais choisis sont affichés au tableau 3.3.

TABLE 3.3 – Résultats des essais HYCAT 12, 23 et 26

Cas	HYCAT 12	HYCAT 23	HYCAT 26
$t_{hyb}$ (s)	$6.3 \pm 0.3$	$17.3 \pm 1.1$	$9.1 \pm 0.4$
$\langle \dot{m}_{ox} \rangle_t$ ( $\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$ )	$97.7 \pm 0.2$	$105.0 \pm 0.2$	$204.3 \pm 0.5$
$\langle P_{ch} \rangle_t$ (MPa)	$3.6 \pm 5.0 \times 10^{-3}$	$1.2 \pm 5.0 \times 10^{-3}$	$2.4 \pm 5.0 \times 10^{-3}$
$\Delta M_{fuel}$ (g)	$50.0 \pm 0.2$	$135.0 \pm 0.2$	$140.1 \pm 0.2$
$\langle O/F \rangle_t$	$12.4 \pm 0.6$	$13.5 \pm 0.9$	$13.7 \pm 0.6$
$\eta_c$	$0.88 \pm 0.03$	$0.89 \pm 0.06$	$0.89 \pm 0.01$

### 3.3 Analyse des résultats expérimentaux

La validation de la modélisation numérique de l'écoulement dans une chambre de combustion de moteur hybride s'effectue par la restitution de la distribution de la vitesse de régression sur toute la surface du combustible dans le canal et à différents instants choisis pendant la durée de la phase hybride. En effet, le temps caractéristique de l'écoulement est négligeable devant le temps d'évolution de la régression. Il est donc possible de définir un unique écoulement pour chaque configuration représentant un instant donnée de l'essai. Le traitement des données brutes obtenues expérimentalement doit être capable de fournir cette distribution, du moins partiellement, afin de valider la modélisation numérique à établir.

Les données brutes disponibles obtenues par les instruments de mesure sont les évolutions instantanées de la pression chambre, du débit d'oxydant et de la température du catalyseur, la différence de masse entre l'avant

et l'après essai, les variations temporelles de l'épaisseur du combustible par les capteurs ultrasoniques et les mesures du diamètre des sections du canal du combustible en fin d'essai. Des données globales caractérisant les essais peuvent être aussi calculées telles que l'efficacité de combustion, le rapport de mélange global, la durée de l'essai, etc. Cependant, la vitesse de régression du combustible en fonction du temps et de l'espace ne peut qu'être indirectement obtenue et nécessite donc une analyse plus élaborée des données expérimentales.

Ainsi, d'après la nature des mesures disponibles, quatre manières d'obtenir la vitesse de régression sont alors disponibles offrant chacune une partie de la distribution recherchée :

- la *vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle*, à partir des grandeurs moyennes de l'écoulement ;
- l'évolution temporelle de la *vitesse de régression en moyenne spatiale*, par une technique de reconstruction balistique ou par la mesure des capteurs ultrasoniques ;
- le profil de la *vitesse de régression en moyenne temporelle* le long du canal, par la mesure du diamètre final des sections locales du canal du combustible ;
- la *distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression* dans le canal, conjecturée en combinant la méthode de reconstruction balistique avec la mesure du diamètre final des sections locales dans le canal.

### 3.3.1 Détermination de la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle

La vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle  $\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t$  est obtenue par la relation :

$$\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t = \frac{\bar{D}_{fin} - D_{ini}}{2t_{hyb}} \quad (3.7)$$

où  $\bar{D}_{fin}$  est le diamètre final moyen et  $D_{ini}$  est le diamètre initial du canal central dans le combustible. En fin d'essai, les diamètres des sections varient le long du canal. Par conséquent, un diamètre équivalent est estimé, soit par mesure géométrique ( $\bar{D}_{fin}^{geo}$ ) en effectuant une moyenne spatiale le long du canal, soit en considérant la perte de masse pendant l'essai avec laquelle le diamètre équivalent  $\bar{D}_{fin}^{vc}$  est obtenu par la conservation du volume :

$$\bar{D}_{fin}^{vc} = \sqrt{D_{ini}^2 + \frac{4\Delta M_{fuel}}{\pi\rho_{fuel}L_{fuel}}} \quad (3.8)$$

À cause du faible niveau de vitesse de régression estimé, la dégradation des faces avant et arrière du combustible ne peut pas être négligée. En effet, pour l'essai HYCAT 12, 2 mm de profondeur totale ablatée des faces avant et arrière suffit pour que la masse perdue associée représente 14.4 % de la masse perdue totale au cours de l'essai (tableau 3.5). Par conséquent, les diamètres finaux locaux et le diamètre moyen du canal doivent être déterminés géométriquement.

À la fin de l'essai, la section du canal varie en fonction de la longueur du bloc. Pour mesurer ces variations à l'intérieur du canal, le bloc de combustible est découpé en 8 tranches de 30 mm chacune (figure 3.19). La section du canal est supposée circulaire bien que pouvant éventuellement être déformée par l'asymétrie des processus aérothermochimiques dans le canal au cours de l'essai. Ainsi, l'incertitude de mesure des diamètres prend aussi en compte l'ovalisation du canal. Par conséquent, le diamètre final local du canal est évalué grâce à la mesure de distance donnée par un micromètre d'intérieur à chaque position définie au découpage des tranches (figure 3.20).

Le profil du diamètre final le long du canal est affiché à la figure 3.21. Étonnamment, le diamètre final situé à  $z = 9$  mm, égal à 23.3 mm, est inférieur au diamètre initial, contrairement aux autres points de mesure. Un renflement de PEHD fondu est constaté à l'entrée du canal (figure 3.22) et pourrait provenir d'un chauffage insuffisant du PEHD à la face avant du bloc conduisant à une fonte plutôt qu'à une pyrolyse. Par conséquent, le PEHD fondu serait entraîné vers l'entrée du canal jusqu'à ce que le processus de pyrolyse soit initié. En permanence alimentée en PEHD fondu, la zone d'entrée du canal posséderait un diamètre légèrement inférieur ou proche du diamètre initial.



FIGURE 3.19 – Tranches du combustible PEHD



FIGURE 3.20 – Micromètre d'intérieur pour la mesure des diamètres fins

En aval du renflement, le profil du diamètre du canal montre une courbe parabolique convexe avec une valeur minimale de 28.8 mm à  $z = 120$  mm. La moyenne spatiale du diamètre final peut donc être calculée. Cependant, le diamètre correspondant à l'entrée du canal n'est pas pris en compte puisque sa formation n'est pas produite par la régression du combustible.

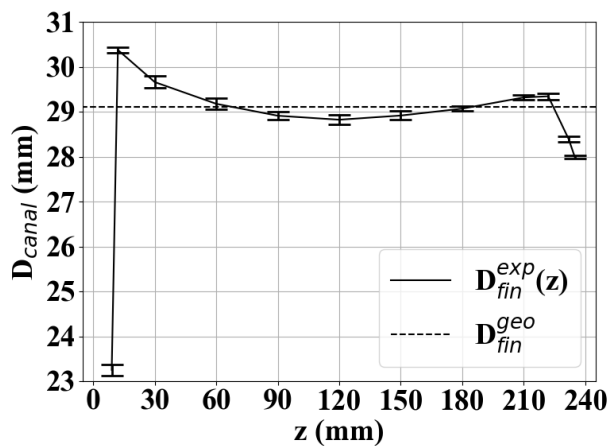


FIGURE 3.21 – Variations du diamètre final le long du combustible pour l'essai HYCAT 12

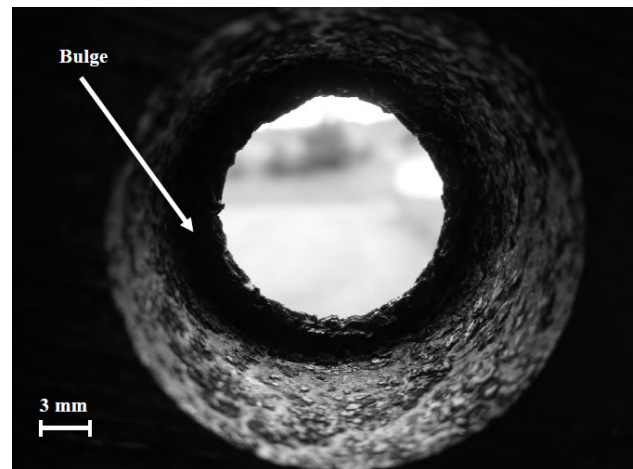


FIGURE 3.22 – Renflement à l'entrée du canal du combustible à cause du PEHD fondu

Pour les essais HYCAT considérés, les diamètres finaux obtenus par la mesure directe de la géométrie du canal et par la relation de conservation volumétrique, et la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle sont donnés au tableau 3.4.

TABLE 3.4 – Diamètre du canal et vitesse de régression en moyenne spatiale pour les essais HYCAT 12, 23 et 26.

Cas	HYCAT 12	HYCAT 23	HYCAT 26
$\bar{D}_{fin}^{vc}$ (mm)	$30.0 \pm 0.09$	$37.08 \pm 0.07$	$37.24 \pm 0.02$
$\bar{D}_{fin}^{geo}$ (mm)	$29.1 \pm 0.3$	$35.8 \pm 0.4$	$36.1 \pm 0.7$
$\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t$ (mm.s <sup>-1</sup> )	$0.34 \pm 0.02$	$0.32 \pm 0.02$	$0.61 \pm 0.08$

Pour les essais HYCAT 23 et 26, comme pour l'essai HYCAT 12, un profil de diamètre final de canal montre un minimum local à  $z = 120$  mm (figures 3.23 et 3.24). En revanche, l'envergure du diamètre final entre la position à  $z = 30$  mm et la position minimale est plus importante que dans la partie située en aval. La dégradation est donc plus importante proche de l'entrée qu'à la sortie. Le cas HYCAT 26, contrairement aux cas 12 et 23, ne possède pas de renflement à l'entrée du canal. À la place, la surface du combustible de l'entrée du canal dessine la face latérale d'un cône tronqué à cause de l'effet couplé de l'anneau d'injection et de l'intensité du débit d'oxydant introduit.

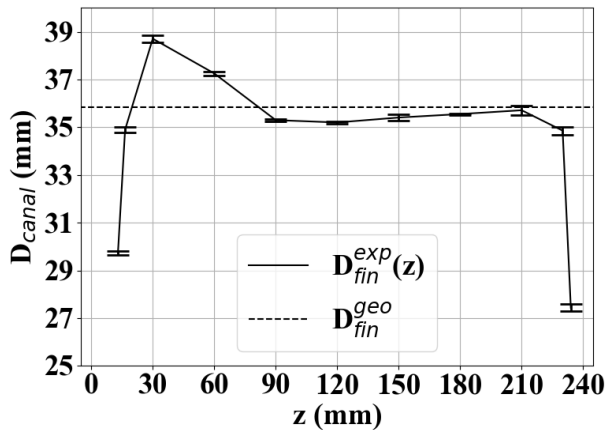


FIGURE 3.23 – Variations du diamètre final le long du combustible pour l'essai HYCAT 23

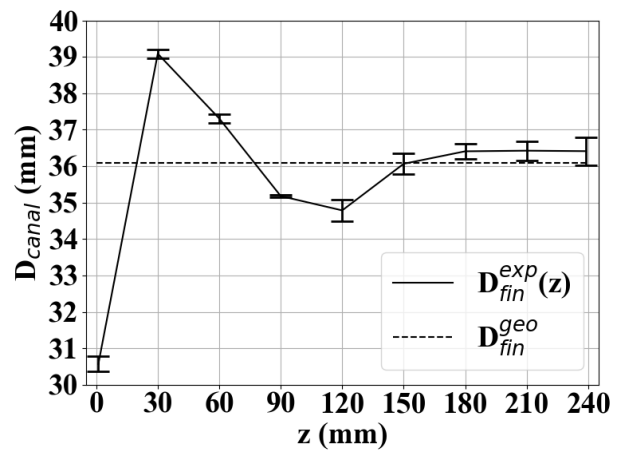


FIGURE 3.24 – Variations du diamètre final le long du combustible pour l'essai HYCAT 26

Les cas HYCAT 12 et 23 suivent une augmentation progressive du diamètre du canal entre  $z = 120$  mm et  $z = 210$  mm avant de diminuer fortement. Or pour le cas HYCAT 26, le diamètre du canal s'accroît rapidement jusqu'à 180 mm. Au delà, le diamètre reste constant jusqu'à la sortie du canal. Cette différence de configuration se traduit par l'apparition d'une surface du combustible ondulée à partir de  $z = 180$  mm. Ce type de motif trahirait la présence d'un film liquide de combustible suffisamment perturbé pour être atomisé. Le même phénomène a été observé pour le cas HYCAT 25 dont la découpe longitudinale du combustible est montrée à la figure 3.25. Le PEHD se comporte donc dans ce nouveau régime comme un combustible liquéfiable.



FIGURE 3.25 – Découpe longitudinale du bloc de combustible de l'essai HYCAT 25

Par conséquent, l'usage d'un débit d'oxydant de  $200 \text{ g.s}^{-1}$  conduit à l'apparition d'un nouveau mode de dé-



gradation différent de celui attendu dans la thèse. Néanmoins, le cas reste retenu pour le processus de validation de la modélisation numérique à établir.

### 3.3.2 Détermination de la vitesse de régression locale en moyenne temporelle

La vitesse de régression locale en moyenne temporelle est basée sur la différence du diamètre final local et le diamètre initial du canal par rapport à la durée de la phase hybride (équation (3.9)).

$$\langle v_{reg}^{exp} \rangle_t(z) = \frac{D_{fin}^{exp}(z) - D_{ini}}{2t_{hyb}} \quad (3.9)$$

D'après les figures 3.26 et 3.27, la vitesse de régression en moyenne temporelle le long du canal atteint un minimum local à  $z = 120$  mm alors que, assez proches des extrémités, sa valeur est plus importante. Classiquement, la diminution de la vitesse de régression le long de la première partie du canal est due à l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite turbulente qui implique des gradients de température et de vitesse de moins en moins sévères à la surface du combustible, dans le sens de l'écoulement. En revanche, après  $z = 120$  mm, la vitesse de régression augmente le long de la seconde partie du canal à cause de l'augmentation du flux de masse total traversant le canal due à l'ajout de carburant et, par conséquent, favorise la convection thermique.

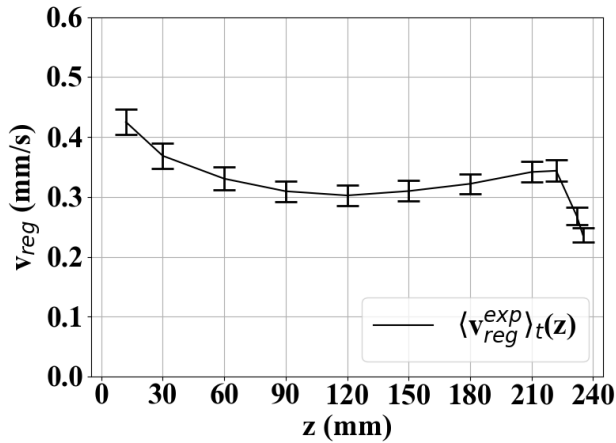


FIGURE 3.26 – Profil de vitesse de régression le long du canal du combustible pour l'essai HYCAT 12

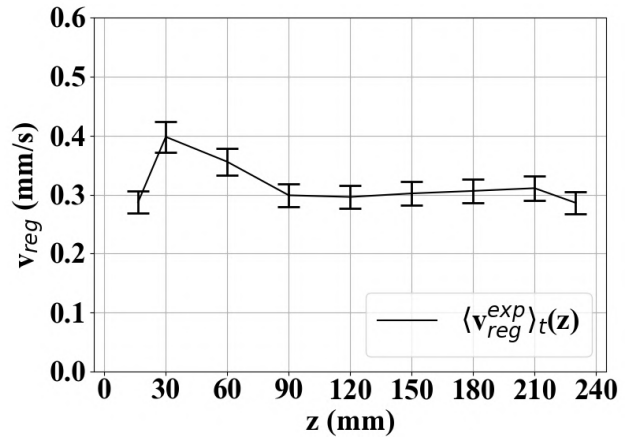


FIGURE 3.27 – Profil de vitesse de régression le long du canal du combustible pour l'essai HYCAT 23

Lorsque le débit d'oxydant est de  $200 \text{ g.s}^{-1}$ , le flux de masse total dans le canal est deux fois plus élevé, intensifiant la convection thermique. Le flux thermique à la surface du combustible devient donc plus sévère. Comme observé à la figure 3.28, le niveau de la vitesse de régression est donc deux fois plus élevé que dans les cas HYCAT 12 et 23.

### 3.3.3 Détermination de la vitesse de régression instantanée en moyenne spatiale

La vitesse de régression instantanée en moyenne spatiale est estimée par la méthode de reconstruction balistique à partir des variations temporelles de la pression chambre et du débit d'oxydant pendant la phase hybride. Wernimont *et* Heister[141] ont construit une technique intégrale pour la détermination de la vitesse de régression instantanée en considérant une vitesse caractéristique expérimentale  $C_{exp}^*$  constante. Cependant, à cause de la déviation du rapport de mélange, cette grandeur ne peut rester constante. Par conséquent, les auteurs ont constaté qu'une erreur en  $C_{exp}^*$  de 10 % implique un écart en vitesse de régression instantanée de 35 %.

George *et al.*[59] ont développé une approche similaire mais en considérant une efficacité de combustion constante pendant l'essai. En effet, les auteurs ont remarqué de très faibles variations de l'efficacité de combustion au voisinage de 1 % dans un ensemble d'essais répétables et inférieures à 2 % pour tous les cas. Si la



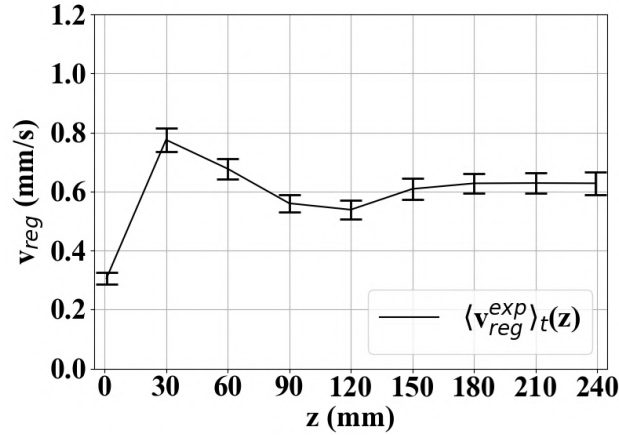


FIGURE 3.28 – Profil de vitesse de régression le long du canal du combustible pour l'essai HYCAT 26

masse perdue finale calculée ne correspond pas à la valeur trouvée expérimentalement, la valeur de l'efficacité de combustion est modifiée jusqu'à convergence. L'écart entre les diamètres finaux en moyenne spatiale reconstruit et mesuré est inférieur à 2 %. En considérant des sources d'erreur supplémentaires telles que la mesure de pression, de température et le calcul du débit de carburant, l'incertitude de la vitesse de régression est inférieure à 3.5 %. En outre, George *et al.* ont aussi supposé que les produits de la combustion associés à l'allumeur ne contribuent pas au processus de combustion hybride. Dans notre cas (essais HYCAT), puisqu'un injecteur catalytique est utilisé, l'allumeur pyrotechnique est évité grâce au phénomène d'auto-allumage et, par conséquent, la contribution en masse associée à l'allumeur n'existe donc pas. Kumar *et Ramakrishna*[79] ont amélioré la méthode de George *et al.*[59] en proposant des critères de convergence pour le rapport de mélange basés sur le débit de carburant et pour le rendement de combustion basés sur la masse totale à la fin de l'essai. Ces nouvelles manières de procéder conduiraient à une meilleure stabilité du calcul et garantiraient mieux la convergence de la solution. Nagata *et al.*[114] ont aussi conçu une méthode de reconstruction basée sur la constance de l'efficacité de combustion et l'ont appliquée aux essais à régression axiale CAMUI. Les auteurs ont remarqué que les écarts diminuent lorsque les essais deviennent plus longs à cause du fait que les erreurs proviennent principalement des régimes instationnaires à l'allumage et à l'extinction. Utilisant la même méthode, Saito *et al.*[127] ont comparé les résultats de la méthode de reconstruction avec les données obtenues par la mesure des pertes de charge à travers le combustible d'un moteur hybride à injection et régression axiales. La méthode de reconstruction balistique montre une erreur de biais du rapport de mélange de  $\pm 10\%$  due principalement à la durée de l'essai et aux incertitudes du débit de masse d'oxydant mesuré.

L'évolution de la vitesse de régression instantanée est obtenue par une méthode de reconstruction balistique qui s'inspire à la fois des méthodes développées par Kumar *et Ramakrishna*[79] et par Nagata *et al.*[114]. Par conséquent, pendant l'essai, le rendement de combustion est supposé constant.

La méthode de reconstruction balistique est basée sur les relations exprimant la vitesse caractéristique expérimentale instantanée et l'efficacité de combustion :

$$C_{th}^* (O/F) = \frac{P_{ch} S_{col}}{\eta_c \dot{m}_{tot}} \quad \text{et} \quad \eta_c = \frac{C_{exp}^*}{C_{th}^*} \quad (3.10)$$

Le débit total global s'exprime alors en fonction du rapport de mélange et du débit d'oxydant :

$$\dot{m}_{tot} = \dot{m}_{ox} \left( 1 + \frac{1}{O/F} \right) \quad (3.11)$$

Ainsi, un système d'équation à une inconnue est établi. Par conséquent, en connaissant la pression chambre et le débit d'oxydant instantanés, le rapport de mélange instantané peut être obtenu. La fonction  $g$  peut être interprétée comme l'énergie totale libérée dans la chambre de combustion par unité de débit d'oxydant injecté. Cette fonction dépend d'un terme d'efficacité ( $C_{th}^*$ ) et d'un terme associé à la proportion de carburant introduit dans

l'écoulement  $(1 + 1/(O/F))$ .

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}] , \quad g(O/F(t)) = \frac{P_{ch}(t) S_{col}}{\eta_c \dot{m}_{ox}(t)} \quad \text{avec} \quad g(O/F) = C_{th}^*(O/F) \left(1 + \frac{1}{O/F}\right) \quad (3.12)$$

La vitesse caractéristique théorique est obtenue par le programme d'équilibre chimique NASA CEA[63] en spécifiant la température et la distribution des espèces pour l'oxydant et le carburant, la pression chambre et le rapport de mélange. La température de l'oxydant est supposée égale à la température instantanée du catalyseur avec une plage de 300 K. La température du carburant est fixée à 950 K en supposant de faibles variations. La pression choisie est la pression chambre instantanée sur une plage de 44 bar à partir de 6 bar. Le carburant choisi est uniquement l'éthylène gazeux et le mélange oxydant est formé de vapeur d'eau et de dioxygène gazeux. La figure 3.29 montre l'évolution de la vitesse caractéristique en fonction du rapport de mélange, pour 8 et 38 bar et la figure 3.30 pour différents niveaux de la température à l'entrée du canal. Pour une température d'oxydant de 876 K, la variation de pression entre 8 et 38 bar n'a pratiquement aucun effet sur l'évolution de la vitesse caractéristique en fonction du rapport de mélange. Néanmoins, un écart de 0.8 % est observé sur la plage de rapport de mélange comprise entre 6 et 11. En fixant la pression à 36 bar, l'augmentation de la température de l'oxydant à l'entrée du canal entraîne une augmentation du niveau de la vitesse caractéristique avec un écart maximal de 2.2 %. En effet, un oxydant plus chaud implique une température de flamme plus élevée. Par conséquent, la pression a très peu d'influence sur l'évolution de la vitesse caractéristique en fonction du rapport de mélange alors que l'impact de la valeur de la température en amont des processus de combustion ne peut pas être négligé. La température à l'entrée du moteur, supposée égale à la température en sortie du catalyseur, est donc un paramètre à prendre en compte d'autant plus que la plage balayée durant un essai peut atteindre 300 K.

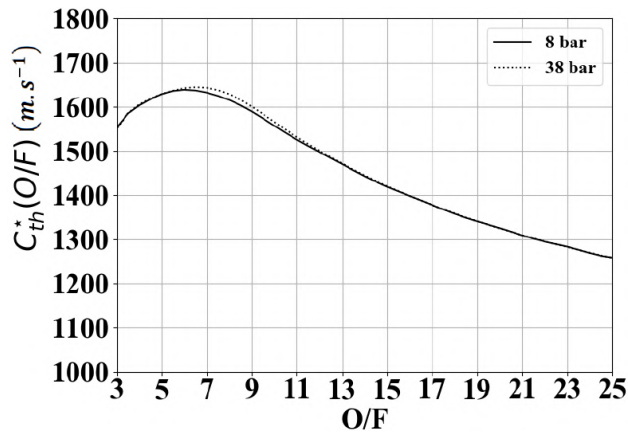


FIGURE 3.29 – Vitesse caractéristique spécifique en fonction du rapport de mélange pour 8 et 38 bar à  $T_{ox} = 876$  K

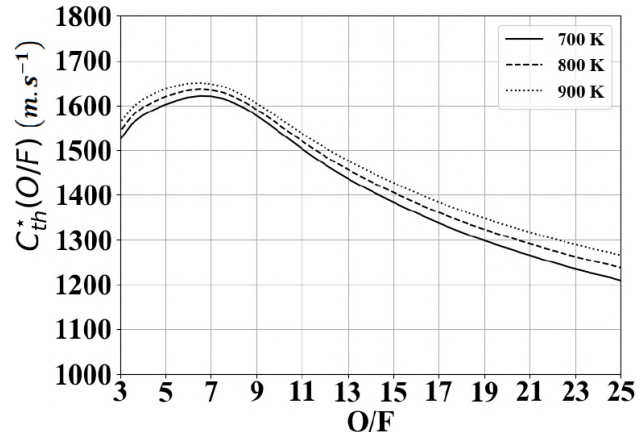


FIGURE 3.30 – Vitesse caractéristique spécifique en fonction du rapport de mélange pour 700, 800 et 900 K à  $P = 36$  bar.

Les figures 3.31 et 3.32 représentent respectivement la fonction  $g$  variant selon le rapport de mélange pour la plage de pression [8, 38] bar à  $T_{ox} = 876$  K et la plage en température d'entrée de 700 à 900 K pour  $P_{ch} = 36$  bar. Les écarts précédemment observés sont aussi constatés pour les variations de la fonction  $g$ . En outre, la courbe dessinée par la fonction  $g$  est strictement décroissante. En effet, dans la configuration considérée, la pente précédant l'optimum de la vitesse caractéristique théorique est suffisamment douce pour que la fonction  $(1 + 1/(O/F))$  puisse relever la valeur de la fonction  $g$  sans produire, par conséquent, des extrema locaux. Autrement dit, pour une augmentation du rapport de mélange à partir de la stœchiométrie, la vitesse caractéristique et le débit de carburant diminuent en considérant un débit d'oxydant fixé. Ainsi, non seulement la quantité de carburant diminue mais aussi l'efficacité diminue à cause de l'éloignement des proportions stœchiométriques. En dessous du rapport stœchiométrique, l'augmentation de la quantité de carburant introduite parvient à compenser voire dépasser les pertes d'énergie libérée par kg pour un mélange de qualité moindre. Cette monotonie stricte de la fonction  $g$  permet donc de simplifier la résolution de la méthode de Newton et garantir ainsi l'unicité de la solution.

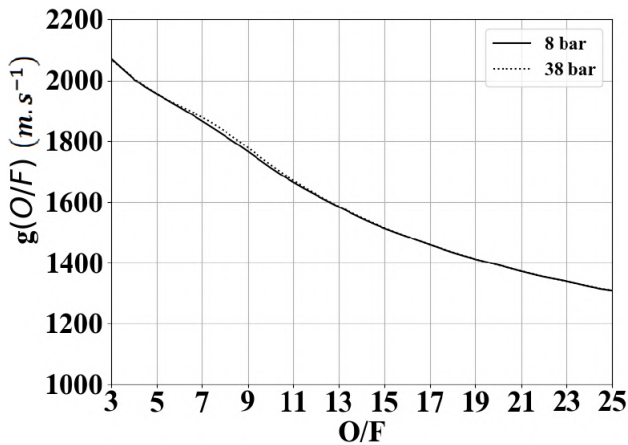


FIGURE 3.31 – Variations de la fonction  $g$  selon le rapport de mélange pour 8 et 38 bar à  $T_{ox} = 876$  K

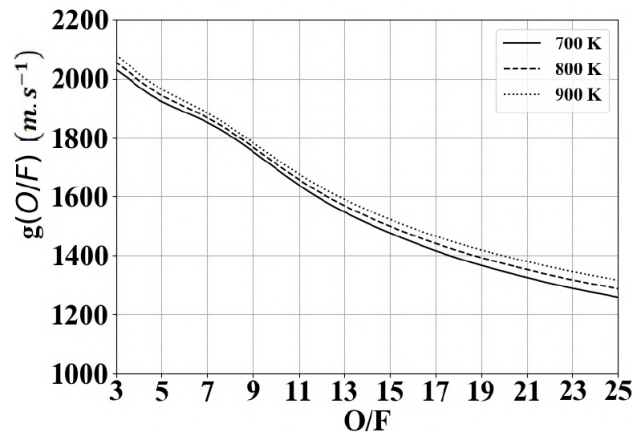


FIGURE 3.32 – Variations de la fonction  $g$  selon le rapport de mélange pour une température d'oxydant de 700, 800 et 900 K à  $P = 36$  bar

Cependant, dans d'autres cas, la baisse en vitesse caractéristique, pour un rapport de mélange en dessous de la stœchiométrie, peut devenir suffisamment forte pour que l'augmentation de la quantité de carburant introduit ne compense pas les pertes d'énergie totale. La fonction  $g$  diminue lorsque le rapport de mélange diminue, jusqu'à que la quantité de carburant soit suffisamment élevée pour entraîner une augmentation de l'énergie totale libérée dans la chambre. Par conséquent, la courbe d'évolution de  $g$  devrait posséder un minimum local et un maximum local (figures 3.33 et 3.34). Nagata *et al.*[114] ont utilisé le couple d'ergols LOX/PMMA pour obtenir une fonction  $g$  présentant des extrêmes locaux. Une raison probable de cette forme est le faible rapport de mélange stœchiométrique (1.4) par rapport au cas  $H_2O_2/PEHD$  décomposé (6.8). Par conséquent, un même écart de rapport de mélange à gauche de la stœchiométrie entraîne un ajout de carburant plus important pour le couple LOX/PMMA. Ainsi, les pertes en carburant sont plus importants et la fraction massique d'oxydant est plus réduite. La qualité de la combustion devient donc plus sensible, se traduisant par une pente de vitesse caractéristique plus importante. La quantité de carburant introduit ne parvient pas à compenser la forte perte d'énergie totale par kg induite par la qualité d'un mélange plus sensiblement dégradée.

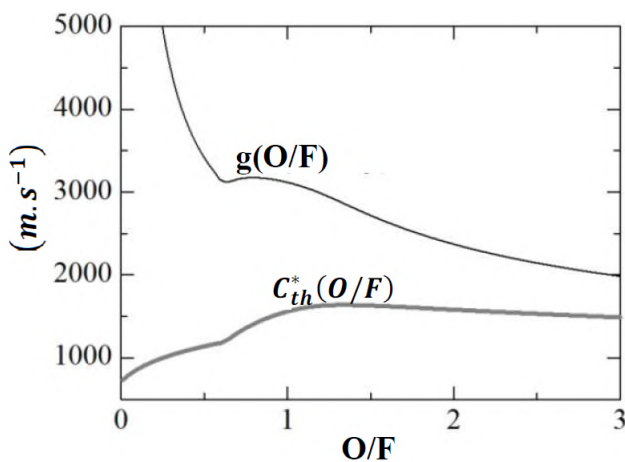


FIGURE 3.33 – Courbes de  $g$  et de la vitesse caractéristique théorique en fonction du rapport de mélange d'après Nagata *et al.*[114] pour le couple d'ergols LOX/PMMA.

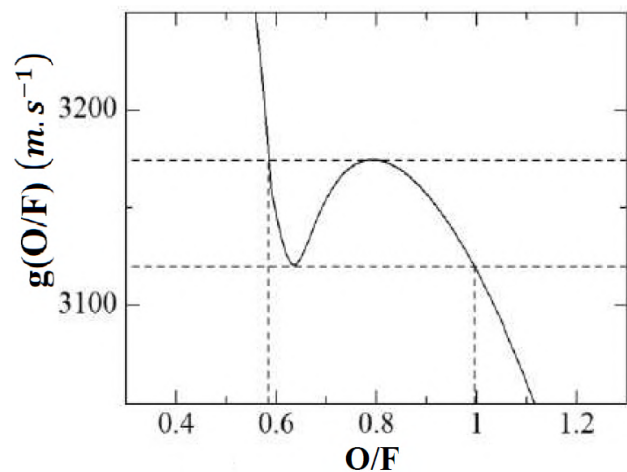


FIGURE 3.34 – Agrandissement de la courbe de  $g$  en fonction du rapport de mélange du graphique 3.33[114]

Le débit de carburant total instantané peut donc être obtenu à partir du rapport de mélange instantané

provenant de la résolution de la méthode :

$$\dot{m}_{fuel} = \frac{\dot{m}_{ox}}{O/F} \quad (3.13)$$

À cause des faibles vitesses de régression constatées pour le PEHD (au voisinage de 0.3-0.4 mm.s<sup>-1</sup>), la régression aux faces avant et arrière du bloc de combustible ne peut pas être négligée. La vitesse de régression du combustible aux faces est considérée comme globale, prenant en compte la régression des deux faces. Par conséquent, son estimation est obtenue en relevant la différence entre la longueur du bloc initial et celle après essai :

$$v_{lat} = \frac{L_{fuel,fin} - L_{fuel,ini}}{t_{hyb}} = \frac{\delta L_{lat}}{t_{hyb}} \quad (3.14)$$

Comme en fin d'essai, les surfaces aux faces ne sont pas planes, différents types de pieds à coulisse et de jauges de profondeur sont utilisés pour mesurer une longueur équivalente du bloc. Avec cette valeur de vitesse de régression du combustible aux faces, le débit de carburant pyrolysé peut être estimé (tableau 3.5).

TABLE 3.5 – Régression du combustible aux faces avant et arrière du bloc du combustible pour les essais HYCAT 12, 23 et 26.

Cas	HYCAT 12	HYCAT 23	HYCAT 26
t <sub>hyb</sub> (s)	6.3 ± 0.3	17.3 ± 1.1	9.1 ± 0.4
δL <sub>lat</sub> (mm)	2.0	5.4	2.3
v <sub>lat</sub> (mm.s <sup>-1</sup> )	0.3	0.3	0.3

Par conséquent, le débit de carburant produit dans le canal du combustible est déduit à l'instant t<sub>n</sub> = nΔt :

$$\dot{m}_{fuel,canal,n} = \dot{m}_{fuel,n} - \rho_{fuel} v_{lat} \pi \frac{D_{ext}^2 - \bar{D}_{canal,n}^2}{4} \quad (3.15)$$

À l'instant t<sub>n</sub>, la vitesse de régression instantanée dans le canal de diamètre  $\bar{D}_{canal,n}$  supposé invariant le long du canal de longueur L<sub>fuel,n</sub> du combustible s'écrit alors :

$$\bar{v}_{reg,n} = \frac{\dot{m}_{fuel,canal,n}}{\pi \rho_{fuel} \bar{D}_{canal,n} L_{fuel,n}} \quad et \quad \bar{D}_{canal,n+1} = \bar{D}_{canal,n} + 2\bar{v}_{reg,n} \Delta t \quad et \quad L_{fuel,n+1} = L_{fuel,n} - v_{lat} \Delta t \quad (3.16)$$

Les nouvelles dimensions du bloc sont actualisées grâce aux valeurs calculées de la vitesse de régression instantanée.

La figure 3.35 résume l'algorithme résolvant l'évolution temporelle de la vitesse de régression en moyenne spatiale le long du combustible durant la phase hybride. Le paramètre q<sub>0</sub> est une constante numérique pour la convergence de l'algorithme qui doit être choisie judicieusement en fonction du cas traité.

Pour une efficacité de combustion donnée, le calcul de l'évolution de la vitesse de régression instantanée durant l'essai fournit une valeur de la masse totale consommée pendant l'essai. La valeur de l'efficacité de combustion est modifiée itérativement jusqu'à ce que la masse perdue calculée converge vers sa valeur expérimentale. Néanmoins, puisque une estimation de l'efficacité de combustion peut être obtenue à partir des données expérimentales, une seule itération suffit généralement pour respecter les incertitudes associées aux valeurs expérimentales de référence.

La méthode de reconstruction balistique a donc été appliquée aux essais HYCAT considérés dans la thèse. La pression chambre est obtenue par les capteurs installés en amont du combustible. Pour le 12<sup>e</sup> essai de la campagne HYCAT, les résultats de la méthode sont présentés dans le tableau 3.6. Les évolutions de la vitesse de régression et du diamètre du canal en moyenne spatiale sont affichées dans la figure 3.36. Une augmentation quasi linéaire du diamètre du canal est constatée de t= 4.3 s à 10.2 s.

Le diamètre final obtenu par la méthode de reconstruction balistique est égal à 29.4 mm présentant un écart de 1.0 % par rapport à la valeur mesurée directement sur le bloc et de -2 % par rapport à la valeur obtenue

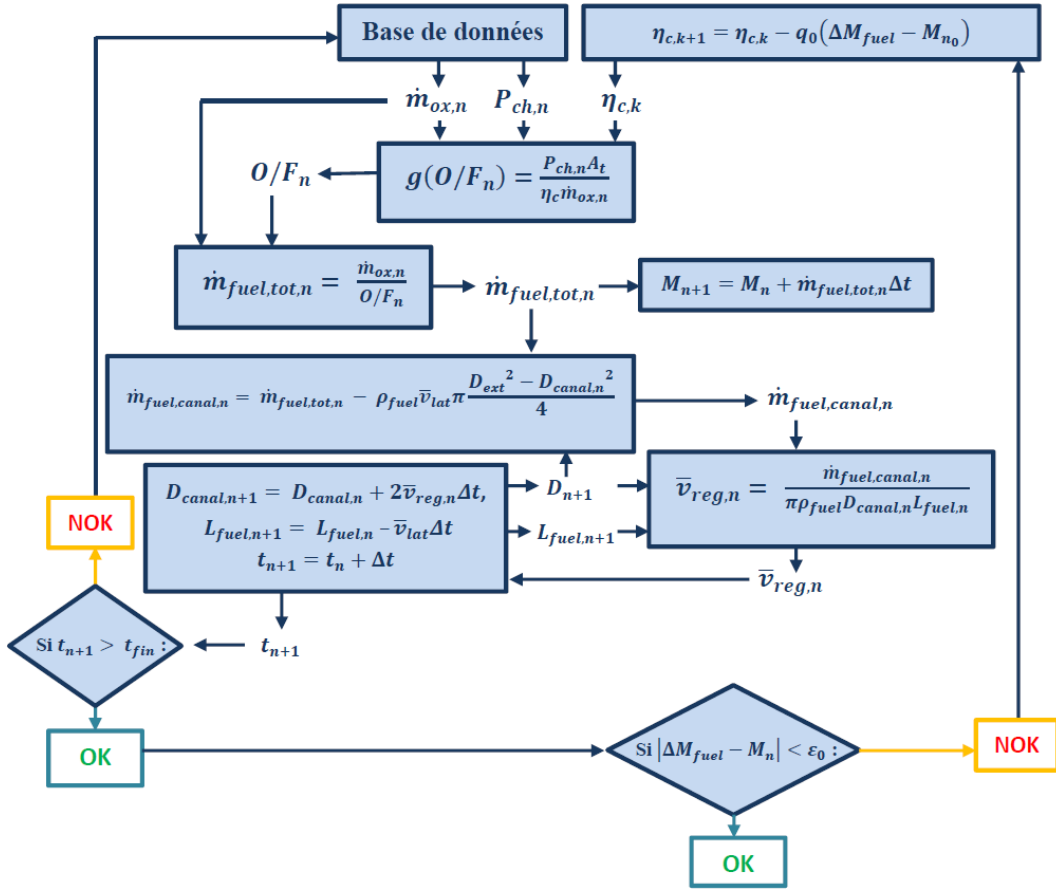


FIGURE 3.35 – Diagramme de l’algorithme de la méthode de reconstruction balistique

TABLE 3.6 – Comparaison entre les diamètres mesuré et calculé par la méthode de reconstruction balistique pour les essais HYCAT 12.

	$\bar{D}_{fin}$ (mm)	$\Delta M_{fuel}$ (g)
Mesure	$29.1 \pm 0.3$	$50.0 \pm 0.2$
Reconstruction	29.4	49.8
$\epsilon$ (%)	1.0	0.5

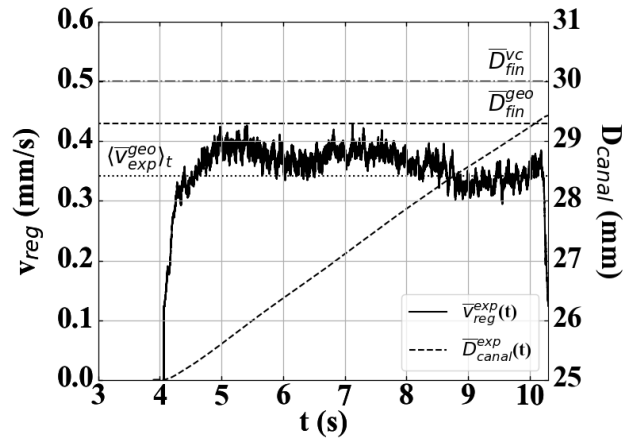


FIGURE 3.36 – Évolution du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible au cours de l’essai HYCAT 12.

avec la méthode de la conservation du volume présentée à la section 3.3.1. Le résultat de la méthode de reconstruction, affichant un diamètre final compris dans l’incertitude de mesure de la valeur associée à la mesure géométrique confirme son utilisation pour estimer la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale et temporelle.

La vitesse de régression moyennée spatialement montre une évolution stable durant la phase hybride (figure

3.36). Néanmoins, en dépit d'une évolution bruitée, la tendance globale oscille faiblement avec une période grossièrement égale à la moitié de la durée de la phase hybride.

Pour une surestimation de 0.3 s de la durée de la phase hybride, c'est-à-dire 5.3 %, le diamètre du canal n'est dévié au plus de 1.2 % alors que la vitesse de régression instantanée présente un écart maximal compris entre 7 et 8 % à partir de  $t = 4.5$  s. Ainsi, l'incertitude de la vitesse de régression du combustible instantanée est plus élevée que la valeur associée à la durée de la phase hybride. Par conséquent, l'évaluation de la durée de la phase hybride est cruciale pour la précision de la valeur de la vitesse de régression du combustible instantanée en moyenne spatiale obtenue par la méthode de reconstruction balistique.

Précédemment, une sensibilité notable de 2 % de la vitesse caractéristique à la température de l'oxydant a été constatée. Une comparaison en vitesse de régression instantanée a été effectuée entre le cas dans lequel l'évolution de la température de l'oxydant est prise en compte et le cas avec une température d'oxydant fixe à  $T_{ox} = 600$  K, avec HYCAT 12 comme essai de référence. Les écarts en vitesse de régression sont globalement inférieurs à 1.7 % hormis au début et à la juste fin de la phase hybride pendant lesquels les différences peuvent atteindre plus de 4 %.

L'influence de la température du carburant doit être aussi étudiée puisqu'aucune mesure ne peut être prise sur la surface du combustible dans le montage considéré. Cette température peut varier de 900 à plus de 1000 K selon les conditions d'opération. N'ayant aucune mesure, cette température est fixée à une valeur comprise entre 900 et 1000 K. L'algorithme de la reconstruction balistique est exécuté pour chacune de ces températures extrêmes. Les différences sont très faibles, inférieures à 0.08 %. Ainsi la valeur de la température à la surface du carburant est négligeable. Cette insensibilité s'explique par le fait que le rapport de mélange soit assez élevé ( $O/F = 12.4$ ).

Les évolutions temporelles de la vitesse de régression du combustible et du diamètre du canal en moyenne spatiale pour les essais HYCAT 23 et 26 sont affichées respectivement sur les figures 3.37 et 3.38. Pour ces deux cas, contrairement au cas HYCAT 12, les vitesses de régression sont les plus élevées pendant une durée spécifique au début de l'essai entre 1 à 2 s avant de baisser brutalement. En effet, pour l'essai HYCAT 23, deux étapes peuvent être distinguées durant l'essai. Entre le début ( $t = 4.6$  s) et  $t = 7$  s, la vitesse de régression est au voisinage de  $0.36 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ , puis au delà, la vitesse de régression baisse brutalement avant de se stabiliser au voisinage de  $0.31 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ , jusqu'à la fin de l'essai. Pour l'essai HYCAT 26, le niveau de vitesse de régression du combustible est deux fois plus élevé que les deux autres cas d'essais avec une valeur moyenne de  $0.6 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ . Comme pour le cas HYCAT 23, une élévation de la vitesse de régression est constatée au début de l'essai bien que très atténuée. Au cours de l'essai HYCAT 26, le col de la tuyère s'est érodée entre  $t = 10.9$  s et la fin de l'essai.

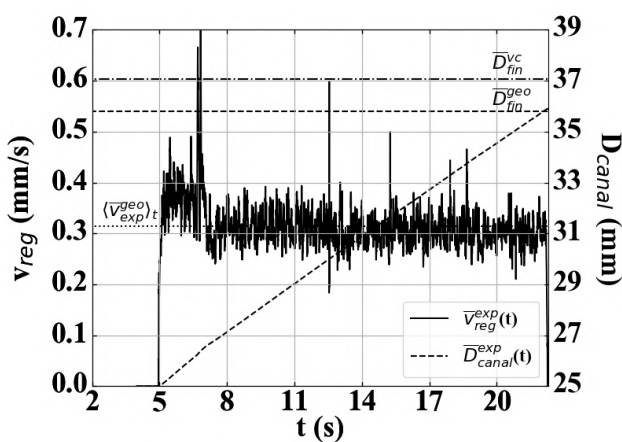


FIGURE 3.37 – Évolutions du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible au cours de l'essai HYCAT 23.

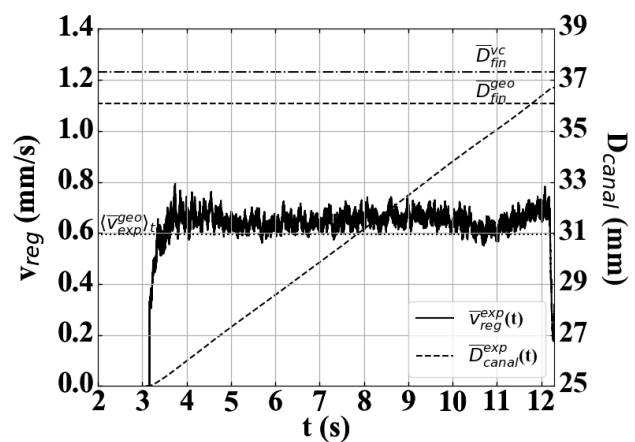


FIGURE 3.38 – Évolutions du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible au cours de l'essai HYCAT 26.

Le modèle de reconstruction balistique a donc été modifié pour prendre en compte l'évolution de la section

du col de la tuyère à partir de l'instant où commence l'érosion. Une première approximation est l'évolution linéaire de l'aire de la section du col lors de la phase d'érosion. Ainsi, à la figure 3.38, à partir de  $t_{col} = 10.9$  s, relevé sur l'évolution temporelle de la pression chambre, la vitesse de régression du combustible augmente après une légère chute. Malgré cela, le niveau de vitesse reste stable durant l'essai.

Le diamètre final fourni par la méthode de reconstruction reproduit le diamètre moyen du canal, dans la zone d'incertitude du diamètre, issu des mesures sur le bloc (tableau 3.7). Le cas HYCAT 26 montre une incertitude de mesure du diamètre moyen du canal la plus élevée d'entre les cas considérés. En effet, les incertitudes de mesure des diamètres locaux, au delà de  $z = 150$  mm, sont plus élevées que la normale. La principale raison est la formation du motif en ondelettes qui perturbent la mesure par micromètre. En effet, le placement de l'instrument à l'intérieur du canal du tronçon considéré devient difficile à cause des formes ondulées de la surface.

TABLE 3.7 – Comparaison entre les diamètres mesuré et calculé par la méthode de reconstruction balistique pour les essais HYCAT 23 et 26.

	HYCAT 23	HYCAT 26
$\bar{D}_{fin}^{geo}$ (mm)	$35.8 \pm 0.4$	$36.1 \pm 0.7$
$\bar{D}_{fin}$ reconstruit (mm)	35.9	36.7
$\epsilon$ (%)	0.3	1.7

### 3.3.4 Détermination de la vitesse de régression locale et instantanée

La méthode de reconstruction balistique ne fournit qu'une évolution de vitesse de régression instantanée durant la phase hybride en moyenne spatiale le long du canal du combustible. D'autre part, la mesure des variations du diamètre final le long du combustible n'offre qu'un profil des variations de la vitesse de régression locale le long du canal en moyenne temporelle. Ce découplage du temps et de l'espace ne peut donc rendre compte des variations locales et instantanées de la vitesse de régression au cours d'un essai. En effet, le profil de la vitesse de régression le long du canal établi par la différence entre des diamètres initial et final suppose une vitesse de régression constante pendant la durée de l'essai. Or, à cause de l'augmentation du diamètre de la section du canal, le flux de masse à travers la section diminue, entraînant un affaiblissement de la convection thermique. Par conséquent, la vitesse de régression du combustible diminue au cours d'un essai. Une approche locale et instantanée est donc nécessaire pour représenter complètement la distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression dans le canal du combustible.

#### Mesure de la vitesse de régression instantanée par écholocation ultrasonique

Bien que la méthode par écholocation de la surface brûlée permette une mesure de la vitesse de régression locale au cours du temps, celle-ci est ponctuelle et l'erreur de mesure peut être conséquente à cause de la modification de la vitesse du son dans le combustible engendrée par des variations de température liées aux conditions aérothermochimiques dans la chambre. La correction des effets associés à la température complique fortement l'approche originellement facile et simple de la méthode par écholocation. Actuellement en cours de développement, la méthode de correction ne sera donc pas exploitée pour obtenir la vitesse de régression instantanée et locale du combustible. Pour le moteur hybride HYCAT, seuls trois points de mesure sont choisis réduisant l'application de l'approche par écholocation à une estimation instantanée de la vitesse de régression moyenne le long du combustible.

#### Reconstruction du profil de vitesse de régression instantanée le long du canal

Une alternative à l'approche par écholocation est la reconstruction du profil spatial de vitesse de régression instantanée le long du canal à partir du débit de carburant instantané produit dans le canal obtenu par la méthode de reconstruction balistique et le profil du diamètre final dans le canal à la fin de l'essai.

Soit  $z$  la coordonnée selon l'axe du moteur permettant le repérage le long du canal du combustible et  $t$  un instant appartenant à la phase hybride. Le tronçon du canal compris entre  $z$  et  $z + dz$  est considéré comme cylindrique (figure 3.39). Les variations du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible sont supposées invariantes en rotation autour de l'axe  $\vec{z}$ . Par conséquent, à l'instant  $t$  et à la position  $z$ , l'élément de

débit de carburant à travers le tronçon d'épaisseur  $dz$  s'écrit :

$$d\dot{m}_{fuel,canal}(z,t) = \pi\rho_{fuel}D_{canal}(z,t)v_{reg}(z,t)dz \quad (3.17)$$

En théorie, la longueur d'intégration de l'élément de débit de carburant dans le canal devrait correspondre à la longueur du canal à l'instant  $t$  donnée par la méthode de reconstruction balistique. Cependant, à cause de divers phénomènes aérothermochimiques aux extrémités du canal tels que la fusion du bloc, le déplacement de combustible liquide ou de probables réactions hétérogènes en surface, l'hypothèse d'une régression par pyrolyse dans ces régions est très difficilement applicable voire dénuée de sens. En effet, comme constaté à la section 3.3.1, un renflement de PEHD fondu est observé à l'entrée du canal avec un diamètre de canal plus petit que le diamètre initial et, par conséquent, ne peut pas être provoqué par une pyrolyse.

De plus, la méthode proposée dans le cadre de cette thèse est basée sur les mesures de diamètre du canal le long du combustible après essai. L'intégration de l'élément de débit de carburant s'effectue donc entre les positions axiales des mesures de diamètres les plus proches des extrémités du canal (figure 3.40).

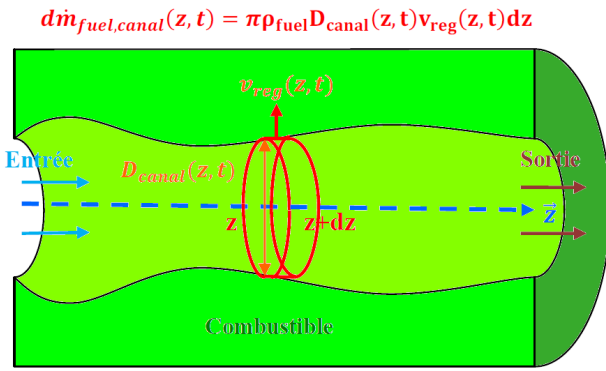


FIGURE 3.39 – Élément de débit de carburant à travers la surface élémentaire de combustible

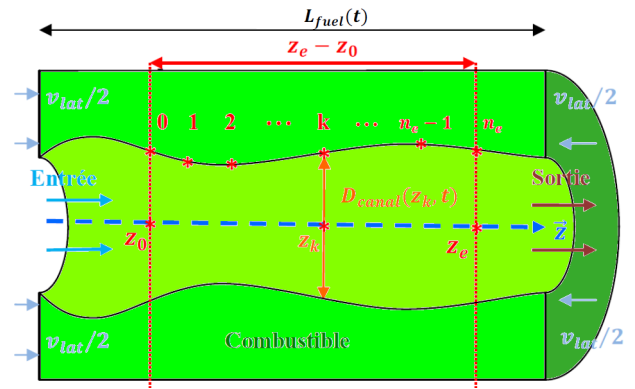


FIGURE 3.40 – Positions des points de mesure pour l'application de la méthode

Avec cette approche, la longueur d'intégration est indépendante du temps mais implique la connaissance de la *fraction de débit de carburant associée à cette portion du canal*, notée  $\Lambda(t)$ . Le débit de carburant  $Q(t)$  produit dans la portion de canal constituée par les positions  $z_0$  et  $z_e$  s'exprime alors par la relation :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad Q(t) = \pi\rho_{fuel} \int_{z_0}^{z_e} D_{canal}(z,t)v_{reg}(z,t)dz \quad \text{et} \quad \Lambda(t) = \frac{Q(t)}{\dot{m}_{fuel,canal}(t)} \quad (3.18)$$

En outre, une équation différentielle partielle peut être construite naturellement via la définition de la vitesse de régression du combustible :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \frac{\partial D_{canal}}{\partial t}(z,t) = 2v_{reg}(z,t) \quad (3.19)$$

L'équation de conservation de la masse (3.17) peut donc s'écrire par la relation :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \frac{2Q(t)}{\pi\rho_{fuel}} = \int_{z_0}^{z_e} D_{canal}(z,t) \frac{\partial D_{canal}}{\partial t}(z,t) dz \quad (3.20)$$

D'après le théorème d'intervention intégrale-dérivée de Leibniz, une équation différentielle temporelle peut être établie :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \frac{4Q(t)}{\pi\rho_{fuel}} = \frac{d}{dt} \left( \int_{z_0}^{z_e} D_{canal}(z,t)^2 dz \right) \quad (3.21)$$

En supposant la fraction de débit de carburant  $\Lambda(t)$  connue, le débit de carburant  $Q(t)$  sur la portion mesurée du canal est totalement connue du début à la fin de la phase hybride grâce à la connaissance du débit de carburant dans le canal obtenu par la méthode de reconstruction balistique. Par conséquent, la masse perdue



$M_{mp}(t)$  par le combustible dans la portion mesurée du canal au cours du temps est aussi connue. La primitive de la relation 3.21 s'exprime par :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \frac{4M_{mp}(t)}{\pi\rho_{fuel}} + K = \int_{z_0}^{z_e} D_{canal}(z, t)^2 dz \quad \text{et} \quad M_{mp}(t) = \int_{t_{ini}}^t Q(u) du \quad (3.22)$$

où  $K$  est une constante réelle. Or, au début de la phase hybride, la perte de masse est nulle et le diamètre initial est constant le long du canal. Par conséquent, la constante  $K$  vaut :

$$K = (z_e - z_0) D_{ini}^2 \quad (3.23)$$

d'où l'équation régissant la conservation de la masse associée au profil du diamètre local le long du combustible :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \frac{4M_{mp}(t)}{\pi\rho_{fuel}} + (z_e - z_0) D_{ini}^2 = \int_{z_0}^{z_e} D_{canal}(z, t)^2 dz \quad (3.24)$$

Cette équation décrit la manière dont le diamètre du combustible doit évoluer temporellement durant la phase hybride afin de conserver le débit de carburant instantané sur la portion mesurée. Cependant, le diamètre du canal dépend non seulement du temps mais aussi de la coordonnée axiale  $z$  le long du combustible. Dans l'approche proposée, la mesure des variations du diamètre du canal le long du combustible à l'instant final constitue une condition limite au problème. De plus à l'instant à partir duquel la phase hybride commence, le diamètre du canal est supposé constant le long du canal :

$$\forall z \in [z_0, z_f], \quad D_{canal}(z, t_{ini}) = D_{ini} \quad \text{et} \quad D_{canal}(z, t_{fin}) = D_{fin}^{geo}(z) \quad (3.25)$$

Pour fermer le système, une équation décrivant les variations spatiales du diamètre le long du canal pour chaque instant  $t$  est nécessaire et doit provenir de la distribution du flux thermique à la surface du combustible. Ce champ est le produit des phénomènes aérothermochimiques présents dans le canal. Or, une telle information n'est pas directement disponible à partir des données récoltées pendant l'essai ou par la méthode de reconstruction balistique. Néanmoins, l'hypothèse que les variations spatiales de la couche limite turbulente et de la flamme de diffusion le long du canal seraient peu affectées par leur évolution temporelle a été émise pour construire la présente méthode. Ces variations sont alors traduites via la convection thermique sur la distribution de la vitesse de régression du combustible le long du canal qui sculpte la forme de la surface du combustible. Ainsi, à l'état final, les variations observées du diamètre du canal sont les empreintes spatiales du processus de combustion dans le canal durant l'essai. Par conséquent, comme les variations spatiales du diamètre du canal à un instant donné reflèteraient les variations mesurées à la fin de l'essai, l'équation supplémentaire énonce donc qu'à chaque instant de la phase hybride, la variation spatiale du diamètre du canal est proportionnelle à la variation du diamètre du canal à l'instant final :

$$\forall (z, t) \in [z_0, z_e] \times [t_{ini}, t_{fin}], \quad \frac{\partial D_{canal}}{\partial z}(z, t) = \frac{dD_{canal}^{geo}}{dz}(z) \theta(t) \quad (3.26)$$

Le coefficient de proportionnalité, non supposé constant lors de l'essai, forme une fonction  $\theta$  de classe  $C^1$ , évoluant temporellement, qui est définie par :

$$\theta : \begin{cases} [t_{ini}, t_{fin}] & \longrightarrow & [0, 1] \\ t & \longmapsto & \theta(t) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \theta(t_{ini}) = 0 \quad \text{et} \quad \theta(t_{fin}) = 1$$

Puisqu'au début de la phase hybride, le diamètre du canal est constant le long du canal, la fonction  $\theta$  doit être nulle à l'instant initial. À l'état final, cette variation doit correspondre à celle mesurée expérimentalement. Ainsi, à la fin de la phase hybride, la fonction  $\theta$  doit être égale à 1.

Ainsi une solution établie précédemment au système d'équations suppose le découplage des variables  $z$  et  $t$  et s'exprime sous la forme :

$$\forall (z, t) \in [z_0, z_e] \times [t_{ini}, t_{fin}], \quad D_{canal}(z, t) = \left( D_{fin}^{geo}(z) - D_{ini} \right) \theta(t) + D_{ini} \quad (3.27)$$

Pour déterminer l'évolution de  $\theta$  en fonction du temps, la solution proposée est injectée dans l'équation (3.24). Après développement, une équation polynomiale du second degré est établie :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \sigma^+ \theta(t)^2 + 2D_{ini} \sigma_0 \theta(t) - \frac{4M_{mp}(t)}{\pi\rho_{fuel}} = 0 \quad (3.28)$$

où :

$$\sigma^+ = \int_{z_0}^{z_e} \left( D_{fin}^{geo}(z) - D_{ini} \right)^2 dz \quad \text{et} \quad \sigma_0 = \int_{z_0}^{z_e} \left( D_{fin}^{geo}(z) - D_{ini} \right) dz \quad (3.29)$$

Le discriminant associé est strictement positif permettant donc deux solutions réelles à l'équation (3.28), pour chaque instant de la phase hybride :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \Delta(t) = 4D_{ini}^2 \sigma_0^2 \left( 1 + \frac{4\sigma^+ M_{mp}(t)}{\pi \rho_{fuel} D_{ini}^2 \sigma_0^2} \right) > 0 \quad (3.30)$$

Seule une des deux solutions est positive. Donc analytiquement, la fonction  $\theta$  s'exprime alors par :

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad \theta(t) = \frac{D_{ini} \sigma_0}{\sigma^+} \left( \sqrt{1 + \frac{4\sigma^+ M_{mp}(t)}{\pi \rho_{fuel} D_{ini}^2 \sigma_0^2}} - 1 \right) \quad (3.31)$$

Ainsi, les expressions analytiques de la distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible et du diamètre du canal sont :

$$\forall (z, t) \in [z_0, z_e] \times [t_{ini}, t_{fin}], \quad v_{reg}(z, t) = \left( \frac{D_{fin}^{geo}(z)}{D_{ini}} - 1 \right) \frac{Q(t)}{\pi \rho_{fuel} \sigma_0 \sqrt{1 + \frac{4\sigma^+ M_{mp}(t)}{\pi \rho_{fuel} D_{ini}^2 \sigma_0^2}}} \quad (3.32)$$

et :

$$\forall (z, t) \in [z_0, z_e] \times [t_{ini}, t_{fin}], \quad D_{canal}(z, t) = \frac{\left( D_{fin}^{geo}(z) - D_{ini} \right) D_{ini} \sigma_0}{\sigma^+} \left( \sqrt{1 + \frac{4\sigma^+ M_{mp}(t)}{\pi \rho_{fuel} D_{ini}^2 \sigma_0^2}} - 1 \right) + D_{ini} \quad (3.33)$$

Pour obtenir ces distributions, le débit de carburant sur la portion du canal sur laquelle la méthode s'applique et les variations du diamètre le long du canal à la fin de l'essai doivent être connus. Ainsi, la fraction de débit de carburant, dépendant *a priori* du temps, doit être connue durant toute la phase hybride. Cette grandeur ne peut cependant pas être caractérisée par les équations utilisées. Néanmoins, théoriquement, si la longueur ablatée aux faces du combustible est très petite devant la longueur du bloc et si la portion du bloc considérée constitue pratiquement tout le combustible, alors le débit de carburant produit dans le canal peut être utilisé. Cette hypothèse se traduit par une fraction de débit de carburant constante et égale à 1.

Pour les essais HYCAT, les renflements présents aux extrémités du canal ne permettent pas systématiquement de prendre en compte la totalité du canal. Par conséquent, la fraction de débit de carburant est strictement inférieure à 1. Néanmoins, la zone du combustible prise par les effets associés aux renflements est relativement petite (9 - 13 mm) par rapport à la longueur du bloc (240 mm). Si des variations de la fraction de carburant dans le canal sont constatées, leurs effets sont limités à cause de la proportion de la zone considérée pour la mesure des diamètres finaux dans le canal. Par conséquent, les variations temporelles de la fraction de débit de carburant dans le canal peuvent être, en première approximation, négligées. Ainsi, la fraction de carburant est supposée constante et le débit de carburant considéré est donc proportionnel au débit de carburant produit dans le canal.

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad Q(t) = \Lambda_0 \dot{m}_{fuel, canal}(t) \quad (3.34)$$

Néanmoins, la valeur de la fraction de débit de carburant doit être déterminée. Par intégration, cette fraction devient le rapport de masses perdues entre le tronçon considéré et le canal entier.

$$\forall t \in [t_{ini}, t_{fin}], \quad M_{mp}(t) = \Lambda_0 M_{fuel, canal}(t) \quad \text{avec} \quad M_{fuel, canal}(t) = \int_{t_{ini}}^t \dot{m}_{fuel, canal}(u) du \quad (3.35)$$

### Détermination de la fraction de débit de carburant

À la fin de l'essai, la masse de carburant perdue pendant l'essai sur le tronçon considéré  $M_{mp}^{fin}$  est limitée par la condition imposée par l'équation (3.28) avec  $\theta(t_{fin}) = 1$  :

$$M_{mp}^{fin} = \frac{\rho_{fuel} \pi}{4} (\sigma^+ - D_{ini}^2 (z_e - z_0)) \quad (3.36)$$

En calculant géométriquement la masse perdue sur le tronçon mesuré ( $2^d$  énoncé du théorème de Guldin), l'expression s'avère identique à l'équation (3.36). Par conséquent, la masse limite en fin d'essai conditionnant la validité du modèle correspond exactement à la masse perdue physiquement sur le tronçon considéré, montrant la cohérence de l'approche présentée. La fraction de débit de carburant associée à la portion mesurée du canal est donc obtenue par la relation :

$$\Lambda_0 = \frac{\rho_{fuel}\pi}{4M_{fuel,canal}^{fin}} (\sigma^+ - D_{ini}^2 (z_e - z_0)) \quad (3.37)$$

Pour l'essai HYCAT 12, les profils de diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible le long du canal sont affichés pour les instants  $t = 5.5$  s,  $7.5$  s et  $9.5$  s sur les figures 3.41 et 3.42. La fraction de débit de carburant vaut, pour le cas HYCAT 12 entre  $z = 12$  mm à  $z = 235$  mm,  $\Lambda_0 = 0.87$ .

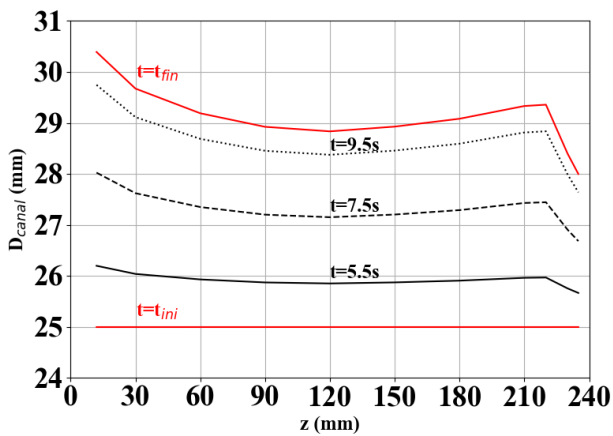


FIGURE 3.41 – Profils de diamètre du canal pour les instants 5.5 s, 7.5 s et 9.5 s

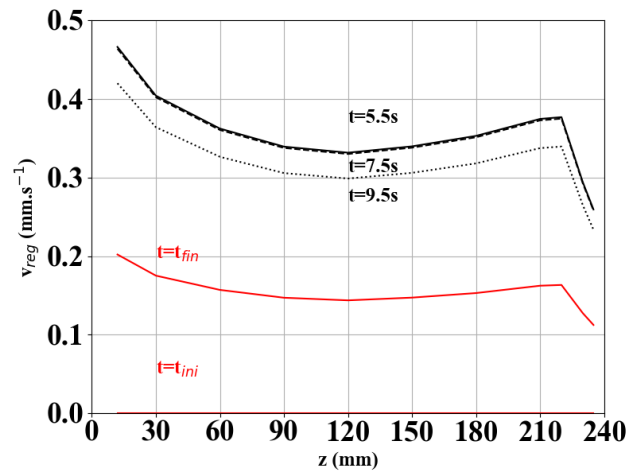


FIGURE 3.42 – Profils de vitesse de régression du combustible le long du canal pour les instants 5.5 s, 7.5 s et 9.5 s

Comme attendu, le profil du diamètre le long du canal passe progressivement du canal cylindrique initial au canal déformé à l'état final épousant les mesures effectuées sur le bloc. Quant aux profils de vitesse de régression, l'amplitude suit la même tendance que la vitesse de régression instantanée en moyenne spatiale observée à la figure 3.36. À  $t = 9.5$  s, la vitesse de régression en moyenne spatiale est la plus basse de l'échantillon choisie correspondant à l'observation du niveau d'intensité du profil de vitesse de régression à 9.5 s sur la figure 3.42. En outre, une forte baisse est observée proche de la sortie du canal ( $z = 222$  mm) et se traduit, au fur et à mesure de l'essai, par un diamètre plus petit.

### 3.4 Conclusion

Le moteur hybride expérimental HYCAT est utilisé pour la validation expérimentale de la modélisation numérique présentée pour la simulation de la balistique intérieure du moteur hybride. La conception du moteur HYCAT comporte une injection entièrement gazeuse de l'oxydant dans la chambre permettant de simplifier la modélisation de l'écoulement lors des simulations numériques. La validation du modèle s'effectue sur une plage de pression comprise entre 1.2 et 3.6 MPa et une plage de débit d'oxydant comprise entre 100 et 200  $\text{g.s}^{-1}$  pour la configuration axiale.

Plusieurs approches ont été envisagées pour obtenir expérimentalement la distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible. Pour saisir l'évolution instantanée de la vitesse de régression moyennée spatialement durant un essai, la technique de reconstruction balistique a donc été choisie. Bien que les capteurs ultrasoniques installés sur le montage puissent fournir une estimation de la vitesse de régression

du combustible instantanée localement, la méthode de traitement des données corrigeant les effets liés à la température est en cours de développement. L'évolution spatiale le long du canal de la vitesse de régression du combustible en moyenne temporelle est obtenue en mesurant les variations du diamètre dans le canal. Cependant, les précédentes méthodes ne peuvent fournir une distribution complète en temps et en espace de la vitesse de régression du combustible. Par conséquent, une technique de restitution de la distribution spatiale dans le canal et temporelle durant l'essai a été établie en combinant les mesures de diamètre dans le canal à la fin de l'essai et les données instantanées obtenues par la technique de reconstruction balistique.

La représentation du comportement de la régression du combustible dans une simulation numérique de l'écoulement à l'intérieur d'une chambre de moteur hybride dépend non seulement des propriétés thermo-chimiques du combustible mais aussi du flux thermique pariétal, lié à l'écoulement par la convection thermique et le rayonnement. Les modélisations de la turbulence, de la combustion et du rayonnement sont donc fondamentales pour représenter la distribution de la vitesse de régression du combustible numériquement.



## Chapitre 4

# Modélisation numérique du moteur hybride

Les simulations numériques sont réalisées avec CEDRE, le logiciel de calcul numérique multi-physique de l'ONERA utilisé sur des maillages généraux non-structurés, pour des applications scientifiques et industrielles dans les domaines de l'énergétique et de la propulsion[124]. L'architecture du code est articulée selon les approches multi-solveur et multi-domaine. Les solveurs ont été développés pour chaque système physique : la phase gazeuse (CHARME), la phase dispersée (SPARTE), les champs thermiques dans les solides (ACACIA) et le rayonnement (REA et ASTRE). Tous ces solveurs partagent la même architecture et les bibliothèques, et peuvent être couplés entre eux pour réaliser des calculs multi-physiques ou fonctionner séparément.

Pour que les simulations numériques soient représentatives de l'expérience pour un coût de calcul abordable, des hypothèses simplificatrices ont été introduites sur la géométrie, l'écoulement et les processus de combustion, en réduisant ainsi la complexité de la modélisation et permettant de mettre en valeur l'influence du modèle d'interaction Gaz-Surface décrivant le lien physique entre la dégradation du combustible et la balistique intérieure du moteur hybride.

### 4.1 Hypothèses et modèles numériques

**Calcul 2D :** La campagne d'essais HYCAT a considéré l'injection axiale de l'oxydant. Pour les calculs utilisant une injection axiale, le problème peut être réduit à un écoulement à deux dimensions et axisymétrique.

**Stationnarité :** Selon Sankaran[129], puisque la vitesse typique de régression du combustible est de l'ordre de  $1 \text{ mm.s}^{-1}$ , extrêmement petite par rapport à la vitesse longitudinale de l'écoulement dans le canal du combustible de l'ordre de  $25\text{-}70 \text{ m.s}^{-1}$ , l'écoulement et les processus de combustion dans la chambre peuvent être supposés quasi-stationnaires.

**Produits de pyrolyse mono-espèce gazeuse :** Le polyéthylène haute densité (PEHD) est un polymère qui libère, par sa pyrolyse, une grande quantité d'espèces hydrocarbonées dont leur production est chimiquement très complexe. Le démantèlement des chaînes répétant le motif  $-CH_2-$  forme principalement des alcènes dont le plus simple est, en particulier, l'éthylène. Bien qu'il y ait eu des études particulièrement focalisées sur le développement d'outils décrivant la décomposition détaillée du polyéthylène haute densité pour la propulsion hybride[57, 58, 105], la pyrolyse est supposée ne produire que de l'éthylène en phase gazeuse afin de conserver une approche pratique pour la simulation des phénomènes aérothermochimiques dans une chambre de moteur hybride :



Le flux de masse d'éthylène introduit dans l'écoulement par la pyrolyse du PEHD est calculé à partir d'un modèle d'interaction gaz-surface qui est basé sur les bilans des échanges de masse et d'énergie à travers la surface

du combustible.

**Écoulement réactif gazeux :** Le rôle du catalyseur installé en amont de l'injecteur est la décomposition rapide du peroxyde d'hydrogène en dioxygène gazeux et en vapeur d'eau qui sont en phase gazeuse à plus de 700 K, bien supérieure aux températures d'ébullition. De plus, la pyrolyse est supposée ne libérer que de l'éthylène en phase gazeuse. Par conséquent, un écoulement réactif multi-espèce uniquement en phase gazeuse est supposé et considéré pour les simulations de la chambre de combustion du moteur hybride HYCAT. L'utilisation du solveur CHARME est donc suffisante.

**Espèces et leurs propriétés thermo-physico-chimiques :** Cinq espèces sont considérées :  $C_2H_4$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO$  and  $CO_2$ . Pour chaque espèce, la capacité thermique massique est calculée à partir d'une fonction polynomiale d'ordre 8 en température. La viscosité dynamique est exprimée par la loi de Sutherland et la formulation de la conductivité thermique est basée sur l'approche d'Eucken. Les valeurs moyennes de la viscosité et de la conductivité thermique dans le mélange local des espèces sont calculées arithmétiquement. La diffusivité de masse des espèces est obtenue en considérant un nombre de Schmidt constant égal à 1 et basé sur la viscosité cinématique calculée selon le mélange local des espèces.

**Modèle de réaction chimique :** Le processus de combustion dans un moteur hybride est dominé par la diffusion. Par conséquent, le taux de réaction est limité par le mélange turbulent en supposant une chimie infiniment rapide. Les modèles de combustion proposés dans la littérature tels que le modèle de dissipation turbulente de Magnussen *et* Hjertager[104] et le modèle de flamme cohérente sont capables de représenter le couplage turbulence-chimie dans l'écoulement réactif. Ces modèles, bien que conçus pour les flammes de diffusion turbulente, négligent l'influence de la cinétique chimique sur le processus de combustion. Dans certaines régions de l'écoulement, la cinétique chimique devient importante à modéliser lorsque le temps caractéristique des réactions chimiques est du même ordre que le temps caractéristique des structures turbulentes. L'influence réelle de l'interaction chimie-turbulence doit donc être évaluée. De plus, à cause de la complexité des phénomènes impliqués dans le processus de dégradation du combustible, la conception empirique du modèle de Magnussen doit être vérifiée. Une étude de l'impact du modèle de combustion sur les phénomènes aérothermochimiques et le comportement de la vitesse de régression du combustible est donc réalisée (chapitre 5) afin de choisir l'approche la plus adéquate pour la représentation de l'écoulement.

**Écoulement compressible :** L'écoulement est supposé compressible afin de considérer les variations de densité dans les zones de réaction et d'être capable de simuler convenablement la partie de l'écoulement passant à travers la tuyère.

**Écoulement turbulent :** À travers le canal creusé dans le combustible, le nombre de Reynolds typique pour la configuration HYCAT est de l'ordre de  $10^5$ . La couche limite se développant à l'intérieur du canal est supposée turbulente. L'écoulement est donc calculé à partir des équations de Favre qui utilisent l'approche de Reynolds des équations de Navier-stokes moyennées en tenant compte de la compressibilité[147] et qui sont écrites en considérant les fluctuations de la grandeur  $\phi$  par  $\phi'$  et  $\phi''$  définies par les relations :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (4.2)$$

$$\phi = \hat{\phi} + \phi'' \quad \text{avec} \quad \hat{\phi} = \frac{\rho\phi}{\bar{\phi}} \quad (4.3)$$

L'équation de la conservation de la masse s'exprime donc par :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \hat{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.4)$$

Le principe fondamental de la dynamique est écrit sous la forme :

$$\forall i \in \{1, 2, 3\}, \quad \frac{\partial \bar{\rho} \hat{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \hat{u}_i \hat{v}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{i,j} + R_{i,j}) \quad (4.5)$$

où le tenseur moyen de contrainte visqueuse ( $\tau_{i,j}$ ) est exprimé par :

$$\tau_{i,j} = 2\mu \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{i,j} \right) \quad (4.6)$$

En supposant l'existence d'une viscosité turbulente, le tenseur de contrainte de Reynolds est modélisé par l'approximation de la diffusion turbulente de Boussinesq :

$$R_{i,j} = -\overline{\rho v_i'' v_j''} = 2\mu_t \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{v}_k}{\partial x_k} \delta_{i,j} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \quad (4.7)$$

Les équations de conservation de la masse pour les espèces chimiques sont formulées par les relations :

$$\forall n \in [1, N_{esp}], \quad \frac{\partial \overline{\rho \hat{y}_n}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \hat{v}_j \hat{y}_n}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho D_m \frac{\partial y_n}{\partial x_j}} - \overline{\rho v_j'' y_n''} \right) + \bar{\Omega}_n \quad (4.8)$$

Le bilan des échanges d'énergie est ici exprimé selon la formulation enthalpique :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \hat{h}_{se}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \hat{v}_j \hat{h}_{se}}{\partial x_j} = \bar{\Omega}_T + \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \hat{v}_j \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \overline{v_j'' \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{\rho v_j'' h_{se}''} \right) + \tau_{i,j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \sum_{k=1}^{N_{esp}} h_{se,k} D_{m,k} \frac{\partial y_k}{\partial x_j} \right) \quad (4.9)$$

Le flux thermique turbulent est décrit en utilisant l'analogie de Reynolds et en supposant le nombre de Prandtl turbulent égal à 0.9 :

$$\overline{\rho v_j'' T''} \approx -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_j} \quad (4.10)$$

Le flux de masse turbulent est décrit en utilisant l'analogie de Reynolds et en supposant le nombre de Schmidt turbulent égal à 0.9 :

$$\forall n \in [1, N_{esp}], \quad \overline{\rho v_j'' y_n''} \approx -\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \hat{y}_n}{\partial x_j} \quad (4.11)$$

La diffusion des scalaires est assurée par l'hypothèse de diffusion des gradients généralisés (GGDH) de Daly *et* Harlow[38] :

$$\widehat{v_i'' \phi''} = -c_\phi \frac{k}{\epsilon} \widehat{v_i'' v_j''} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x_j} \quad (4.12)$$

Le modèle de fermeture utilisé pour le calcul de la turbulence est le modèle à deux équations  $k-\omega$  à transport de contrainte de cisaillement (SST), développé par Menter *et al.*[109], qui combine les avantages du modèle à deux équations  $k-\epsilon$  dans l'écoulement loin des parois et les avantages du modèle  $k-\omega$  proche des parois. Cette approche est adaptée pour les écoulements internes. Particulièrement, la formulation à bas Nombre de Reynolds est utilisée[148]. Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation spécifique sont alors écrites sous la forme :

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \hat{v}_j k}{\partial x_j} = R_{i,j} \frac{\partial \hat{v}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( [\mu + \sigma_k \alpha^* \mu_t] \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (4.13)$$

et :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \hat{v}_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} R_{i,j} \frac{\partial \hat{v}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( [\mu + \sigma_\omega \alpha^* \mu_t] \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4.14)$$

$F_1$  est la fonction de glissement qui permet de changer le modèle de turbulence et est définie par :

$$F_1 = \tanh \left( \left[ \min \left[ \max \left[ \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega \eta_p}, \frac{500\mu}{\rho \omega \eta_p^2} \right], \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} \eta_p^2} \right] \right]^4 \right) \quad (4.15)$$



Dans zone proche-paroi, lorsque  $F_1$  tend vers un, le système d'équation décrit le modèle  $k-\omega$  alors que, loin de la surface,  $k-\epsilon$  est opérationnel avec  $F_1$  proche de zéro. La fonction de glissement opère sur les valeurs des constantes du système qui s'expriment génériquement par la relation :

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (4.16)$$

Ainsi, deux ensembles de constantes sont définis (tableau 4.1) :

TABLE 4.1 – Constantes du modèle de turbulence  $k-\omega$  SST

Constantes	$\alpha$	$\beta$	$\sigma_k$	$\sigma_\omega$	$\beta_0^*$	$\gamma_0$	$\alpha_0$	$\alpha_0^*$	$\beta_0$
Set 1	$\frac{5}{9}$	0.075	0.85	0.5	0.09	0.553167	$\frac{5}{9}$	$\frac{\beta_0^*}{3}$	0.0708
Set 2	0.44	0.0828	1	0.856	0.09	0.440355	-	-	-

Le terme d'inter-diffusion  $CD_{k\omega}$ , utilisé dans l'équation (4.14), est donné par :

$$CD_{k\omega} = \max\left(\frac{2\rho\sigma_{\omega,2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right) \quad (4.17)$$

La viscosité turbulente s'exprime par la relation :

$$\mu_t = \rho\nu_t = \rho\alpha^* \frac{k}{\omega} \quad (4.18)$$

Les paramètres  $\alpha^*$ ,  $\gamma$  et  $\beta^*$  sont formulés par les relations :

$$\alpha^* = \frac{\alpha_0^* + \frac{Re_t}{6}}{1 + \frac{Re_t}{6}}, \quad \beta^* = \beta_0^* \frac{\frac{100\beta_0}{27} + \left(\frac{Re_t}{8}\right)^4}{1 + \left(\frac{Re_t}{8}\right)^4}, \quad \gamma = \frac{\gamma_0}{\alpha^*} \frac{\alpha_0^* + \frac{Re_t}{2.61}}{1 + \frac{Re_t}{2.61}} \quad \text{avec } Re_t = \frac{\rho k}{\mu\omega} \quad (4.19)$$

Le modèle  $k-\omega$  a la particularité d'obtenir des solutions différentes en fonction des paramètres de turbulence fixés aux parois. Par conséquent, en fonction de ces valeurs, la couche limite turbulente peut en être affectée. En particulier, à la paroi, un soufflage des espèces est produit à cause de la dégradation du combustible. Ces paramètres doivent être déterminés impliquant une solution correspondant à une couche limite turbulente soufflée. Une représentation correcte de la couche limite turbulente est essentielle du fait de la dépendance de la vitesse de régression au flux thermique par convection. Une étude comparative en fonction des propositions de la littérature et des hypothèses effectuées doit être menée afin d'évaluer l'impact réel de ces paramètres pariétaux de la turbulence sur le comportement de la régression du combustible.

**Rayonnement négligeable :** L'apport d'énergie par rayonnement à l'écoulement et au combustible peut être important, en particulier lorsque la suie est présente en grande quantité ou que le flux de masse d'oxydant est suffisamment faible pour que le flux thermique radiatif à la surface du combustible soit comparable au flux thermique convectif, influençant sensiblement la vitesse de régression du combustible. Dans les cas présents, le flux de masse d'oxydant à travers le canal du combustible est important ( $200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et la pression dans la chambre est peu élevée (1.2-3.6 MPa), permettant de s'abstraire, dans un premier temps, la prise en compte du rayonnement.

## 4.2 Modèle d'Interaction Gaz-Surface (IGS) mis en place dans CEDRE

Dans la chambre d'un moteur hybride, le comportement de la régression du combustible joue un rôle crucial dans le processus de combustion qui contrôle les performances et le rendement du propulseur. En effet, l'impulsion spécifique et le rendement de combustion dépendent du rapport de mélange qui est le ratio entre le débit d'oxydant sur le débit de carburant produit par la pyrolyse du combustible. Par conséquent, une représentation numérique réaliste de la balistique intérieure d'un moteur hybride nécessite une restitution correcte du débit de carburant. Bellomo *et al.*[8, 10] ont restitué par simulation numérique un essai de référence en fixant le flux de masse de carburant obtenu expérimentalement à la surface du combustible. L'erreur en pression est de 3 %.

De plus, le rendement de combustion a été reproduit à 5 % d'écart de la valeur obtenue à partir des données expérimentales. Bien que cette approche soit suffisante pour obtenir une restitution satisfaisante des grandeurs intégrées mesurées, les simulations sont très dépendantes des données expérimentales et sont donc limitées à l'usage de la restitution d'essais préalablement effectués. Pour être prédictif, le comportement du flux de masse de carburant doit donc être modélisé. Cai *et al.*[22] ont tenté l'approche empirique de Marxman *et Gilbert*[107] qui décrit la dépendance en flux de masse d'oxydant de la régression du combustible pour déterminer le flux de masse de carburant. Cependant, à cause de la nature empirique de la formulation, le flux de masse de carburant reste dépendant des données d'essais jaugant les constantes du modèle.

Le modèle d'Interaction Gaz-Surface (IGS), basé sur les bilans des échanges de masse et d'énergie à la surface du combustible, réalise le couplage physique entre le flux de masse de carburant, les conditions thermo-chimiques de dégradation du combustible et l'écoulement réactif. Ainsi, les paramètres du modèle sont uniquement associés aux propriétés thermo-physico-chimiques du combustible et des espèces présentes dans l'écoulement. Ce modèle est donc réutilisable pour d'autres configurations de moteur hybride indépendamment des conditions d'essais. L'estimation du flux de masse de carburant devient donc physique et est donc soumise aux conditions aérothermo-chimiques de l'écoulement.

L'un des objectifs de la thèse est de développer une modélisation numérique qui a la capacité de simuler l'écoulement à l'intérieur d'un moteur hybride, représentatif de l'expérience. Avec cette approche, la simulation numérique pourra fournir des données complémentaires à l'expérience. Ainsi, le modèle IGS est mis en place dans CEDRE et utilisé pour la simulation des configurations du moteur hybride expérimental HYCAT.

#### 4.2.1 Généralités

Le modèle IGS est basé sur la conservation de la masse et les bilans des échanges de masse pour chaque espèce et d'énergie à la surface du combustible. Le développement complet des équations depuis les conditions de saut fondamentales dans le référentiel lié à la surface du combustible est présenté à l'annexe D.

La masse perdue lors de la dégradation du combustible par pyrolyse est entièrement transmise à l'écoulement en vertu de la conservation de la masse (figure 4.1). Par conséquent le flux de masse de carburant est conservé à travers la surface du combustible :

$$G_{fuel} = (\rho v)_w = \rho_s v_{reg} \quad (4.20)$$

Lors de la pyrolyse du combustible, les espèces pyrolysées sont transportées dans l'écoulement par diffusion de masse et par advection depuis la surface du combustible (figure 4.2).

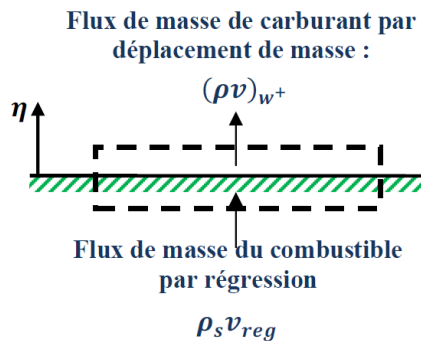


FIGURE 4.1 – Conservation de la masse à travers la surface du combustible

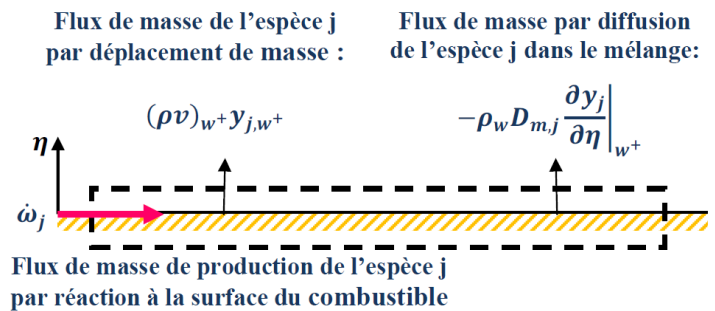


FIGURE 4.2 – Bilan des échanges de masse des espèces à travers la surface du combustible

Le taux de production  $\dot{\omega}_i$  de l'espèce  $i$  par pyrolyse est un terme source du bilan de masse. Ainsi, le bilan des échanges de masse pour chaque espèce s'exprime par la relation :

$$\forall i \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad y_i G_{fuel} - \rho D_{m,i} \frac{\partial y_i}{\partial \eta} \Big|_{w^+} = \dot{\omega}_i \quad (4.21)$$

Les termes sources se somment donnant le flux de masse de carburant :

$$\sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i = G_{fuel} \quad (4.22)$$

À travers sa surface, le combustible reçoit le flux thermique convectif par la présence de la couche limite thermique et le flux thermique radiatif issu de la zone de flamme (figure 4.3). Les enthalpies des espèces issues de la pyrolyse du combustible sont transportées vers l'écoulement par advection et diffusion de masse. Autrement dit, d'après le bilan des échanges de masse pour chaque espèce, il s'agit des enthalpies des espèces produites chimiquement à la surface du combustible et libérées dans l'écoulement. Une partie du flux thermique reçu à la surface ne servant pas à la pyrolyse est transmise dans le combustible par conduction. À cause de la dégradation du combustible, une quantité d'enthalpie du solide est transmise à l'écoulement.

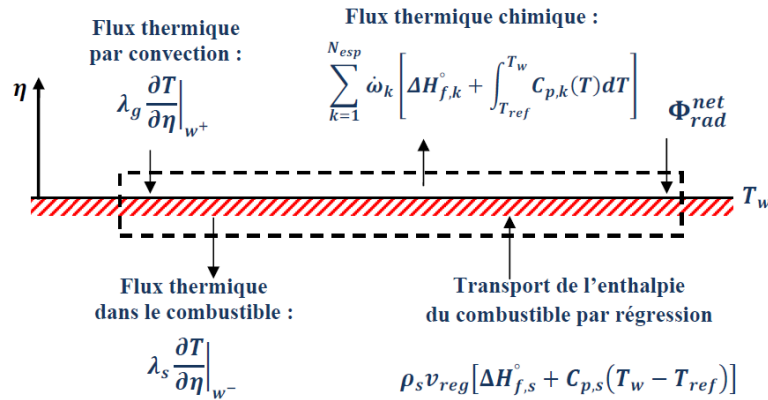


FIGURE 4.3 – Bilan des échanges d'énergie à la surface du combustible

Suivant la convention d'une normale entrante de l'interface, le bilan général des échanges d'énergie à la surface du combustible est donc formulé par :

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{w+} - \Phi_{rad}^{net} + \sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i h_{i,w} = G_{fuel} h_s - \lambda_s \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{w-} \quad (4.23)$$

Les enthalpies des espèces  $h_{i,w}$  et du solide  $h_s$  peuvent être définies par les expressions suivantes :

$$\forall i \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad h_{i,w} = \int_{T_{ref}}^{T_w} C_{p_{m,i}}(T) dT + \Delta H_{f,i}^0 \quad \text{et} \quad h_s = C_{p_s}(T_w - T_{ref}) + \Delta H_{f,s}^0 \quad (4.24)$$

La contribution du rayonnement au flux thermique est supposée négligeable. En effet, Durand *et al.*[47] ont montré que, pour un flux de masse d'oxydant à travers le canal égal à  $200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , les écarts en vitesse de régression du combustible sont inférieurs à 1 % sans suie, et 6 % en considérant l'introduction dans l'écoulement de 4 % en masse de particules carbonées ajoutées au combustible et libérées lors de la pyrolyse. Cependant, ce mode d'introduction des suies est controversé à cause de l'origine très incertaine de la composition du dépôt carboné obtenue après un essai d'analyse par thermogravimétrie. Néanmoins, dans tous les cas, les écarts en vitesse de régression du combustible restent inférieurs à l'incertitude des mesures expérimentales. Comme montré par Chiaverini *et al.*[36], lorsque le flux de masse d'oxydant devient suffisamment élevé, le flux thermique par convection prédomine par rapport aux autres types d'échanges d'énergie. Par conséquent, le flux thermique radiatif est négligé, en considérant les essais HYCAT choisis dans la thèse.

Pour que l'écoulement soit supposé en régime quasi-stationnaire, le modèle IGS doit être aussi écrit en régime quasi-stationnaire. Par conséquent, le flux thermique à la surface du combustible transmis au combustible doit être en régime quasi-stationnaire lors de la phase hybride. Afin de justifier cette hypothèse, le régime transitoire du flux thermique à la surface du combustible transmis par conduction dans le combustible doit être le plus court possible à partir du début de la phase hybride. Autrement, l'hypothèse d'un modèle IGS en régime quasi-stationnaire n'étant plus valide, l'inertie thermique associée aux retards d'adaptation du profil de température

dans le combustible doit être prise en compte.

Le régime transitoire dudit flux thermique est donc déterminé analytiquement en annexe A afin d'évaluer l'hypothèse en question. L'estimation temporelle du flux thermique conductif à la surface du combustible utilise l'équation de la chaleur et suppose un champ de température initial uniforme. À la surface du combustible, la température est égale à la température de pyrolyse. Ce type de configuration est naturellement utilisé pour les cas d'essais à allumage pyrotechnique. Or, dans le cadre de la thèse, le moteur HYCAT, utilisant un injecteur catalytique, un auto-allumage du processus de combustion est effectué après une phase monergol. Ainsi, un champ de température dans le bloc est déjà établi au début de la phase hybride. Cependant, sa prise en compte comme champ initial rend très difficile la résolution analytique de l'équation de la chaleur pour une phase solide en mouvement dans le repère relatif à la surface. D'autre part, la durée du régime transitoire, après un temps de chauffage lors de la phase monergol, est plus courte que celle décrivant la transition d'un champ de température uniforme, dont la valeur est égale à la température ambiante, au champ en régime quasi-stationnaire dans le combustible. Par conséquent, l'usage d'un champ initial uniforme non seulement simplifie la résolution analytique de l'équation de la chaleur, mais aussi implique une majoration du temps latence réel par celui du modèle d'évaluation. Ainsi, si le temps de latence obtenu à partir de ce modèle est suffisamment petit alors la durée réelle de transition est encore plus courte.

Les courbes de la figure 4.4 montrent l'évolution temporelle de l'amplitude du flux thermique pariétal transmis au combustible par rapport au cas quasi-stationnaire pour chaque essai étudié. La valeur de la diffusivité thermique, dont le modèle analytique du régime transitoire dépend, est obtenue à partir des mesures effectuées sur le PEHD (annexe E) et prise à la température de la fusion ( $\approx 120$  °C). L'instant initial correspond au début de la phase hybride. La figure 4.5 montre les écarts en vitesse de régression du combustible induits par les variations temporelles du flux thermique pariétal transmis au combustible.

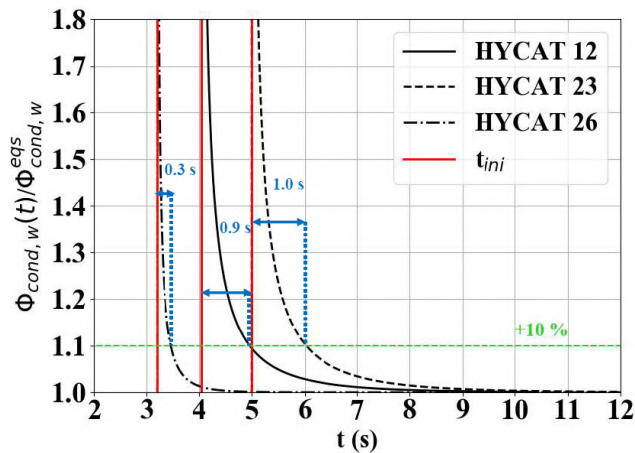


FIGURE 4.4 – Évaluation de l'écart du flux thermique pariétal dans le combustible au cours des essais HYCAT étudiés, par rapport à la solution quasi-stationnaire.

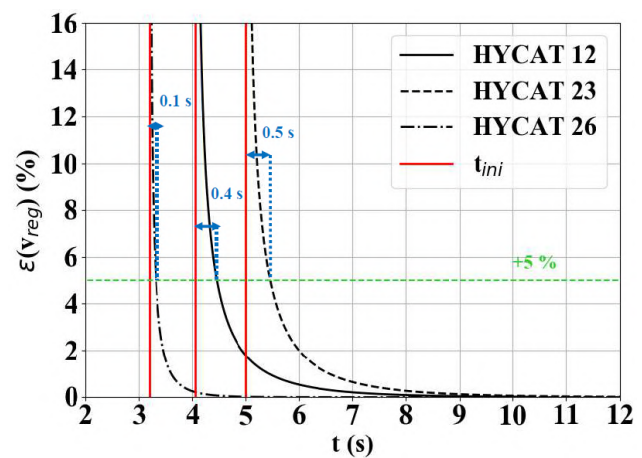


FIGURE 4.5 – Écarts en vitesse de régression du combustible induits par les variations temporelles du flux thermique pariétal dans le combustible

Pour les essais HYCAT 12 et 23, le temps de latence est d'environ 1 s pour que les variations de l'écart d'intensité du flux thermique pariétal soient inférieures à 10 % par rapport au cas en régime quasi-stationnaire. Ainsi, pour l'essai HYCAT 12, le temps de latence représente 14.4 % de la durée de la phase hybride alors que, pour l'essai HYCAT 23, celui-ci correspond à 5.8 % de cette durée. En revanche, pour le cas HYCAT 26, le temps de latence est beaucoup plus faible à cause d'un niveau de vitesse de régression du combustible deux fois plus élevé ( $\approx 0.6$  mm.s<sup>-1</sup>). Le temps de latence représente donc 3.3 % de la durée de la phase hybride. D'autre part, les écarts en vitesse de régression induits par l'inertie thermique montrent un temps de latence deux fois plus faibles ( $\approx 0.4$  s) pour les essais HYCAT 12 et 23, en considérant une limite d'écart fixée à 5 %, inférieure à l'incertitude obtenue par la méthode de reconstruction balistique. Ainsi, comme l'objectif est de représenter le comportement de la vitesse de régression du combustible, le modèle IGS est considéré en régime quasi-stationnaire à partir de 6.5 % de la durée de la phase hybride pour le cas HYCAT 12 et de 2.7 % pour le cas HYCAT 23. L'hypothèse d'un modèle IGS en régime quasi-stationnaire est donc raisonnable.

Par conséquent, le flux thermique conductif dans le combustible est obtenu à partir de l'équation de la chaleur en régime quasi-stationnaire pour la phase solide en mouvement dans le repère relatif à la surface du combustible. L'expression analytique est déterminée en annexe B et s'exprime alors par :

$$\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w-} = \rho_s v_{reg} C p_s (T_w - T_{ref}) = G_{fuel} C p_s (T_w - T_{ref}) \quad (4.25)$$

Ainsi l'équation du bilan des échanges d'énergie s'écrit alors :

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w+} - \Phi_{rad}^{net} + \sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i h_{i,w} = G_{fuel} [\Delta H_{f,s}^\circ + C p_s (T_w - T_{ref})] - G_{fuel} C p_s (T_w - T_{ref}) \quad (4.26)$$

Le flux absorbé par le combustible compense le terme associé à l'enthalpie sensible du combustible transportée par régression. Ainsi le bilan des échanges d'énergie s'écrit, en négligeant le flux thermique radiatif net :

$$\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w+} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i h_{i,w} - G_{fuel} \Delta H_{f,s}^\circ \quad (4.27)$$

## 4.2.2 Modèle de pyrolyse

La pyrolyse est supposée mono-espèce. Cependant, la distribution des espèces à la paroi est calculée car les coefficients stœchiométriques sont imposés. En effet, d'après le tableau d'avancement, les termes sources sont calculés à partir du taux d'avancement correspondant au flux de masse total des produits de pyrolyse. Ainsi pour un combustible C qui se pyrolyse en  $N_p$  produits :

$$C \Rightarrow \sum_{k=1}^{N_p} \nu_k^{pyr} P_k \quad (4.28)$$

Les termes sources associés aux produits de pyrolyse s'écrivent alors :

$$\forall k \in \llbracket 1, N_p \rrbracket, \quad \dot{\omega}_{pyr,k} = \frac{\nu_k^{pyr} W_{P_k} G_{fuel}}{W_C} \quad (4.29)$$

avec :

$$W_C = \sum_{k=1}^{N_p} \nu_k^{pyr} W_{P_k} \quad (4.30)$$

Dans le modèle IGS développé dans la thèse, les réactions de surface ne sont pas considérées puisque les réactions d'oxydation et d'hydrolyse ont très peu d'effet sur le PEHD. Ainsi, pour les espèces provenant de l'écoulement gazeux et ne faisant pas partie des produits de pyrolyse, le terme source est nul. Par conséquent, la somme de tous les termes sources est égale au flux de masse total de carburant :

$$\sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i = \sum_{k=1}^{N_p} \dot{\omega}_{pyr,k} = \sum_{k=1}^{N_p} \frac{\nu_k^{pyr} W_{P_k} G_{fuel}}{W_C} = G_{fuel} \quad (4.31)$$

La pyrolyse du combustible solide PEHD est supposée produire uniquement de l'éthylène gazeux. Par conséquent, le taux de production de l'éthylène est égal au flux de masse total de carburant  $G_{fuel}$  et, pour les autres espèces, le taux de production est nul.

Le flux de masse de carburant suit la loi d'Arrhenius qui transcrit la décomposition par pyrolyse du PEHD en éthylène :

$$G_{fuel} = A_d e^{-\frac{E_a}{RT_w}} \quad (4.32)$$

Le coefficient pré-exponentiel  $A_d$  pour le calcul du flux de masse de carburant est obtenu en considérant la formulation intégrale de la conservation des matériaux non-dégradés dans la zone de dégradation superficielle du

combustible d'épaisseur  $e_{reac}$  (Lengellé *et al.*[97]). Ainsi la vitesse de régression du combustible peut s'exprimer en fonction des coefficients de la loi d'Arrhenius de la chimie de pyrolyse ( $A_c$ ,  $E_{a,c}$ ) :

$$v_{reg} \approx A_c e_{reac} \exp\left(-\frac{E_{a,c}}{RT_w}\right) \quad (4.33)$$

En considérant le champ de température dans le bloc de combustible en régime stationnaire, l'épaisseur de réaction s'exprime par la relation :

$$e_{reac} = -\frac{a_{th}}{v_{reg}} \ln\left(1 - \frac{\Delta T}{T_w - T_{ref}}\right) \quad (4.34)$$

Typiquement, dans un moteur hybride, la montée en température dans la zone de dégradation est de  $6000 \text{ K.s}^{-1}$ . N'existant que par la compétition entre la diffusion thermique et la vitesse de régression du combustible, l'épaisseur de dégradation varie en fonction de cette vitesse de régression. Ainsi, d'après les calculs de Lengellé *et al.*[95], l'énergie d'activation effective pour le calcul du flux de masse de carburant est égale à la moitié de l'énergie d'activation chimique. D'après le tableau 4.2 et les calculs de Lengellé *et al.*,  $A_d = 3.5 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $E_a = 125.6 \text{ kJ.mol}^{-1}$ .

Comme remarquée par Bianchi *et al.*[14], l'enthalpie de pyrolyse du PEHD a une valeur présentant une dispersion importante par rapport à la faible quantité de données disponibles. Lengellé *et al.*[96] ont obtenu une valeur d'enthalpie de pyrolyse égale à  $-2.72 \times 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$ . Cependant, à cause du manque de nouvelle mesure, Bianchi *et al.*[14] ont arbitrairement réduit la précédente valeur de 30 %. L'enthalpie de pyrolyse s'exprime par la relation :

$$\Delta H_{pyr} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} \frac{\dot{\omega}_i}{G_{fuel}} \left( \int_{T_{ref}}^{T_w} C_{p_i}(T) dT + \Delta H_{f,i}^\circ \right) - \Delta H_{f,s}^\circ \quad (4.35)$$

La principale source des incertitudes proviendrait de la composition des espèces produites par la pyrolyse et les processus chimiques la décrivant. Dans le cadre de la thèse, afin de minimiser les erreurs d'interprétation, l'enthalpie de pyrolyse est complètement calculée à partir des hypothèses émises sur la décomposition du PEHD. Par conséquent, l'enthalpie standard de formation du PEHD doit être spécifiée. À cause de la forte dépendance des propriétés thermo-physico-chimiques des polymères aux procédés de fabrication et aux éventuels ajouts d'additifs, l'enthalpie standard de formation du PEHD utilisé pour les essais HYCAT a été mesurée par la bombe calorimétrique à l'ONERA (tableau 4.2).

TABLE 4.2 – Coefficients d'Arrhenius

Lengellé <i>et al.</i> [96]		Nouvelle mesure ONERA (2018)
$A_c$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$E_c$ ( $\text{J.mol}^{-1}$ )	$\Delta H_{f,PEHD}^\circ$ ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$2 \times 10^{16}$	$2.512 \times 10^5$	$-6.4 \times 10^5 \pm 1.1 \times 10^4$ (20 : 1)

### 4.2.3 Résolution numérique du modèle IGS

Une condition limite n'est complètement définie que lorsque les grandeurs aérothermodynamiques telles que la pression et la température, la composition chimique et le champ de vitesse sont spécifiées sur la frontière associée. Cependant, seuls la température, la composition des espèces et le flux de masse de carburant peuvent être obtenus par les équations des bilans des échanges de masse et d'énergie.

Dans le modèle IGS, l'injection du carburant s'effectue perpendiculairement à la frontière. En effet, les composantes tangentielles de la vitesse de l'écoulement sont nulles afin de respecter la condition supposée d'adhérence due à la présence du combustible.

$$\forall \vec{b} \in w, \quad \vec{v} \cdot \vec{b} = 0 \quad (4.36)$$

Ainsi, la pression et la composante normale de la vitesse d'injection restent à déterminer. Ces deux paramètres sont intimement liés à la densité de l'écoulement à la surface du combustible. En effet, le flux de masse de carburant est le produit de cette grandeur par la vitesse d'injection. D'autre part, d'après la loi des gaz parfaits,

la densité dépend non seulement des fractions massiques et de la température de cette surface, mais aussi de la pression qui ne peut pas être obtenue par les équations établies précédemment. Par conséquent, l'équation de la quantité de mouvement associée à la composante normale à la surface du combustible, dans l'écoulement, est utilisée.

En considérant un flux de masse d'oxydant entrant égal à  $200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , les conditions et les résultats typiques du moteur HYCAT, le nombre de Reynolds calculé d'après la longueur du canal vaut  $1.1 \times 10^6$ . Pour réduire l'expression de l'équation de la quantité de mouvement de la composante normale à la surface du combustible, la quantité  $B_m Ma_{canal}^2$  doit tendre vers zéro. La pression chambre joue un rôle fondamental dans cette simplification par son influence sur le nombre de Mach dans le canal. Le cas HYCAT 23 présente la pression chambre la plus basse par rapport aux autres cas d'essai considérés. Dans cette configuration, le nombre de Mach dans le canal vaut 0.3 et le rapport de vitesse dans la couche limite  $B_m$  est égal à  $9 \times 10^{-2}$ . Par conséquent la quantité  $B_m Ma_{canal}^2$  est égale à  $8 \times 10^{-3} \ll 1$ . Pour le cas HYCAT 12, la pression est trois fois plus élevée impliquant un nombre de Mach dans le canal égal à  $5 \times 10^{-2}$ . Cependant, le rapport de vitesse dans la couche limite vaut 0.5. La quantité  $B_m Ma_{canal}^2$  vaut donc  $1.3 \times 10^{-3} \ll 1$ . D'autre part, le nombre de soufflage est faible ( $B=0.002$ ) et le rapport géométrique varie alors entre 6 et 10. Par conséquent, le nombre de Reynolds peut être supposé infini et la quantité  $B_m Ma_{canal}^2$  est supposée très petite. Ainsi, d'après l'annexe C, l'équation de quantité de mouvement à la surface du combustible peut alors dégénérer sous la forme :

$$\left. \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta} \right|_{w^+} = 0 \quad (4.37)$$

Parce que le gradient de pression transversale est nul à la surface du combustible, la pression à la surface du combustible est donc égale à celle obtenue sur la cellule jouxtant la surface du combustible :

$$P_w = P_i \quad (4.38)$$

Ainsi, en connaissant  $P_i$ , la composition chimique et la température à la surface du combustible, la densité est obtenue, entraînant, par la connaissance du flux de masse de carburant, la détermination de la vitesse d'injection normale à la surface du combustible.

Le gradient de température dans l'écoulement à la surface du combustible est discrétisé à l'ordre 1 :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w^+} = \frac{T_i - T_w}{\delta \eta} + o(1) \quad (4.39)$$

où  $T_i$  est la température sur la cellule jouxtant la surface du combustible et  $\delta \eta$  est le pas d'espace de la discrétisation. De la même manière, le gradient de fraction massique, pour chaque espèce, est discrétisé à l'ordre 1.

La solution du modèle IGS est obtenue sous la forme du vecteur  $\mathbf{U}$  regroupant la température à la paroi, la vitesse normale de l'écoulement à la paroi et les fractions massiques des espèces, à partir de la résolution de la méthode de Newton sur les résidus des équations de conservation représentés par le vecteur  $\mathbf{R}$ . Cette fonction doit tendre vers le vecteur nul pour respecter la conservation de la masse et des échanges de masse de chaque espèce et de l'énergie à la surface du combustible.

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} T_w \\ v_{\eta,w} \\ y_{1,w} \\ \vdots \\ y_{N_{esp},w} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{R} = \begin{pmatrix} -\rho D_{m,1} \frac{(y_{1,i} - y_{1,w})}{\delta \eta} + y_{1,w} G_{fuel}(T_w) - \dot{\omega}_1(T_w) \\ \vdots \\ -\rho D_{m,N_{esp}} \frac{(y_{N_{esp},i} - y_{N_{esp},w})}{\delta \eta} + y_{N_{esp},w} G_{fuel}(T_w) - \dot{\omega}_{N_{esp}}(T_w) \\ G_{fuel}(T_w) \left[ \sum_{k=1}^{N_{pyr}} \frac{\nu_k W_{P_k}}{W_C} h_{P_k,w} - \Delta H_{f,s}^\circ \right] - \lambda_g \frac{(T_i - T_w)}{\delta \eta} \\ v_{\eta,w} - \frac{G_{fuel}(T_w)}{\rho} \end{pmatrix} \quad (4.40)$$

où :

$$v_{\eta,w} = \vec{v} \cdot \vec{\eta} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{P_i}{RT_w \left( \sum_{k=1}^{N_{esp}} \frac{y_{k,w}}{W_k} \right)} \quad (4.41)$$

La matrice jacobienne associée est obtenue par la méthode des petites perturbations.

### 4.3 Méthodes numériques

La solution quasi-stationnaire est obtenue à partir d'un calcul instationnaire par l'introduction d'un pas de temps numérique[130].

Le problème de Riemann est résolu approximativement par le solveur de Harten-Lax-van Leer-Contact, développé par Toro *et al.*[139], qui est très robuste et efficace pour réduire le coût du calcul.

La discrétisation spatiale des schémas numériques est du second ordre. L'intégration temporelle est basée sur la méthode d'Euler implicite avec un pas de temps fixe de  $10^{-6}$  s, sans pas de temps local. Cependant, un pas de temps de  $10^{-7}$  à l'initiation du calcul est parfois appliqué à cause des perturbations provoquées par l'injection de l'oxydant et l'écoulement à travers la tuyère encore non amorcée. La convergence itérative est basée sur la méthode généralisée des résidus minimaux (GMRES) avec 20 itérations internes et 10 % d'écart relatif comme critère.

### 4.4 Conclusion

La modélisation numérique proposée a été conçue pour la simulation de la balistique intérieure du moteur hybride HYCAT possédant un injecteur catalytique pour le couple d'ergols  $\text{H}_2\text{O}_2/\text{PEHD}$ . Cette modélisation comprend en particulier le modèle IGS capable de calculer physiquement l'interaction entre la pyrolyse du combustible et l'écoulement réactif, via les bilans des échanges de masse et d'énergie. Cependant, les modélisations de la turbulence et de la combustion, à cause de la complexité des phénomènes n'ont pas pu être complètement déterminées. Pour cela, une étude de sensibilité doit être menée pour obtenir une modélisation représentative de l'écoulement interne d'une chambre de moteur hybride. Cette étude se poursuit avec les différents paramètres aérothermochimiques caractérisant l'écoulement dans le canal du combustible d'un moteur hybride. L'objectif est de mieux comprendre leurs interactions avec le comportement de la régression du combustible. Cette analyse fournira les paramètres les plus critiques de la modélisation proposée.





## Chapitre 5

# Étude de sensibilité de la modélisation numérique

Selon Kuo *et* Chiaverini[80], la caractérisation de la vitesse de régression du combustible dépend d'un grand nombre de paramètres liés à l'écoulement. En effet, le processus de combustion est fortement couplé à l'introduction du carburant via la dégradation du combustible et les phénomènes aérothermochimiques de l'écoulement. Ainsi, une analyse de sensibilité du calcul est réalisée afin de mettre en évidence les paramètres clés déterminants et la modélisation la plus adéquate. La grandeur référentielle de comparaison est la vitesse de régression du combustible, représentative du processus de combustion dans un moteur hybride. De plus, les modèles numériques reliés aux phénomènes de la turbulence et de la combustion doivent être analysés pour comprendre leur influence sur la vitesse de régression du combustible. Les résultats associés compléteront la modélisation numérique établie.

L'étude de sensibilité est réalisée à partir d'un cas test de géométrie simple représentant le canal du combustible dans un moteur hybride classique (figure 5.1). En effet, le processus de combustion typique dans un moteur hybride se produit dans le canal du combustible. Avec cette approche, les conditions aérothermochimiques de l'écoulement hors couche limite, imposées à l'entrée et à la sortie du canal, peuvent être maîtrisées. Un cas de référence est alors établi et sert de repère pour tous les paramètres considérés dans l'analyse de sensibilité.

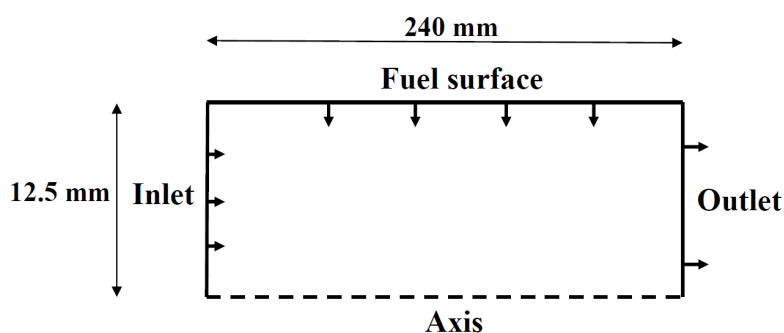


FIGURE 5.1 – Conditions limites du cas test

### 5.1 Cas de référence

La température et le flux de masse d'oxydant, fixés à l'entrée du domaine, sont choisis pour que l'écoulement simulé soit représentatif des conditions aérothermochimiques dans le canal, usiné à l'intérieur du combustible du moteur hybride (tableau 5.1). En outre, la distribution des espèces équivaut à un mélange de vapeur d'eau et de dioxygène gazeux. Les proportions sont obtenues en considérant une décomposition du peroxyde d'hydrogène concentré à 87.5 % en masse. Cette concentration est d'ailleurs utilisée pour tous les essais HYCAT considérés

dans la thèse. L'intensité turbulente à l'entrée du domaine doit être aussi spécifiée car l'écoulement est supposé turbulent. Les valeurs d'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation spécifique sont donc imposées à l'entrée du canal. Non muni d'une tuyère, la pression de la chambre dans le domaine fluide est alors imposée à la sortie.

TABLE 5.1 – Conditions aérothermiques à l'entrée et à la sortie du cas test

	$G_{ox}$ (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	P (MPa)	$T_{entrée}$ (K)	Concentration H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (%)	I <sub>u</sub> (%)
Cas test	200	3.6	1000	87.5	1

Le diamètre et la longueur du canal reprennent les dimensions de l'usinage du bloc de combustible (tableau 5.2).

TABLE 5.2 – Dimension du cas test de référence

	$D_{canal}$ (mm)	$L_{canal}$ (mm)
Cas test	25.0	240.0

En supposant une modélisation idéale, la vitesse de régression du combustible est attendue très proche de la valeur obtenue expérimentalement lors des essais HYCAT. En particulier, les conditions ici imposées sont supposées similaires à celles du HYCAT 12.

Au chapitre précédent, une modélisation de l'écoulement a été établie en considérant le modèle d'interaction Gaz-Surface. Cependant, les conditions limites associées aux équations de fermeture du modèle de turbulence et la modélisation de la combustion n'ont pas encore été établies. En effet, leur implication dans le processus de combustion est très complexe. L'étude de sensibilité a aussi pour vocation de comprendre l'influence des modélisations de la turbulence et de la combustion sur le comportement de la vitesse de régression du combustible.

- **La modélisation de la turbulence** : l'analyse du comportement de la régression du combustible doit nécessairement considérer le phénomène le plus élémentaire impliqué dans le processus de combustion : l'écoulement turbulent. Plus particulièrement, la structure de la couche limite turbulente joue un rôle clé sur la régression du combustible par le transport d'énergie de la flamme au voisinage de la surface du combustible. Numériquement, la modélisation de la turbulence s'effectue en séparant le champ moyen du champ des fluctuations des grandeurs de l'écoulement. Dans le cadre de la thèse, uniquement l'approche Favre-RANS est considérée en vertu de la recherche d'une modélisation pratique et efficace pour la simulation de la balistique intérieure d'un moteur hybride. Les solutions doivent être suffisamment représentative pour fournir des données complémentaires à l'expérience. Le modèle de fermeture considéré est le modèle  $k-\omega$  SST qui est le plus adapté pour les écoulements internes. Puisqu'il est possible d'obtenir différentes solutions en spécifiant les paramètres de la turbulence à la paroi, la structure de la couche limite turbulente peut être modifiée en fonction de la valeur de ces derniers. Pour le cas de référence, la correction proposée par Wilcox[149] pour le calcul des paramètres turbulents sur une paroi soufflée est utilisée. Ainsi, pour chaque face de la frontière constituant la surface du combustible, l'énergie cinétique turbulente est fixée à zéro et le taux de dissipation spécifique est calculé selon la relation :

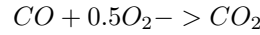
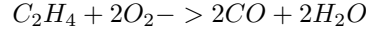
$$\omega_w = \frac{\rho_w v_\tau^2}{\mu_w} S_B \quad \text{à } \eta = 0 \quad (5.1)$$

où  $S_B$  est un nombre correctif obtenu par l'expression :

$$S_B = \frac{25}{v_w^+ (1 + 5v_w^+)} \quad \text{et} \quad v_w^+ = \frac{v_w}{v_\tau} \quad (5.2)$$

- **Le modèle de combustion** : pour le cas d'un moteur hybride, le processus de combustion est essentiellement diffusif. Par conséquent, l'utilisation d'un modèle de combustion turbulente tel que le modèle de dissipation turbulente de Magnussen *et* Hjertager[104] est naturellement envisagée. Ce modèle décrit un taux de consommation limité par le mélange turbulent en supposant une chimie infiniment rapide.

Cependant, avec une telle approche, la distribution des sources de puissance chimique est désormais liée aux phénomènes de transport turbulent via les fluctuations turbulentes dans la couche limite. Ainsi, le découplage des phénomènes de transport aux termes sources devient beaucoup moins aisé. De plus, souvent décrite par un modèle semi-empirique, l'influence de l'interaction chimie-turbulence sur le processus de combustion et la vitesse de régression n'est pas encore complètement comprise. Afin de distinguer cette interaction des phénomènes de transport, le cas de référence ne doit pas prendre en compte l'interaction chimie-turbulence. Pour cela, le modèle de combustion utilisé dans le cas de référence est basé sur la cinétique chimique à taux finis. Un système global de réactions à deux étapes est alors considéré pour la combustion de l'éthylène, proposé par Westbrook *et* Dryer[142], afin de réduire le coût du calcul :



Le taux de consommation de chaque espèce s'exprime alors par les relations :

$$\begin{aligned}\dot{\Omega}_{C_2H_4} &= -W_{C_2H_4} \kappa_{f,1} [C_2H_4]^{0.1} [O_2]^{1.65} \\ \dot{\Omega}_{O_2} &= -W_{O_2} \left( 2\kappa_{d,1} [C_2H_4]^{0.1} [O_2]^{1.65} + 0.5 \left( \kappa_{d,2} [CO] [O_2]^{0.25} [H_2O]^{0.5} - \kappa_{ind,2} [CO_2] \right) \right) \\ \dot{\Omega}_{CO} &= W_{CO} \left( 2\kappa_{d,1} [C_2H_4]^{0.1} [O_2]^{1.65} - \left( \kappa_{d,2} [CO] [O_2]^{0.25} [H_2O]^{0.5} - \kappa_{ind,2} [CO_2] \right) \right) \\ \dot{\Omega}_{H_2O} &= 2W_{H_2O} = 2\kappa_{d,1} [C_2H_4]^{0.1} [O_2]^{1.65} \\ \dot{\Omega}_{CO_2} &= W_{CO_2} \left( \kappa_{d,2} [CO] [O_2]^{0.25} [H_2O]^{0.5} - \kappa_{ind,2} [CO_2] \right)\end{aligned}$$

Les taux de réaction direct et indirect, pour les deux réactions, suivent la loi d'Arrhenius sous la forme  $\kappa = AT^{n_c} e^{-T_a/T}$  dans laquelle les valeurs des constantes utilisées pour les simulations présentées sont répertoriées dans le tableau 5.3.

TABLE 5.3 – Coefficients de la loi d'Arrhenius pour les mécanismes cinétiques des réactions[142]

	$A_k$	$n_k$	$T_k$ (K)
$\kappa_{d,1}$	$7.589 \times 10^7$	0.0	15097.2
$\kappa_{d,2}$	$1.259 \times 10^{10}$	0.0	20130.3
$\kappa_{ind,2}$	$5.000 \times 10^8$	0.0	20130.3

- Le modèle IGS est basé sur le bilan des échanges de masse et d'énergie à travers la surface du combustible sur laquelle la pyrolyse se produit. Par conséquent les paramètres thermochimiques sont déterminés, pour le cas de référence, d'après les valeurs obtenues par Lengellé *et al.*[96] pour les coefficients de la loi d'Arrhenius et une mesure expérimentale de l'enthalpie de formation du PEHD par la bombe calorimétrique effectuée à l'ONERA (tableau 5.4) :

TABLE 5.4 – Valeurs de référence des paramètres thermochimiques associés au PEHD

$A_d$ (s <sup>-1</sup> )	$E_d$ (J.mol <sup>-1</sup> )	$\Delta H_{f,PEHD}^0$ (J.kg <sup>-1</sup> )
$3.5 \times 10^6$	$125.6 \times 10^5$	$-6.4 \times 10^5 \pm 1 \times 10^4$ (20 : 1)

## 5.2 Confection et convergence du maillage

Le maillage choisi, tissé par Gmsh, est structuré cartésien. Cette conception permet de contrôler parfaitement la taille et la quantité des cellules nécessaires (figure 5.2). Dans la zone proche de la surface du combustible, la largeur des cellules, transversale par rapport à la paroi, se réduit géométriquement jusqu'à la paroi. L'épaisseur de la cellule jouxtant la surface du combustible est définie par la condition  $y^+ = 1$  qui est obtenue pour une distance minimale à la paroi égale à  $5 \mu\text{m}$ . Néanmoins, pour améliorer la résolution des profils du taux de dissipation spécifique, la distance  $1.2 \mu\text{m}$  a été choisie. En outre, la zone d'entrée du domaine est soumise à une réduction de l'espacement entre cellules. L'objectif est d'atténuer les perturbations en température et en

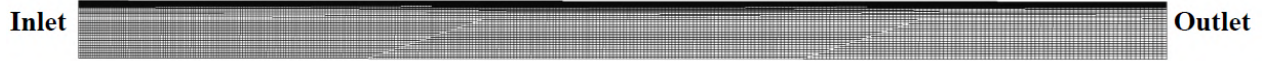


FIGURE 5.2 – Maillage du cas test

vitesse moyenne de l'écoulement, engendrées par les conditions d'entrée imposées, altérant le comportement de la vitesse de régression du combustible.

Pour évaluer la convergence en maillage, deux approches ont été adoptées. Premièrement, les valeurs intégrales telles que la pression de la chambre et le débit de carburant produit par la pyrolyse sont considérées. En second, une estimation de la discrétisation globale est réalisée selon la méthode décrite par Bonfiglioli *et* Paciorri[21]. Avec cette approche, l'ordre de précision du schéma numérique et le taux global de convergence du maillage sont évalués, fournissant des informations supplémentaires sur l'erreur de discrétisation. Le tableau 5.5 résume les résultats de la convergence en maillage en se basant sur la vitesse de régression. La mesure de l'erreur de discrétisation est affichée à la figure 5.3.

TABLE 5.5 – Convergence en maillage pour la configuration du cas test

Quantité de cellules	$v_{reg}$ (m.s <sup>-1</sup> )
25000	$0.381 \times 10^{-3}$
100000	$0.393 \times 10^{-3}$
400000	$0.391 \times 10^{-3}$

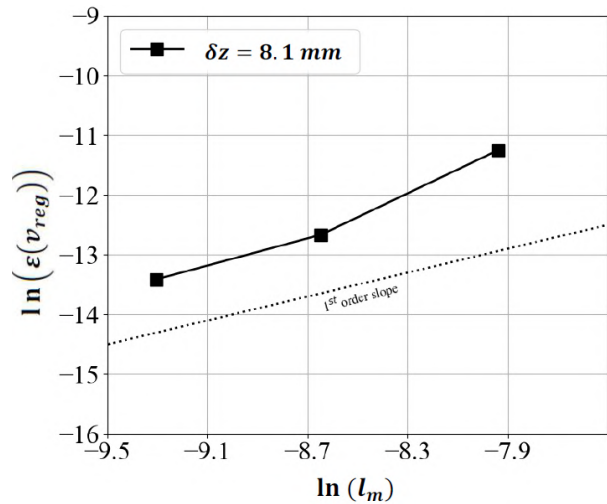


FIGURE 5.3 – Erreur de discrétisation des maillages associés au cas test

Pour saisir les nuances de l'analyse de la convergence en maillage, puisque les conditions d'entrée perturbent les phénomènes aérodynamiques proches de l'entrée du domaine, l'analyse de l'erreur de discrétisation est effectuée à partir d'une certaine distance  $\delta z$  de l'entrée. En considérant le calcul d'erreur uniquement à partir de  $\delta z = 8.1$  mm, les erreurs de discrétisation descendent à -12.7 qui correspond à 0.8 % d'erreur en vitesse de régression du combustible. L'ordre de précision est très proche de 1 qui est l'ordre du schéma du gradient de température discrétisé dans le modèle IGS (R = 47.3 %).

### 5.3 Présentation des paramètres

L'étude de la sensibilité est effectuée en considérant trois types de paramètres qui sont la modélisation numérique du processus de combustion et les grandeurs aérodynamiques et thermochimiques. Les modélisations numériques analysées concernent les phénomènes de la turbulence et de la combustion dans une couche limite soufflée. Les grandeurs prises en compte dans l'analyse sont exclusivement associées à l'entrée du canal et au modèle IGS. La pression de la chambre n'est pas utilisée car sa valeur dépend intimement du carburant injecté dans l'écoulement. N'ayant pas de tuyère, cette relation ne peut donc pas être mise en évidence. De plus, l'influence de la pression serait équivalente à une modification de la température à l'entrée du canal d'après l'équation d'état des gaz-parfaits. En effet, une augmentation de la température de 200 K équivaut à une diminution de la densité de l'écoulement à l'entrée du canal. La même valeur de densité peut être obtenue par une baisse de

la pression chambre de 0.5 MPa.

- **Modélisation des phénomènes aérothermochimiques de l'écoulement :**

La modélisation est modifiée pour mettre en évidence l'influence des choix des modèles et des sous-modèles sur la régression du combustible. En particulier, les modélisations de la turbulence et de la combustion sont considérées.

- **Modélisation de la turbulence :** très peu d'études sur la simulation des moteurs hybrides mentionnent la prise en compte du soufflage pariétal provoqué par la régression du combustible pour la couche limite turbulente. En particulier, concernant le modèle de fermeture des équations de la turbulence  $k-\omega$  SST, aucune étude n'a été retrouvée dans le domaine de la propulsion hybride ayant explicité l'usage de facteurs correctifs. Wilcox[145] a pourtant indiqué des problèmes potentiels associés au modèle  $k-\omega$  sans une modélisation spécifique des paramètres turbulents à la paroi pour le soufflage pariétal. Par conséquent, une étude a été effectuée en fonction de différentes valeurs des paramètres de turbulence à la paroi, calculées à partir des hypothèses sur la nature de la surface du combustible.

- **Modélisation de la combustion :** le processus de combustion du moteur hybride est de nature diffusive. Le mélange turbulent détermine donc le taux de réaction. Le modèle de combustion de Magnussen *et* Hjertager[104], le plus utilisé dans la littérature, est cependant semi-empirique. En outre, la représentation de la flamme est aussi conditionnée par le nombre d'espèces, leur proportion stœchiométrique et le système de réactions. Dans certains cas, la flamme n'est contrôlée que partiellement par la diffusion. Par conséquent, une étude des influences de la modélisation de combustion est effectuée parmi les modèles disponibles déjà mis en place dans CEDRE. En particulier, la cinétique chimique, le modèle de Magnussen, le modèle de flamme cohérente et le modèle de relaxation à l'équilibre chimique sont utilisés afin d'évaluer la solution la plus représentative du processus de combustion du moteur hybride.

- **Paramètres aérodynamiques :**

Le second type d'analyse de sensibilité est une étude des paramètres aérodynamiques utilisés à l'entrée du canal comme l'intensité turbulente, le flux de masse et la température de l'oxydant.

- **Flux de masse d'oxydant :** N'ayant aucun autre phénomène pris en compte dans le cas test que la convection thermique pour influencer le flux thermique à la paroi, l'influence du flux de masse sur la vitesse de régression est évaluée afin de vérifier la correspondance avec la théorie de la diffusion limitée de Marxman *et* Gilbert[107].

- **Température à l'entrée du canal :** La température de l'oxydant injecté dans l'écoulement pourrait influencer le processus de combustion dans le canal, en particulier pour le cas d'une injection catalytique à travers laquelle l'oxydant est injecté avec une température avoisinant 800 K.

- **Intensité turbulente à l'entrée du canal :** L'écoulement turbulent introduit dans le canal est déjà perturbé par la zone d'injection et la pré-chambre. L'entrée du canal possède donc une certaine intensité des fluctuations. Leurs influences dans le processus de combustion et sur la vitesse de régression du combustible doivent donc être évaluées.

- **Paramètres thermochimiques :**

Dans le bilan des échanges d'énergie, les paramètres thermochimiques sont les coefficients de la loi d'Arrhenius décrivant la pyrolyse du combustible et l'enthalpie standard de formation du combustible.

- **Coefficients de la loi d'Arrhenius :** Le coefficient pré-exponentiel et l'énergie d'activation peuvent influencer la vitesse de régression du combustible à cause de la loi d'Arrhenius, décrivant le flux de masse de carburant produit par la pyrolyse du combustible.

- **Enthalpie standard de formation du combustible :** Dans l'enthalpie de pyrolyse, l'enthalpie standard de formation d'un combustible polymère dépend grandement de la composition du matériau, du procédé de fabrication, de la longueur des chaînes, etc. L'influence de ce paramètre, compris dans

la formulation de l'enthalpie de pyrolyse, sur la vitesse de régression doit donc être caractérisée.

L'analyse de sensibilité procède par la comparaison des profils des grandeurs étudiées à la surface du bloc tout le long du canal. Les profils sur les plans sectionnant le canal à  $z = 40$  mm et  $z = 200$  mm depuis l'entrée rendent observables leurs variations à travers la couche limite.

## 5.4 Analyse du processus de combustion dans le canal

Préalablement à l'étude de sensibilité, l'analyse du processus de combustion est effectuée afin de mieux comprendre la structure de la couche limite réactive dans un canal de moteur hybride.

La figure 5.4 montre, sans dimension, les profils des composantes transversale et longitudinale de la vitesse et de la fraction de mélange. La position de la flamme est obtenue à l'endroit de l'intersection de la ligne stœchiométrique et du profil de fraction de mélange et est située à  $\eta = 2.5$  mm de la surface du combustible. L'épaisseur de la couche limite a été évaluée en considérant la valeur de la vitesse maximale de la composante soit longitudinale ( $\eta = 2.8$  mm) ou soit transversale ( $\eta = 3.4$  mm). Pour tous les cas, la position de la flamme se situe en dessous des épaisseurs de couche limite évaluées. Par conséquent, la flamme se situe dans la couche limite correspondant à la structure typique du processus de combustion dans un moteur hybride.

La figure 5.5 affiche le profil du nombre de Damköhler à travers la section du canal située à  $z = 200$  mm. Le nombre de Damköhler a été déterminé en considérant un temps de séjour correspondant au taux d'étirement de la flamme  $\chi$  (équation (5.3)). Cette définition est adaptée aux flammes de diffusion qui caractérisent la nature de la combustion dans un moteur hybride.

$$Da = \frac{t_{\text{écoulement}}}{t_c} = \frac{1}{\chi t_c} \quad \text{avec} \quad \chi = 2(D_m + D_{m,t}) \left[ \left( \frac{\partial \hat{Z}}{\partial \eta} \right)^2 + \left( \frac{\partial \hat{Z}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

La position de la flamme déterminée précédemment correspond parfaitement à la valeur maximale du nombre de Damköhler.

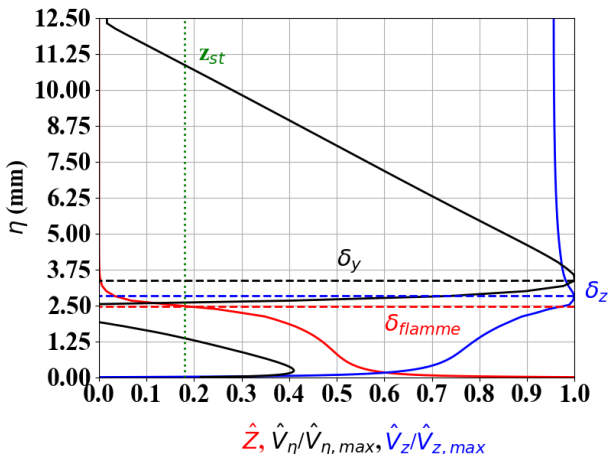


FIGURE 5.4 – Champs sans dimension des composantes de vitesse et de la fraction de mélange à  $z = 200$  mm

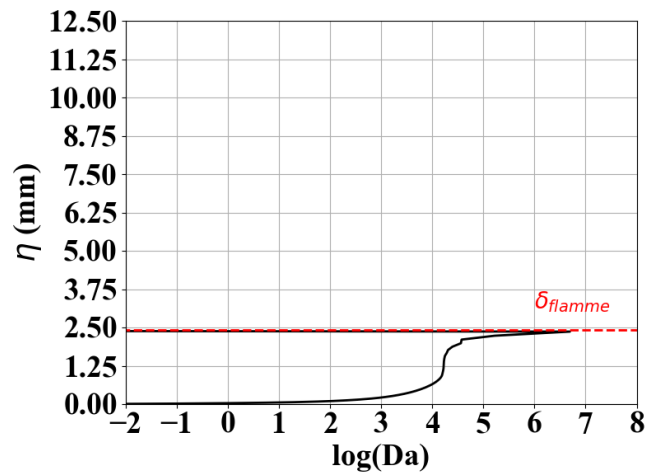


FIGURE 5.5 – Profil du nombre de Damköhler à  $z = 200$  mm

De la position de la flamme jusqu'à la zone proche paroi ( $\eta = 0.2$  mm), le nombre de Damköhler est très élevé ( $> 1000$ ). La même observation a été constatée pour  $z = 40$  mm. Dans ces conditions, la chimie est considérée infiniment rapide par rapport à l'évolution de l'écoulement. Ainsi, l'usage d'un modèle de Magnussen pour la modélisation de la combustion turbulente est raisonnable.

## 5.5 Analyse de la sensibilité par rapport aux modélisations des phénomènes aérothermochimiques

Les modélisations de la turbulence et de la combustion sont confrontées. L'objectif est d'en déduire la meilleure approche pour représenter le processus de combustion et le comportement de la vitesse de régression du combustible.

### 5.5.1 Impact du sous-modèle de turbulence choisi pour $k-\omega$

Quatre cas sont comparés en utilisant les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation spécifique à la paroi. Le premier cas est le régime laminaire qui ne requiert aucun modèle de turbulence. Les autres cas sont en régime turbulent avec l'utilisation du modèle  $k-\omega$  SST. Wilcox a proposé des paramètres de turbulence pour corriger la représentation de la couche limite turbulente avec soufflage pariétal. Afin d'évaluer cette approche dans le cas présent, trois cas sont considérés :

- La surface du combustible est conçue comme une condition limite d'entrée de domaine, c'est-à-dire comme une zone d'injection classique. L'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique sont fixés selon les expressions décrites par les équations (5.4) et (5.5) :

$$k_w = \frac{3(I_{u,fuel}v_w)^2}{2} \quad (5.4)$$

et :

$$\epsilon_w = \frac{k_w^{3/2}}{0.1L} \quad \text{avec} \quad L = D_{canal} \quad \text{donc} \quad \omega_w = \frac{10\epsilon_w}{k_w} \quad (5.5)$$

En considérant la vitesse du soufflage à la paroi due à la régression du combustible, les paramètres du modèle de turbulence à la paroi sont affichés sur le tableau 5.6.

TABLE 5.6 – Surface du combustible comme entrée de domaine : paramètres du modèle de turbulence à la paroi avec une intensité turbulente de 10 %

Cas	$k$ ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ )	$\omega$ ( $\text{s}^{-1}$ )
<b>HYCAT 12</b>	$2.0 \times 10^{-5}$	15.7

- La surface du combustible se comporte comme une paroi lisse et imperméable. Les valeurs de  $k$  et  $\omega$  sont alors calculées, selon Wilcox[145], par les relations :

$$k_w = 0 \quad \text{et} \quad \omega_w = \frac{6\mu_w}{\beta\rho_w\eta_p^2} \quad (5.6)$$

La longueur  $\eta_p$  est déterminée en prenant la valeur de la distance minimale normale de la surface du combustible dans le maillage, déterminée par  $y^+ = 1$ . Par conséquent cette distance est égale à  $5 \mu\text{m}$ . Dans les calculs présentés, cette longueur est préservée pour le calcul du taux de dissipation spécifique, indépendamment du maillage qui a une distance minimale égale à  $1.2 \mu\text{m}$ . Ces paramètres de turbulence sont donc utilisés pour les conditions limites représentant des parois. Cependant, à cause du soufflage à la frontière du domaine sur lequel opère le modèle IGS, la précédente approche doit être évaluée et le caractère physique de la solution doit être vérifié. En effet, dans le cas présent, le taux de dissipation spécifique dépend d'une grandeur numérique associée au maillage. Sa comparaison avec le cas Wilcox, qui s'inspire physiquement du profil de vitesse obtenu lors d'un soufflage pariétal, devrait éclairer son importance dans la modélisation.

- La surface du combustible est conçue comme une paroi soufflante. Les paramètres du modèle de la turbulence à la paroi sont donc corrigés afin d'obtenir le profil de vitesse moyenne dans la couche limite observé expérimentalement par Andersen *et al.*[2]. Hink[69] a démontré l'intérêt de l'approche dans le cas d'un système de refroidissement par soufflage à travers la paroi d'une chambre de combustion. Néanmoins, cette correction, proposée par Wilcox[149], doit être aussi évaluée dans le cas du soufflage engendré par la dégradation du combustible dans un moteur hybride. L'énergie cinétique turbulente est nulle et le taux de dissipation spécifique est calculé à chaque cellule, d'après les relations (5.1) et (5.2).



Les valeurs de vitesse de régression moyenne à la surface du combustible pour chaque modélisation de la turbulence sont répertoriées au tableau 5.7. Les cas avec turbulence montrent des valeurs de vitesse de régression de combustible trois à huit fois supérieures à la valeur obtenue par le cas laminaire. Néanmoins, pour les cas paroi lisse-imperméable et paroi avec soufflage pariétal, la vitesse de régression est environ deux fois plus faible par rapport au cas paroi entrée de domaine. Ces deux cas turbulents, paroi lisse-imperméable et paroi soufflé, ont des valeurs de vitesse moyenne de régression proches à celle obtenue dans les moteurs HYCAT 12 et 23 (tableau 3.4). En revanche, la valeur moyenne de vitesse de régression du combustible pour cas paroi avec la correction de Wilcox est très proche de la valeur associée au cas paroi lisse-imperméable (2 %).

TABLE 5.7 – Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale

Cas	Laminaire	Entrée de domaine	Paroi lisse-imperméable	Correction de Wilcox
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.111	0.825	0.368	0.375

À cause d'un flux de masse d'oxydant imposé à l'entrée du canal, dans la région jouxtant la condition limite, la convection thermique est localement très élevée entraînant une augmentation soudaine du flux thermique à la paroi et, par conséquent, de la vitesse de régression du combustible (figures 5.6 et 5.7). Plus en aval, où la vitesse de régression décroît abruptement jusqu'à atteindre le minimum, ce phénomène est complètement résorbé.

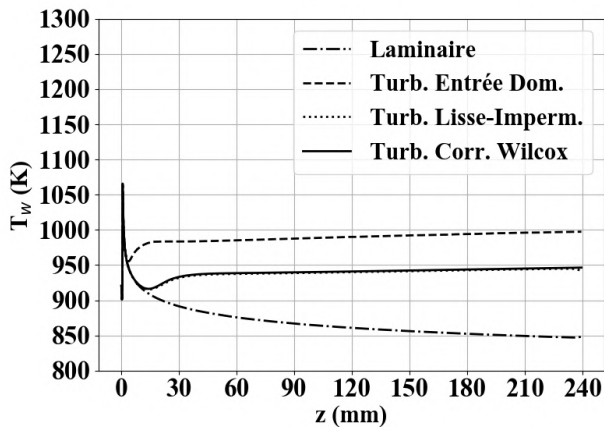


FIGURE 5.6 – Température à la surface du combustible le long du canal

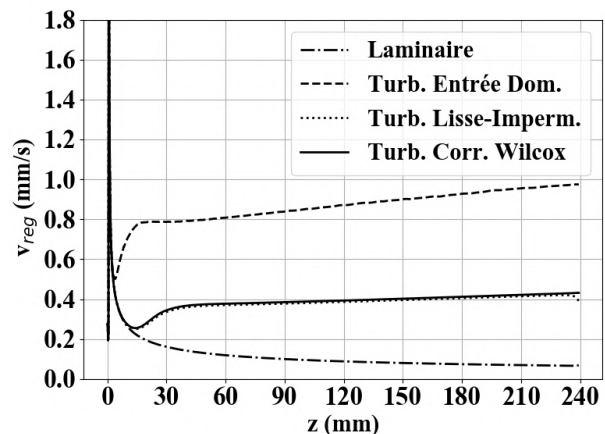


FIGURE 5.7 – Vitesse de régression du combustible le long du canal

Le long du canal central, les variations en température et en vitesse de régression sont nettement distinguées, particulièrement pour le cas de paroi en entrée de domaine, de  $z = 16$  mm à la sortie du canal, sur un intervalle étroit entre 987 et 1000 K. Les autres cas, entre l'entrée du canal et  $z = 8$  mm, se comportent identiquement jusqu'à atteindre la valeur de température de paroi égale à 925 K.

Au delà de  $z = 8$  mm de l'entrée du canal, la température à la paroi, pour le cas laminaire, continue de décroître jusqu'à 849 K. En revanche, pour les cas turbulents avec paroi lisse-imperméable et paroi avec soufflage pariétal, la température atteint un minimum à 14 mm de l'entrée du canal avec une valeur avoisinant 916 K. De  $z = 30$  mm à la sortie du canal, les deux cas précédemment cités montrent une légère pente linéaire en température de paroi avec une variation positive de 13 K. Cependant, les deux cas affichent le même comportement pour la vitesse de régression et sont pratiquement confondus.

Parce que la pyrolyse du combustible est régie par la loi d'Arrhenius, le taux de régression du combustible dépend uniquement de la température. Les variations observées pour la température à la surface du combustible sont donc reproduites pour la vitesse de régression du combustible (figure 5.7). Dans la région linéaire (de  $z = 30$  mm à la sortie du canal), les niveaux de vitesse de régression sont cohérents avec les valeurs intégrées montrées au tableau 5.7. Les taux de régression de combustible entre cas paroi lisse-imperméable et paroi avec correction de Wilcox sont très proches. Par conséquent, le pic de variation constaté dans la zone d'entrée du

canal a très peu d'impact sur la valeur moyenne de la vitesse de régression du combustible. Ainsi, la comparaison des valeurs moyennes de la vitesse de régression peut être utilisée comme une approche pour déterminer les niveaux d'intensité de la vitesse de régression dans un canal creusé dans le combustible. Quant au cas laminaire, la baisse monotone de la régression conduit aux valeurs les plus basses qui sont dues à l'absence de transport turbulent de l'énergie libérée depuis la flamme vers la paroi, par rapport aux cas turbulents.

La figure 5.8 montre le profil de température dans le plan à  $z = 40$  mm dans le canal. Toutes les courbes montrent un pic de température, avoisinant 2700 - 2800 K, indiquant la présence d'une flamme de diffusion. Les profils de vitesse longitudinale moyenne (figure 5.9) et de température entre le cas laminaire et les cas turbulents, paroi lisse-imperméable et paroi avec correction de Wilcox, semblent presque se confondre à  $z = 40$  mm. En revanche, pour le cas avec entrée de domaine, la flamme, associée au pic de température, est plus éloignée de la surface du combustible et plus large. Puisque la vitesse de régression est très élevée, la flamme est fortement alimentée en gaz pyrolysés, l'élargissant.

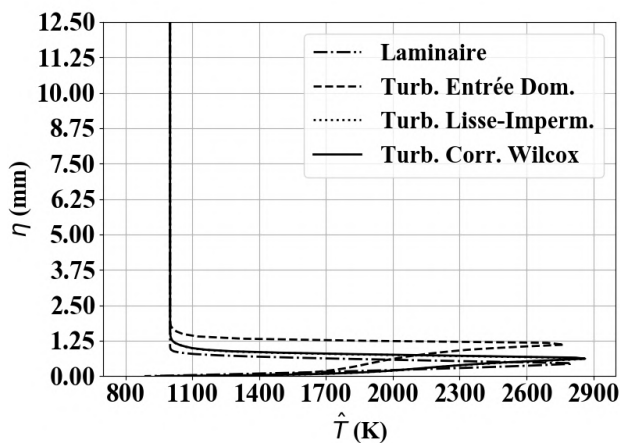


FIGURE 5.8 – Comparaison des profils de température entre les modélisations de la turbulence à  $z = 40$  mm

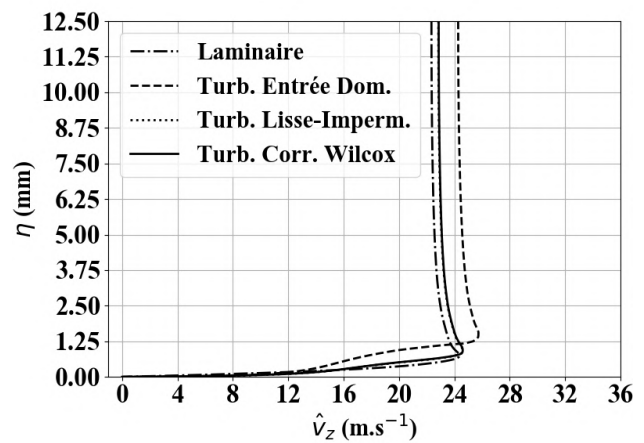


FIGURE 5.9 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyenne entre les modélisations de la turbulence à  $z = 40$  mm

À  $z = 200$  mm, les profils de température et de vitesse longitudinale moyenne du cas laminaire sont nettement distingués des profils associés aux cas turbulents avec paroi lisse-imperméable et avec la correction de Wilcox (figures 5.10 et 5.11).

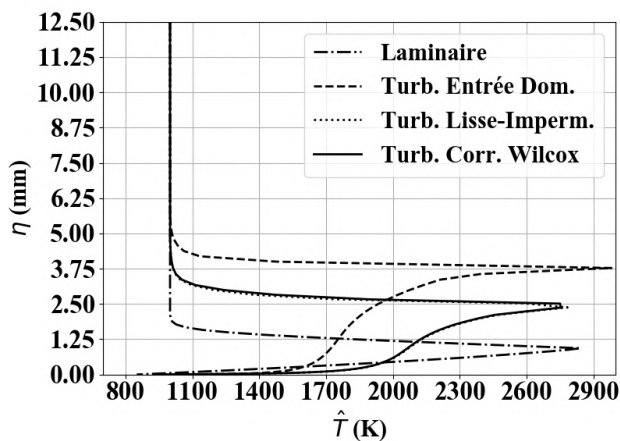


FIGURE 5.10 – Comparaison des profils de température entre les modélisations de la turbulence à  $z = 200$  mm

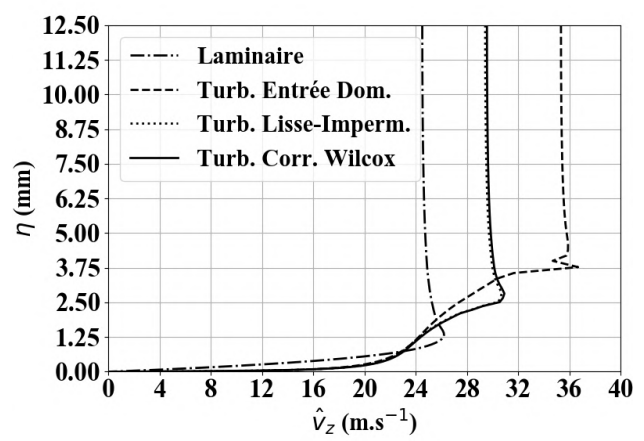


FIGURE 5.11 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyenne entre les modélisations de la turbulence à  $z = 200$  mm

L'écart de vitesse longitudinale dans l'écoulement central est dû à l'ajout de masse provenant de la dégradation du combustible et à la croissance de la couche limite. En revanche, entre les cas paroi lisse-imperméable et paroi avec la correction de Wilcox, les profils de température et de la vitesse longitudinale se confondent presque parfaitement.

Le cas avec entrée de domaine possède la même forme de profil de vitesse moyenne normale à la paroi que les deux autres cas utilisant la turbulence bien que l'intensité soit plus élevée et le profil plus étiré (figures 5.12 et 5.13). Cette forme de profil est caractéristique de la turbulence puisque, dans le cas laminaire, la valeur minimale de la vitesse moyenne normale à la paroi est atteinte à la surface du combustible. La vitesse moyenne normale dans les cas avec turbulence augmente légèrement depuis la paroi avant de diminuer fortement jusqu'à une valeur minimale correspondant à la position de la flamme. Au delà de la flamme, la vitesse moyenne normale atteint une valeur maximale correspondant à la frontière de la couche limite. Dans l'écoulement central, la composante normale de la vitesse moyenne est encore présente à cause de l'injection de masse de carburant depuis la surface du combustible. Selon les précédentes observations effectuées pour chaque cas, lorsque l'injection de masse de carburant augmente, le gradient de la composante normale de la vitesse moyenne s'intensifie entre la frontière de la couche limite et l'axe du canal.

À propos des cas avec turbulence, entre  $z = 40$  mm et  $z = 200$  mm, la chute de la vitesse moyenne normale dans la zone de flamme s'amplifie. Pour les cas paroi avec soufflage et paroi lisse-imperméable, la vitesse moyenne normale minimale est clairement négative.

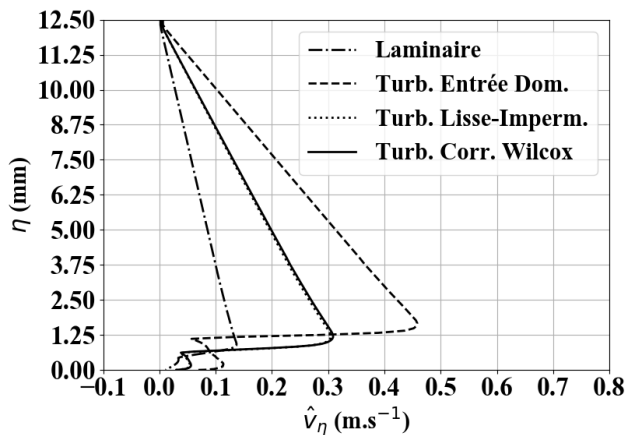


FIGURE 5.12 – Comparaison des profils de vitesse normale moyenne entre les modélisations de la turbulence à  $z = 40$  mm

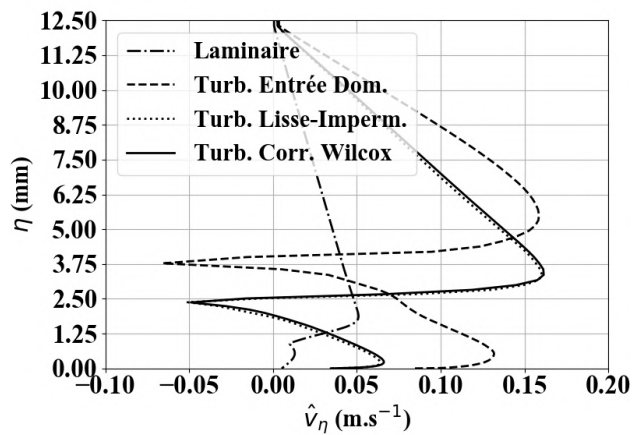


FIGURE 5.13 – Comparaison des profils de vitesse normale moyenne entre les modélisations de la turbulence à  $z = 200$  mm

Les paramètres de la turbulence tels que l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique sont montrés dans les figures 5.14 et 5.15. Les profils sont rapportés à l'épaisseur de la couche limite turbulente  $\sigma_{tbl}$ . L'écoulement turbulent considérant une entrée de domaine à la paroi montre une intensité élevée d'énergie cinétique turbulente atteignant  $k = 29.3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  dans la couche limite turbulente. Cette quantité est presque trois fois supérieure à la valeur associée au cas paroi avec soufflage égale à  $11.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ . Ainsi, les fluctuations turbulentes sont très présentes en dessous de la flamme, transportant proche de la paroi beaucoup plus d'énergie qu'avec la correction de Wilcox, augmentant par conséquent le flux thermique à la paroi. La vitesse de régression du combustible est donc très élevée à cause de l'élévation du flux thermique à la paroi par rapport au cas d'une paroi avec soufflage pariétal. De plus, cette haute intensité de l'énergie cinétique participe à l'élargissement de la zone de flamme observé dans les figures 5.8 et 5.10.

À la figure 5.15, les profils du taux de dissipation spécifique sont aussi rapportés à l'épaisseur de la couche limite turbulente. Les différences à observer sont rendues possible par la mise à l'échelle de ces profils. La principale raison de la limitation en intensité des fluctuations turbulentes dans le cas de la correction de Wilcox est le taux très élevé de la dissipation spécifique dans la zone proche paroi, variant entre  $1.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$  à  $4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ . Par contraste, pour le cas avec une entrée de domaine, le taux de dissipation maximal est très bas ( $\omega_{max} \approx$

$1.02 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ) et ne peut pas amortir suffisamment les fortes fluctuations dans la couche limite turbulente (figure 5.14).

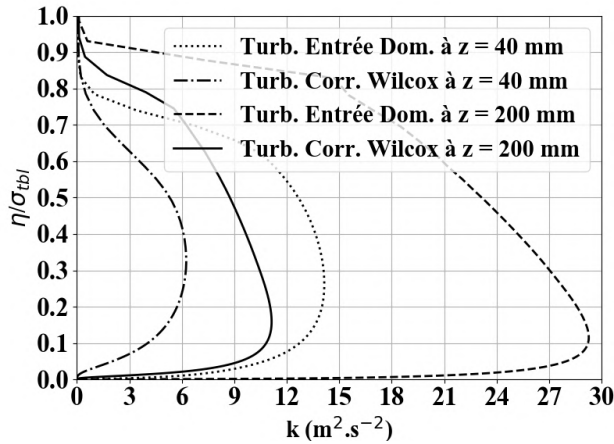


FIGURE 5.14 – Profils de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la modélisation de la turbulence

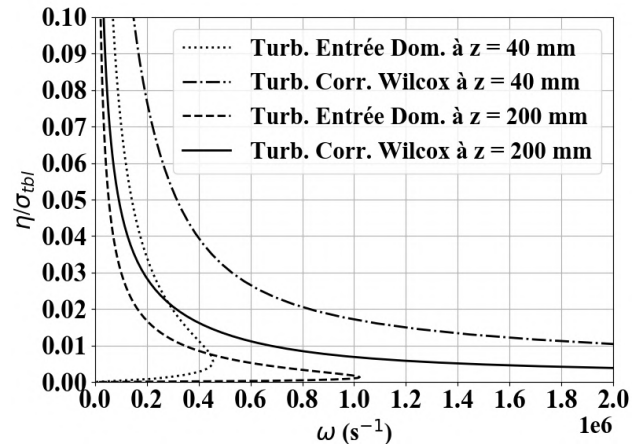


FIGURE 5.15 – Profils du taux de dissipation spécifique en fonction de la modélisation de la turbulence

Ainsi, la correction de Wilcox, qui permet de représenter la structure de la couche limite turbulente avec un soufflage pariétal, fournit suffisamment de dissipation proche de la surface du combustible pour réduire significativement les fluctuations turbulentes, atténuant l'intensité du transport de l'énergie issue de la flamme. La structure de la turbulence réduit donc le flux thermique à la surface du combustible et, par conséquent, la vitesse de régression du combustible à partir du bilan des échanges d'énergie.

Le long du canal, (figure 5.16), le taux de dissipation spécifique pour le cas avec la correction de Wilcox, augmente linéairement depuis  $z = 21 \text{ mm}$  jusqu'à la sortie du canal. La correction de Wilcox pour l'injection pariétale du carburant est basée sur la correction pour la prise en compte de la rugosité pariétale. Par conséquent, le taux de dissipation spécifique dépend du carré de la vitesse de frottement reliée à la vitesse longitudinale de l'écoulement central à partir de l'expression de la contrainte de cisaillement. À cause de l'ajout de masse dans le canal, la vitesse de l'écoulement central augmente impliquant une hausse du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible. Entre  $z = 40 \text{ mm}$  et  $z = 200 \text{ mm}$ , l'énergie cinétique turbulente n'augmente donc que de  $6.2$  à  $11.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ , pour le cas paroi avec soufflage pariétal, à cause de l'effet d'amortissement de la correction de Wilcox (figure 5.14).

En outre, le long du canal à la surface du combustible, le taux de dissipation spécifique du cas paroi lisse-imperméable montre une valeur pratiquement constante dépendant seulement des variations de la viscosité cinématique (figure 5.16). L'intensité de  $\omega$  est proche de la valeur obtenue par le cas utilisant la correction de Wilcox entre l'entrée du canal et  $z = 12 \text{ mm}$  où un minimum est atteint. Au delà de cette position, les écarts entre les cas précédemment mentionnés augmentent linéairement. Ainsi, selon l'explication donnée sur l'impact du taux de dissipation spécifique sur la vitesse de régression, la vitesse de régression du cas paroi lisse-imperméable devrait nécessairement être beaucoup plus élevée que pour le cas avec soufflage pariétal. En effet, l'intensité du taux de dissipation spécifique pour le cas utilisant la correction de Wilcox augmente jusqu'à atteindre une valeur trois fois plus grande que dans le cas paroi lisse-imperméable. Or, les profils de la vitesse de régression du combustible observés à la figure 5.7 montrent plutôt une surestimation modeste.

Dans la figure 5.17, à  $z = 40 \text{ mm}$ , les profils de l'énergie cinétique turbulente se confondent pratiquement même si la hausse du taux de dissipation spécifique à la paroi pour le cas avec correction de Wilcox est égale à  $2.1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  (figure 5.16).

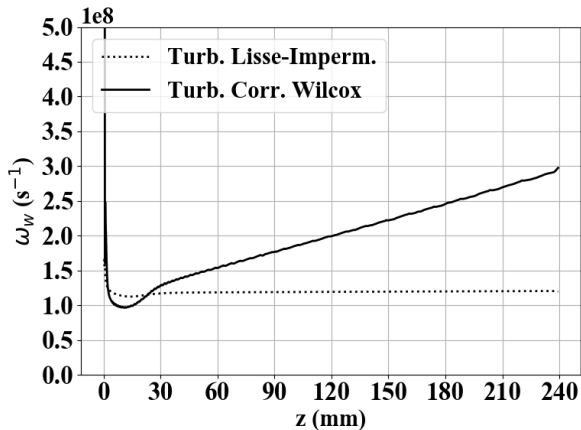


FIGURE 5.16 – Profils du taux de dissipation spécifique à la paroi en fonction des modélisations de la turbulence le long du canal

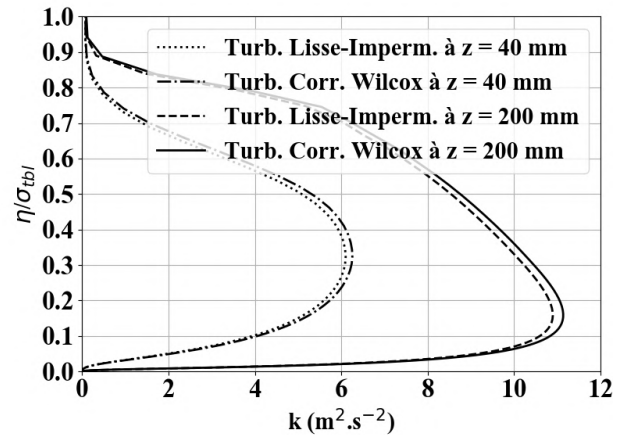


FIGURE 5.17 – Profils de l'énergie cinétique turbulente en fonction des modélisations de la turbulence

À  $z = 200$  mm, les profils d'énergie cinétique turbulente pour les cas paroi lisse-imperméable et paroi avec soufflage pariétal sont pratiquement confondus bien qu'il y ait une différence du taux de dissipation spécifique égale  $1.42 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ . L'intensité de  $\omega$  dans le cas paroi lisse-imperméable, beaucoup plus faible par rapport au cas avec soufflage pariétal, implique une distribution des fluctuations turbulentes pratiquement identique à celle obtenue avec la correction de Wilcox. Par conséquent, au delà d'une certaine valeur du taux de dissipation spécifique, la structure de la couche limite change très peu, préservant le niveau de vitesse de régression du combustible.

La sensibilité à l'effet d'amortissement de l'énergie cinétique turbulente disparaît lorsque le taux de dissipation spécifique à la paroi est très élevé. Ce phénomène serait dû à la disparition de la plupart des fluctuations les plus intenses à partir d'un taux de dissipation spécifique critique  $\omega_{crit}$  dans la zone très proche de la paroi. Au delà, seules les fluctuations à basse énergie subsistent. Ainsi, la structure de la couche limite turbulente n'est pratiquement pas modifiée impliquant une valeur de vitesse de régression du combustible pratiquement inchangée.

Le carburant libéré dans l'écoulement depuis la surface du combustible est transporté par soufflage pariétal et la diffusion de masse vers la flamme de diffusion. Puisque les observations qualitatives effectuées ne varient pas le long du canal, seuls les profils à  $z = 200$  mm sont étudiés. À la figure 5.18, la concentration en éthylène à travers la couche limite à  $z = 200$  mm est affichée.

Le cas avec entrée de domaine montre une zone de prédominance de l'éthylène beaucoup plus large que les autres cas. En effet, la concentration en éthylène reste importante plus loin de la surface à cause de l'augmentation du flux de masse d'éthylène introduit par la pyrolyse et d'une diffusion de masse favorisée par les fluctuations turbulentes. En revanche, sans transport turbulent dans la couche limite, la concentration de carburant diminue fortement en s'éloignant de la surface. La cause de cette déplétion est la consommation de l'éthylène dans la zone de flamme et sa dilution dans un mélange de produits de combustion et de vapeur d'eau.

Les profils de fraction massique de dioxygène, de monoxyde de carbone et de dioxyde de carbone montrent aussi l'influence des paramètres turbulents à la surface du combustible sur le transport turbulent des espèces et leur consommation ou production dans la couche limite (figures 5.19, 5.20 et 5.21).

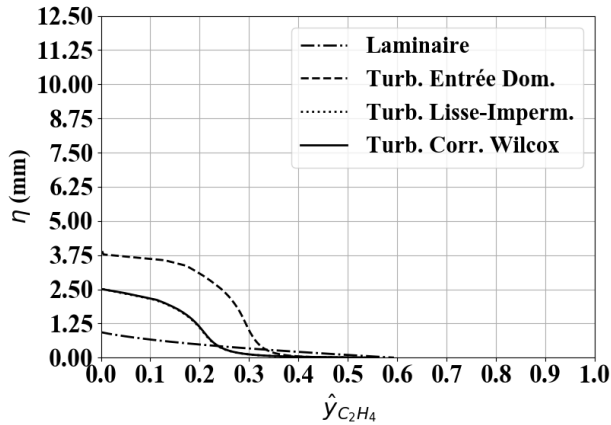


FIGURE 5.18 – Profils de fraction massique d'éthylène à  $z = 200$  mm

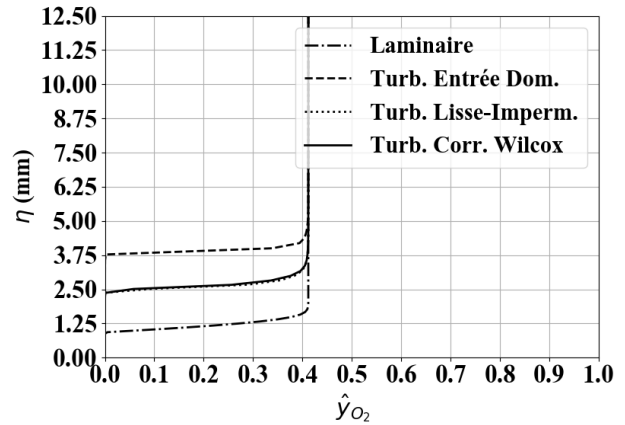


FIGURE 5.19 – Profils de fraction massique de dioxygène à  $z = 200$  mm

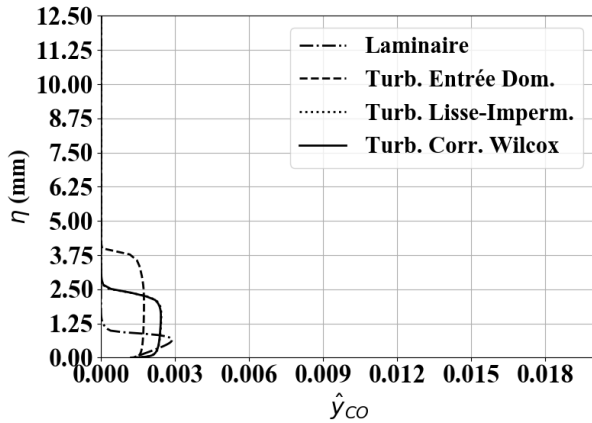


FIGURE 5.20 – Profils de fraction massique de monoxyde de carbone à  $z = 200$  mm

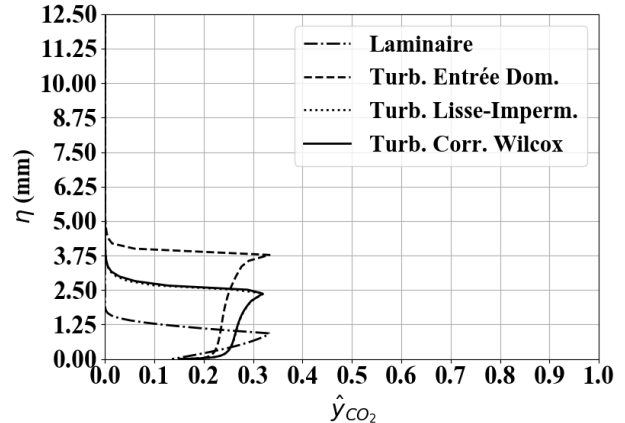


FIGURE 5.21 – Profils de fraction massique de dioxyde de carbone à  $z = 200$  mm

## Conclusion

L'analyse de sensibilité de la modélisation de la turbulence a montré que la structure de la couche limite turbulente est fondamentale pour représenter le niveau de vitesse de régression du combustible dans un moteur hybride. Les relations définissant les paramètres de la turbulence fixés à la paroi sont corrigées afin de reproduire la structure d'une couche limite turbulente subissant un soufflage pariétal. Proposée par Wilcox[149], cette correction a conduit à obtenir des niveaux de vitesse de régression du combustible proches de l'observation expérimentale. Le mécanisme repose sur le contrôle de l'intensité des fluctuations turbulentes dans la couche limite par le calcul du taux de dissipation spécifique à la paroi. En outre, les paramètres turbulents pariétaux calculés selon une paroi lisse-imperméable forment une couche limite turbulente pratiquement identique au cas avec la correction de Wilcox. Il existe donc un taux de dissipation critique au delà duquel les fluctuations turbulentes ne soient plus influencées par la dissipation spécifique. Cependant, le calcul du taux de dissipation pour le cas paroi lisse-imperméable dépend de paramètres numériques liés au maillage contrairement à la correction de Wilcox qui ne dépend que de paramètres aérodynamiques.

### 5.5.2 Influence des modèles de combustion turbulente

La combustion, cruciale pour la génération des conditions thermodynamiques pour produire la poussée du moteur, est un des phénomènes les plus difficiles à modéliser. En particulier, pour les hydrocarbures, la grande quantité de réactions et d'espèces réactives rendent leurs interactions mutuelles très diverses et la modélisation

très complexe. De surcroît, la turbulence affecte la combustion par le mélange et la diffusion des espèces.

Dans un moteur hybride, le processus de combustion est manifesté par une flamme de diffusion dans laquelle la diffusion thermique et la diffusion de masse contrôlent les taux de consommation des espèces réactives. L'étude de sensibilité considère quatre modèles de combustion différents, disponibles dans CEDRE, pouvant être utilisés pour une flamme de diffusion.

- La cinétique chimique décrivant la consommation et la production des espèces chimiques en fonction du temps est la première approche proposée pour la combustion d'hydrocarbures. Cependant, pour représenter fidèlement le phénomène de combustion, une très grande quantité d'espèces et de réactions doit être prise en compte, rendant très coûteux le temps de calcul de la simulation. Dans la littérature, des réactions globales ont été développées afin de diminuer ces coûts tout en préservant les effets cinétiques globaux de réactions plus complexes (Westbrook *et* Dryer[142]). Le système de réaction est décrit à la section 5.1 et utilisé comme cas de référence.
- Le modèle de combustion de dissipation turbulente ou "Eddy Dissipation Model" (EDM) de Magnussen *et* Hjertager[104] considère l'interaction entre la chimie et la turbulence. Le taux de réaction, calculé à partir d'une relation semi-empirique, est entièrement contrôlé par la diffusion turbulente et le mélange. Ce modèle n'est cependant valable que sous l'hypothèse d'une chimie rapide c'est-à-dire avec un nombre de Damköhler très grand. Relativement simple par rapport à la cinétique chimique qui doit considérer la complexité des interactions entre les réactions intermédiaires, seules deux constantes ( $A_0$  et  $B_0$ ) doivent être renseignées :

$$\forall (m, k) \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket \times \llbracket 1, N_r \rrbracket, \quad \dot{\Omega}_{m,k} = \nu'_{m,k} W_m A_0 \rho \frac{\epsilon}{k} \min \left( \min_{r \in \text{Reactif}} \left( \frac{y_r}{\nu'_{m,k} W_r} \right), B_0 \frac{\sum_{p \in \text{Produit}} y_p}{\sum_{j=1}^{N_{esp}} \nu_{j,k} W_j} \right) \quad (5.7)$$

Généralement, la littérature considère qu'une représentation correcte d'une flamme de diffusion peut être obtenue en considérant une réaction globale simple avec  $A_0 = 4$  et  $B_0 = 0.5$ . Cependant, pour la prise en compte d'un système de réactions plus complexe, ces coefficients doivent être évalués expérimentalement. Pour l'étude de sensibilité, les coefficients précédemment mentionnés sont utilisés.

- Le modèle de flamme cohérente a été proposé par Marble *et* Broadwell[106] pour développer une formulation analytique du concept de flamme turbulente. Ce modèle utilise des éléments de flamme laminaire cohérente, c'est-à-dire que l'élément de flamme laminaire préserve son identité malgré les sévères distorsions et étirements subis par les fluctuations turbulentes. Selon Marble *et* Broadwell, la description de la flamme de diffusion turbulente a une structure de flamme composée d'une distribution d'éléments de flamme de diffusion laminaire dont l'épaisseur est petite par rapport aux grandes échelles de la turbulence. Ces éléments gardent leur identité lors du développement de la flamme mais sont étirés dans leur plan par le mouvement du gaz. Ce processus n'étend pas seulement l'aire surfacique, mais aussi établit le taux auquel l'élément de flamme consomme les réactifs. D'autre part, lorsque le processus d'étirement produit une élévation de la densité de la surface de flamme, les éléments de flamme adjacents consomment les réactifs y intervenant, réduisant ainsi les excroissances de flamme produites. Ce mécanisme de réduction de la flamme, compensant le processus d'étirement, établit donc un niveau local de densité de la flamme. Ainsi, le taux de consommation du  $m^e$  réactif  $\dot{\Omega}_m$  s'écrit alors comme le produit de la densité locale de la flamme  $\Sigma$  et du taux de consommation des réactifs par unité de la surface de flamme  $V_{D,m}$  :

$$\forall m \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad \dot{\Omega}_m = V_{D,m} \Sigma \quad (5.8)$$

Cette description permet de séparer complètement les structures turbulentes et la structure de flamme et, de cette manière, autorise le traitement de réactions chimiques complexes avec un effort minimal. Dans le solveur CHARME[46], le taux de consommation des réactifs par unité de surface de flamme est calculé par :

$$\forall k \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad V_{D,k} = y_{k,\infty} \sqrt{\frac{D_m \epsilon_{sr}}{2\pi}} \frac{\Phi_r + 1}{\Phi_r} e^{-Wa^2} \quad \text{avec} \quad Wa = erf^{-1} \left( \frac{\Phi_r - 1}{\Phi_r + 1} \right) \quad (5.9)$$

Selon Dupoirieux *et* Bertier[46], comparé au modèle de Magnussen, le modèle de flamme cohérente requiert une équation de transport supplémentaire pour la densité de flamme  $\Sigma$  mais décrit plus précisément

la physique caractérisant la flamme de diffusion turbulente. La densité de flamme  $\Sigma$  est décrite par une équation de diffusion non linéaire contenant un terme source associé à l'étirement de la flamme et un terme puits décrivant le raccourcissement de la flamme par annihilation mutuelle :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{v}_k \Sigma)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\nu_t}{Sc_k} \frac{\partial \Sigma}{\partial x_k} \right) + \epsilon_{sr} \Sigma - \Sigma^2 \left( \frac{V_{D,Ox}}{y_{Ox}} + \frac{V_{D,fuel}}{y_{fuel}} \right) \quad (5.10)$$

Dans l'étude de Marble *et* Broadwell, le modèle de flamme cohérente a été appliqué à la structure de la flamme de diffusion dans la zone de mélange entre deux courants et a prédit correctement le résultat.

Comme pour le cas EDM, la combustion de l'éthylène est une réaction à une seule étape ne considérant que le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau comme produits de réaction.

- Le modèle de relaxation vers l'équilibre (MRE) décrit un taux de réaction d'une espèce déterminé par l'écart entre la composition réelle et la composition d'équilibre local, relaxé par un temps caractéristique de la combustion associé au temps turbulent. Le modèle possède une constante d'ajustement et une fréquence limite maximale afin d'éviter des taux de réaction trop élevés dans les zones où le temps caractéristique de la turbulence devient trop petit. Contrairement aux autres méthodes de combustion présentées, le système de réaction n'a aucune nécessité d'être spécifié. L'équilibre chimique est donc calculé à partir de la minimisation de l'enthalpie libre.

Les vitesses de régression moyennes sont, pour chaque cas de modèle de combustion, affichées au tableau 5.8. Le cas avec la cinétique chimique (noté CIN) présente la vitesse de régression moyenne la plus élevée. En revanche, le cas utilisant la méthode MRE (cas MRE) possède la valeur la plus basse. Les cas EDM et utilisant le modèle de flamme cohérente (cas FC) sont relativement proches l'un de l'autre bien que le cas FC ait une valeur plus élevée. À ce stade de l'analyse, l'utilisation d'un modèle de combustion turbulente, prenant en compte l'interaction turbulence-chimie, entraîne une diminution de la vitesse de régression moyenne. La prise en compte d'une température de flamme dépendant de l'équilibre chimique implique aussi une diminution de la vitesse de régression moyenne du combustible.

TABLE 5.8 – Comparaison des valeurs de la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale

Modèle	$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )
<b>Cinétique chimique</b>	0.392
<b>EDM Magnussen</b>	0.329
<b>Flamme cohérente</b>	0.348
<b>MRE</b>	0.260

Les profils de température à la surface du combustible montrent que, pour tous les modèles hormis le cas MRE, à partir de  $z = 75$  mm, les niveaux de température convergent vers une asymptote. Pour le cas MRE, la température suit une légère pente décroissante à partir d'un maximum local à  $z = 68$  mm. Contrairement aux cas utilisant un modèle de combustion turbulente, dans le cas CIN, la température de la paroi se stabilise très tôt dans le canal autour de la température asymptotique, atteignant tout de même un minimum à  $z = 14.1$  mm. Pour les cas EDM, FC et MRE, le pic de température de paroi à l'entrée du canal diminue jusqu'à atteindre un minimum à  $z = 4.8-5$  mm.

Cependant, alors que la température à la surface du combustible augmente continûment jusqu'à  $z = 68$  mm pour le cas MRE, la température à la paroi pour le cas FC atteint un palier avant de s'élever avec la même tendance que le cas MRE à partir de  $z = 11.4$  mm jusqu'au croisement des deux courbes à  $z = 43$  mm. Les profils de vitesse de régression du combustible (figure 5.23), reflétant via la loi d'Arrhenius les profils de température à la surface du combustible, montrent aussi une vitesse de régression asymptotique pour les cas CIN, EDM et FC. Par conséquent, le niveau de vitesse de régression se stabilise très tôt pour le cas CIN, proche de la valeur asymptotique. Ainsi, la valeur de vitesse de régression moyenne du cas CIN est maximale par rapport aux autres cas.

Les tendances des cas FC et MRE sont très proches entre l'entrée du canal et  $z = 43$  mm. Au delà, la vitesse de régression du cas FC poursuit son ascension jusqu'à atteindre la valeur de convergence alors que, dans le cas



MRE, la tendance contraire conduit à une valeur 36.6 % inférieure de la vitesse de régression asymptotique. De plus, la sous-estimation de la vitesse de régression du cas MRE entre  $z = 60$  mm à  $z = 210$  mm conduit à une valeur moyenne de vitesse de régression du combustible plus faible que pour les cas EDM et FC, se trouvant ainsi la plus basse parmi tous les autres cas. En outre, dans le cas FC, l'élévation de vitesse de régression est plus proche de l'entrée du domaine que dans le cas EDM. De plus le cas FC affiche une valeur moyenne de vitesse de régression plus élevée que pour le cas EDM. Par conséquent, par rapport au cas FC, l'utilisation du modèle de Magnussen retarde l'amorçage de l'élévation en vitesse de régression du combustible conduisant à une valeur moyenne plus basse.

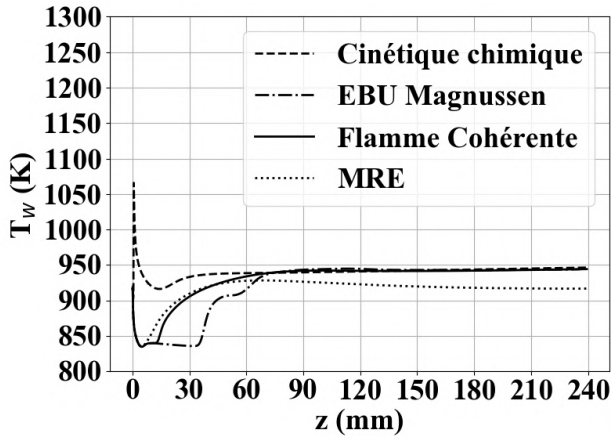


FIGURE 5.22 – Variations de la température à la paroi le long du canal

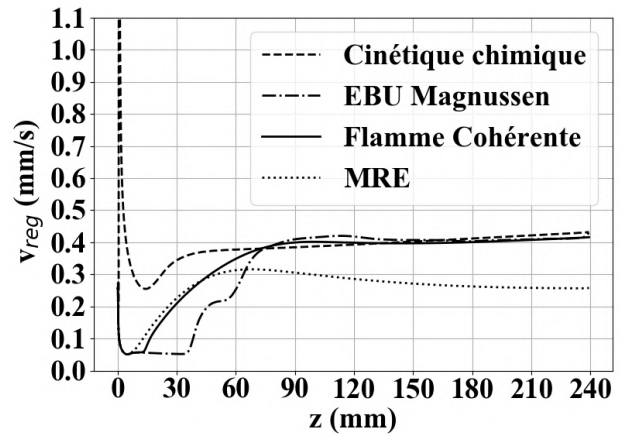


FIGURE 5.23 – Variations de la vitesse de régression le long du canal

Les mêmes tendances sont aussi observées sur les profils de fraction massique d'éthylène et de dioxygène (figures 5.24 et 5.25). Pour le cas EDM, la concentration d'éthylène à la paroi est très basse entre l'entrée du canal et  $z = 43$  mm. En revanche, la concentration d'oxygène est proche de la valeur de l'oxydant injecté. Le processus de combustion n'est donc pas opérationnel dans le cas EDM entre l'entrée du canal et  $z = 43$  mm, expliquant d'autre part, le très faible niveau de vitesse de régression dans cette région. Par contre, pour le cas CIN, la fraction massique d'éthylène est au niveau asymptotique dès l'entrée du canal alors que la présence du dioxygène est très faible ( $3.6 \times 10^{-5}$ ). Le processus de combustion est donc amorcé dès l'entrée du canal. Au delà de  $z = 43$  mm, le niveau de fraction massique d'éthylène des cas CIN, EDM et FC tend vers une asymptote alors que la fraction massique du dioxygène s'effondre, entre  $z = 9$  mm et 33 mm, et devient très faible dès  $z = 90$  mm. Le processus de combustion est donc pleinement activé pour tous les cas.

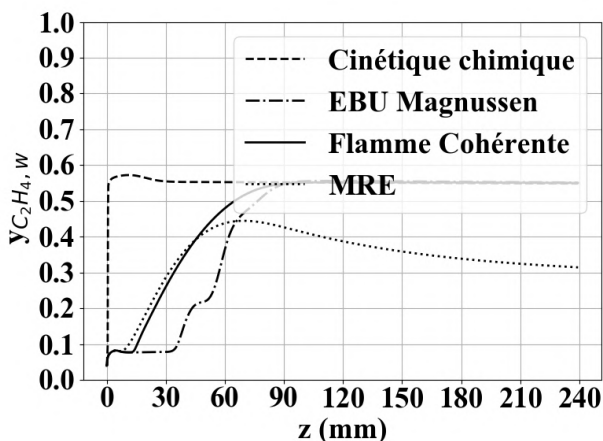


FIGURE 5.24 – Variations de la fraction massique d'éthylène le long du canal

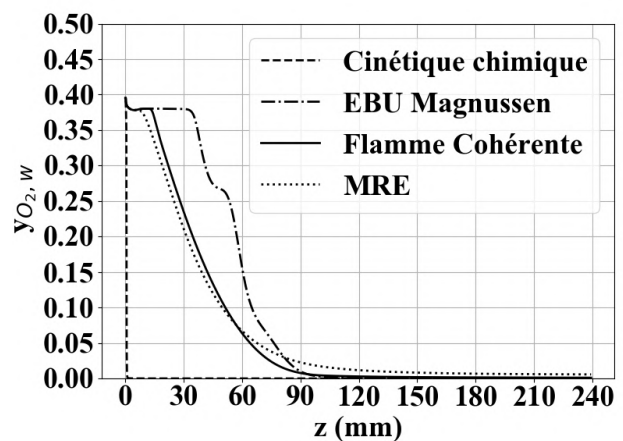


FIGURE 5.25 – Variations de la fraction massique de dioxygène le long du canal

L'étude de sensibilité a mis en évidence l'influence de la modélisation de la combustion avec ou sans considération de l'interaction chimie-turbulence sur la vitesse de régression pendant les deux régimes du processus de combustion, transitoire et établi. En régime établi, quel que soit le modèle de combustion choisi, la vitesse de régression du combustible change très peu, sauf pour le cas MRE. Cette différence pourrait provenir de la quantité d'espèces plus nombreuses et la méthode de calcul des taux de réaction dans le modèle MRE. En régime transitoire, alors que les cas FC et MRE se comportent quasi identiquement, le cas utilisant le modèle EDM montre l'allumage du processus de combustible le plus tardif. Quant au cas CIN, le régime transitoire n'est pas constaté du fait d'un système de réactions ne dépendant pas de la turbulence mais uniquement de la température et du mélange. Ces différences pendant le régime transitoire expliquent les écarts de vitesse de régression moyenne du combustible entre modèles de combustion.

En régime établi, le modèle de combustion choisi a peu d'influence sur la structure aérodynamique de l'écoulement (figures 5.26 et 5.27). Le cas CIN montre cependant une faible surproduction d'intensité turbulente et un profil de vitesse longitudinale légèrement plus important à cause d'une baisse locale de la densité engendrée par le pic de température de flamme, supérieure d'au moins 300 K par rapport aux autres cas. Néanmoins, malgré un transport d'énergie plus efficace vers la paroi du combustible, le niveau de vitesse de régression du combustible reste quasiment confondu avec celui des cas EDM et FC, contrairement aux observations effectuées lors de l'analyse de l'impact de la modélisation de la turbulence sur la vitesse de régression du combustible.

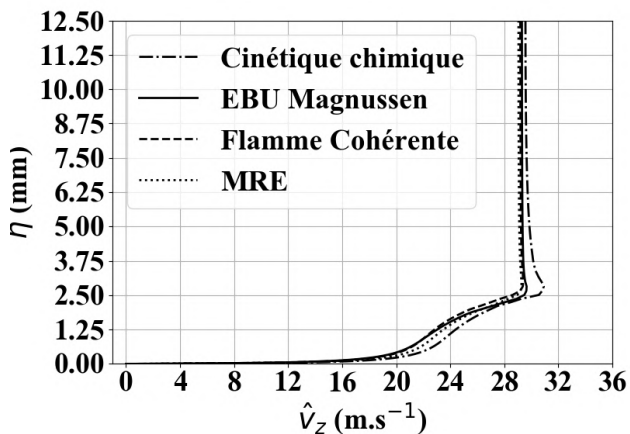


FIGURE 5.26 – Profils de vitesse longitudinale à  $z = 200$  mm

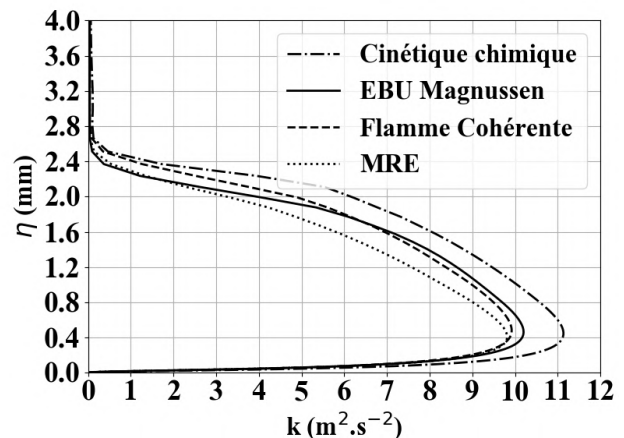


FIGURE 5.27 – Profils de l'énergie cinétique turbulente à  $z = 200$  mm

À  $z = 200$  mm, les profils de température sont affichés à la figure 5.28, et les profils de fraction massique d'éthylène à la figure 5.29. Les cas EDM, FC et CIN ont un profil de température, en dessous du pic de température, qui tend vers une forme asymptotique. De même, les profils de concentration d'éthylène pour les cas EDM, FC et CIN sont très proches les uns des autres. Par conséquent, en dessous de la flamme, aucune différence notable peut être déduite de ces observations.

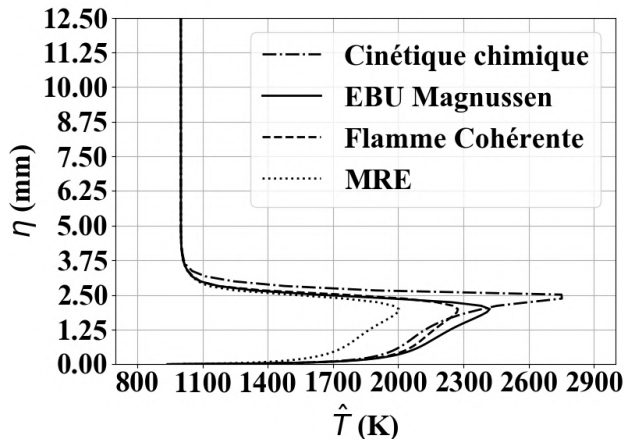


FIGURE 5.28 – Profils de température à  $z = 200$  mm

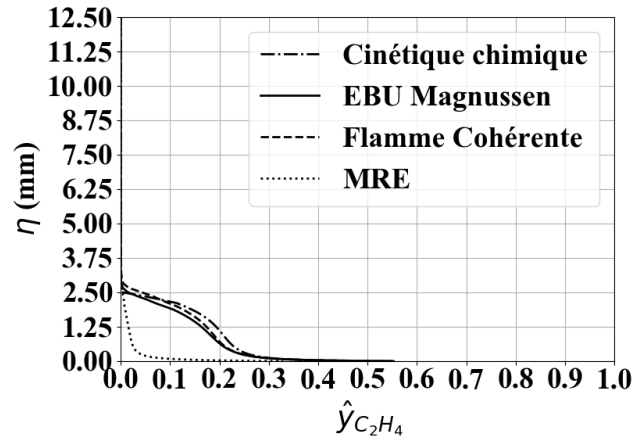


FIGURE 5.29 – Profils de fraction massique d'éthylène à  $z = 200$  mm

## Conclusion

À cause de la complexité des modélisations de la combustion, l'étude de sensibilité n'a pas pu distinguer parmi les modèles considérés une approche unique pour la simulation du processus de combustion. La simulation de la configuration complète du moteur hybride HYCAT doit être réalisée afin d'améliorer l'analyse par la comparaison entre les résultats calculés et expérimentaux.

## 5.6 Analyse de sensibilité par rapport aux paramètres aérodynamiques

Les paramètres aérodynamiques concernés par l'analyse de sensibilité sont le flux de masse d'oxydant, la température et l'intensité turbulente à l'entrée du canal. L'influence du flux de masse d'oxydant sur la vitesse de régression est utilisée pour établir des corrélations empiriques. À partir d'un injecteur catalytique, le peroxyde d'hydrogène se décompose à haute température en dioxygène gazeux et en vapeur d'eau. Cependant, l'évolution temporelle de cette température n'est pas immédiate, pouvant altérer les conditions aérothermochimiques dans le canal du combustible. Quant à l'intensité turbulente, sa mesure est extrêmement difficile dans une chambre de combustion d'un moteur hybride. Il n'y a donc pratiquement pas d'information expérimentalement exploitable pour comprendre l'influence de l'intensité turbulente sur le comportement de régression du combustible.

### 5.6.1 Influence du flux de masse d'oxydant

Selon la théorie de la diffusion limitée de Marxman *et* Gilbert[107], le paramètre principal contrôlant le taux de régression du combustible est le flux de masse total à travers les sections du canal du combustible. Ce flux de masse est alimenté par l'injection de l'oxydant et l'ajout de masse de carburant issu de la pyrolyse. L'oxydant prédomine la composition de ce flux de masse. Ainsi, une étude de sensibilité de la vitesse de régression en fonction du flux de masse d'oxydant est effectuée pour vérifier la concordance entre la théorie de Marxman *et* Gilbert et le résultat fourni par le modèle IGS.

Le graphique 5.30 montre une augmentation de la vitesse de régression lorsque le flux de masse d'oxydant augmente. La loi empirique de Marxman *et* Gilbert peut donc être reconstruite :

$$v_{reg} = aG^n \quad (5.11)$$

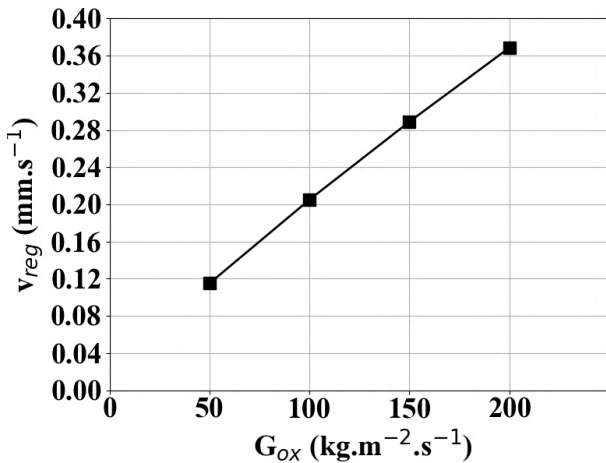


FIGURE 5.30 – Variations de la vitesse de régression moyenne du combustible en fonction du flux de masse d'oxydant

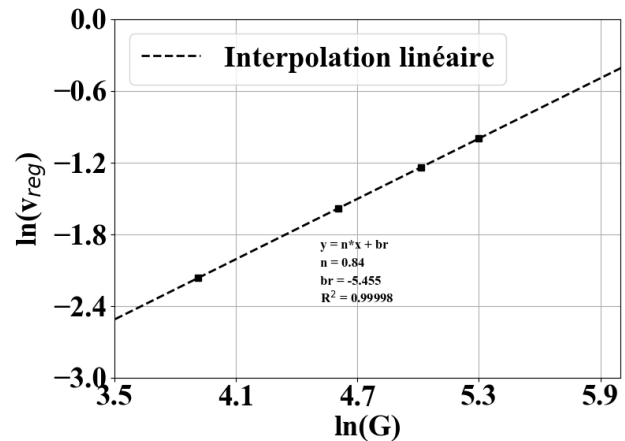


FIGURE 5.31 – Régression linéaire de la vitesse de régression en fonction du flux de masse d'oxydant à l'échelle logarithmique

Ainsi, selon la régression linéaire montrée à la figure 5.31,  $a = 4.274 \times 10^{-3}$  et  $n = 0.84$ . Les profils de température à la surface du combustible et la vitesse de régression le long du canal (figures 5.32 et 5.33) affichent entre  $z = 60$  mm et 230 mm de légères pentes ascendantes et parallèles. En accord avec les observations faites sur la figure 5.30, lorsque le flux de masse d'oxydant augmente, les niveaux de température à la surface du combustible et la vitesse de régression augmentent aussi naturellement. Ainsi, les écarts constatés se propagent sans variation notable sur, au moins, 75 % de la longueur du canal. Cette tendance montre que les valeurs de vitesse de régression moyennes du graphique 5.30 retranscrivent les écarts de la vitesse de régression locale qui se répartissent sur 87 % de la longueur du canal.

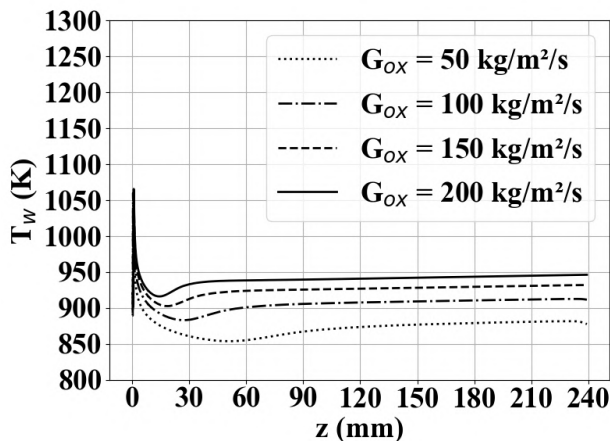


FIGURE 5.32 – Variations de la température à la surface du combustible le long du canal

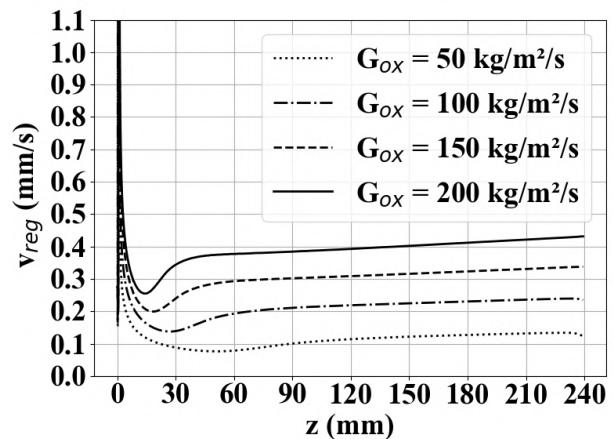


FIGURE 5.33 – Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible

À  $z = 40$  mm, une diminution du flux de masse d'oxydant entraîne une baisse de la vitesse de l'écoulement à travers le canal du combustible (figure 5.34). L'inertie de l'écoulement alimente l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes. Par conséquent, une augmentation du flux de masse d'oxydant entraîne donc une élévation de l'intensité de l'énergie cinétique turbulente (figure 5.35).

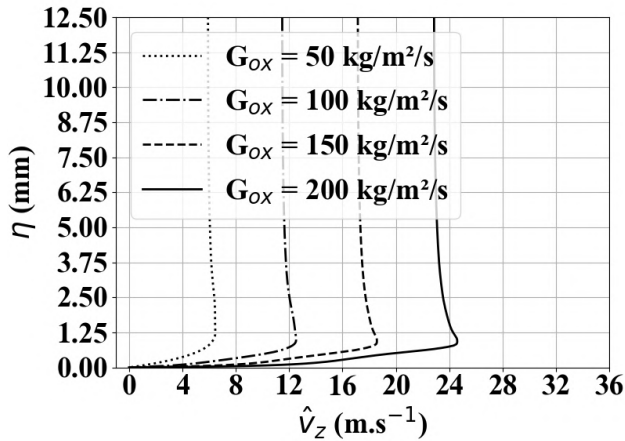


FIGURE 5.34 – Comparaison des profils de vitesse moyenne longitudinale en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 40$  mm

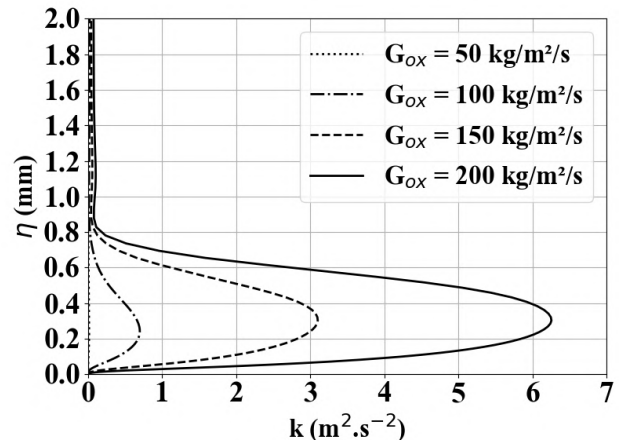


FIGURE 5.35 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 40$  mm

À  $z = 200$  mm, la vitesse de l'écoulement augmente à cause de l'ajout de masse provoqué par la pyrolyse du combustible afin de respecter la conservation de la masse (figure 5.36). En effet, d'après les observations faites sur la vitesse de régression du combustible, le flux de masse de carburant augmente lorsque le flux de masse d'oxydant augmente. Par conséquent, l'apport supplémentaire en masse de carburant à l'écoulement implique une augmentation additionnelle de la vitesse de l'écoulement résultant en une différence de vitesse plus élevée entre  $z = 40$  mm et  $z = 200$  mm.

En outre, au fur et à mesure que l'écoulement progresse dans le canal du combustible, non seulement sa vitesse hors couche limite augmente, mais également l'intensité de l'énergie cinétique de turbulence (figure 5.37). Le transport d'énergie est donc plus intense vers la surface, entraînant une augmentation du flux thermique à la paroi. La vitesse de régression du combustible augmente donc entre  $z = 40$  mm et  $z = 200$  mm, en cohérence avec les observations effectuées pour les variations de la vitesse de régression du combustible le long du canal. Pour les autres flux de masse d'oxydant, avec une moindre intensité, les mêmes phénomènes sont observés.

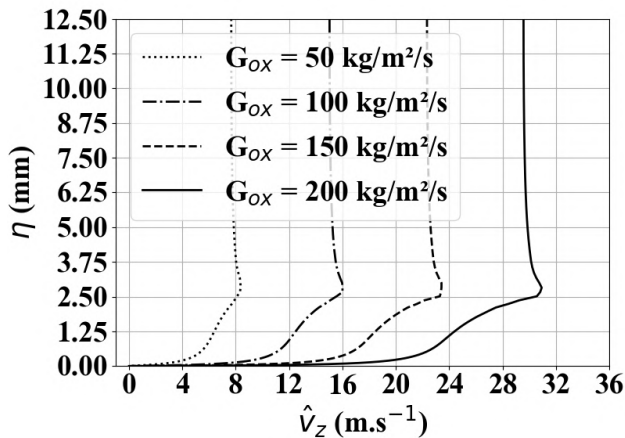


FIGURE 5.36 – Comparaison des profils de vitesse moyenne longitudinale en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

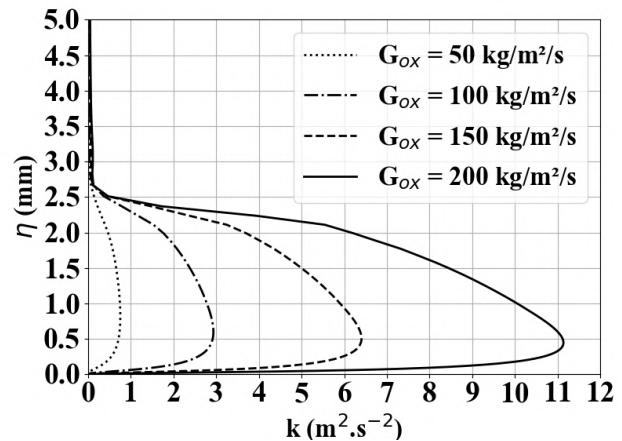


FIGURE 5.37 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

Le taux de dissipation spécifique à la surface du combustible présente une pente plus élevée lorsque le flux de masse d'oxydant augmente (figure 5.39). En effet, la vitesse d'injection des gaz est plus intense et la vitesse de l'écoulement est plus élevée impliquant une augmentation des frottements à la surface du combustible et, par conséquent, de la vitesse de frottement. Au voisinage de la paroi, le niveau du profil du taux de dissipation baisse

lorsque le flux de masse total diminue (figure 5.38). Cependant, l'augmentation du temps de dissipation des fluctuations turbulentes est compensée par la baisse de l'énergie cinétique turbulente en dessous de la flamme de diffusion (figure 5.37).

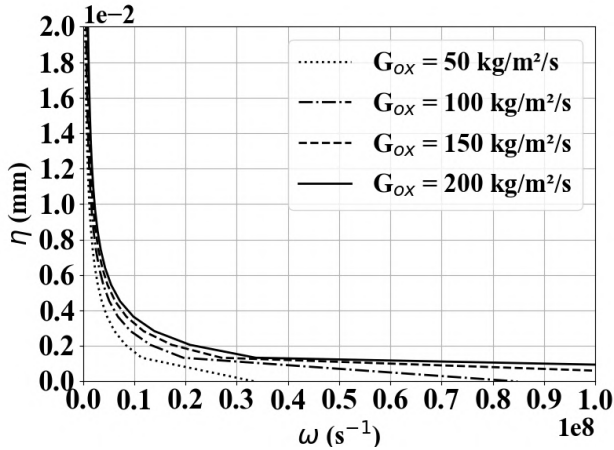


FIGURE 5.38 – Comparaison des profils du taux de dissipation spécifique en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

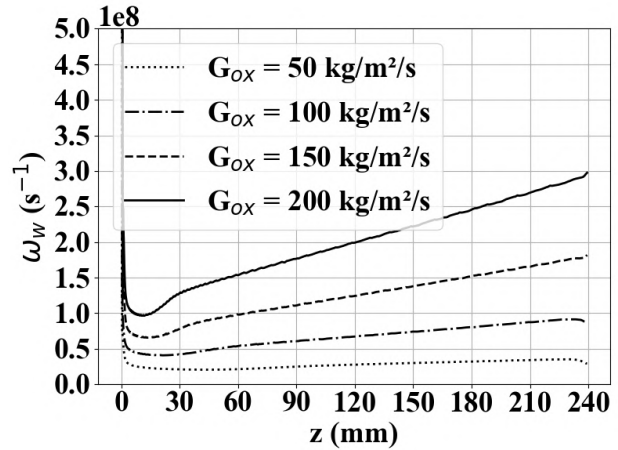


FIGURE 5.39 – Variations du taux de dissipation spécifique le long du canal du combustible

L'influence du flux de masse total sur la vitesse de régression provient de la convection thermique qui contrôle, selon la modélisation choisie pour l'étude de sensibilité, le flux thermique à la surface pour la pyrolyse du combustible. Plus la vitesse de l'écoulement augmente, plus la viscosité turbulente est importante. Par conséquent, le transport de l'énergie issue de la flamme est plus intense, impliquant un flux thermique plus important à la paroi. La vitesse de régression augmente alors.

En revanche, le flux de masse d'oxydant a peu d'effets sur les profils de température et des fraction massiques des espèces (figures 5.40,5.41,5.42,5.43,5.45 et 5.44).

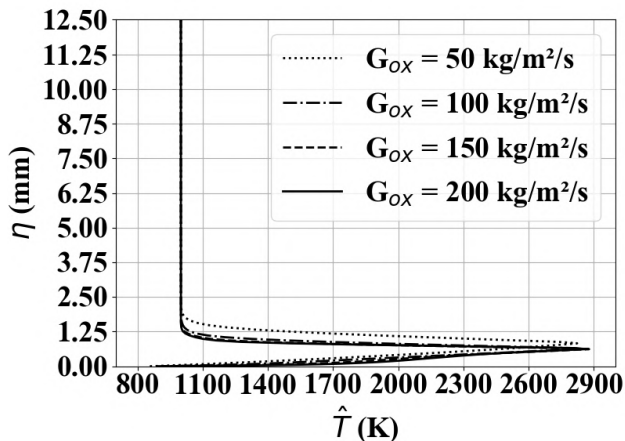


FIGURE 5.40 – Comparaison des profils de température en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 40$  mm

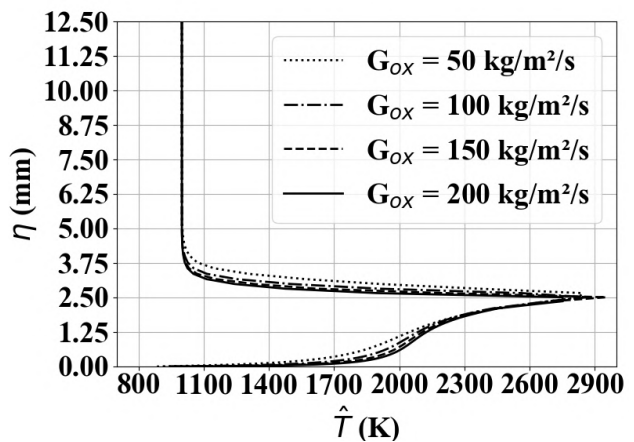


FIGURE 5.41 – Comparaison des profils de température en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

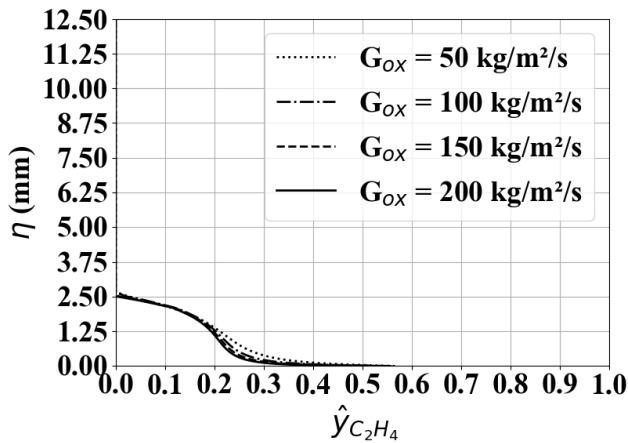


FIGURE 5.42 – Comparaison des profils de fraction massique d'éthylène en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

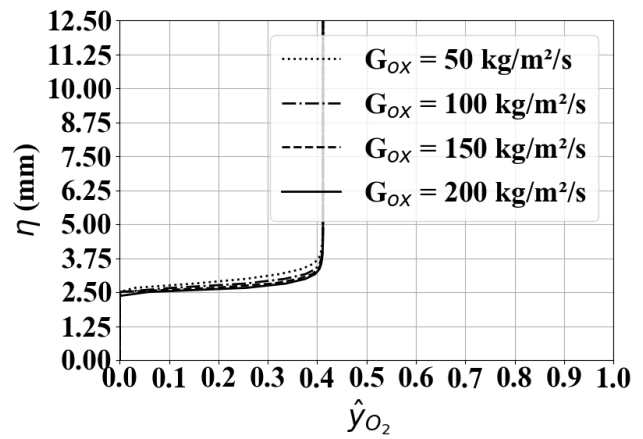


FIGURE 5.43 – Comparaison des profils de fraction massique de dioxygène en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

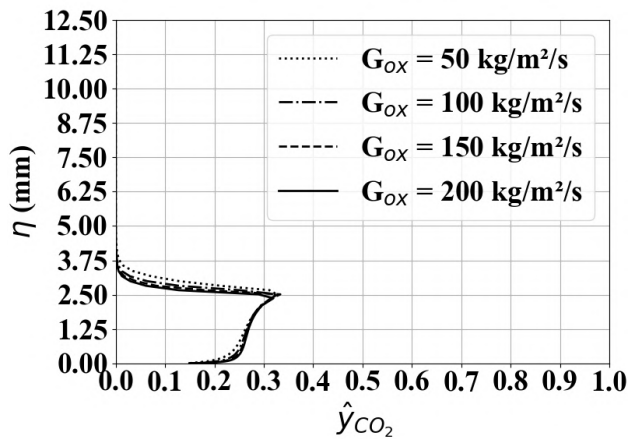


FIGURE 5.44 – Comparaison des profils de fraction massique de dioxyde de carbone en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

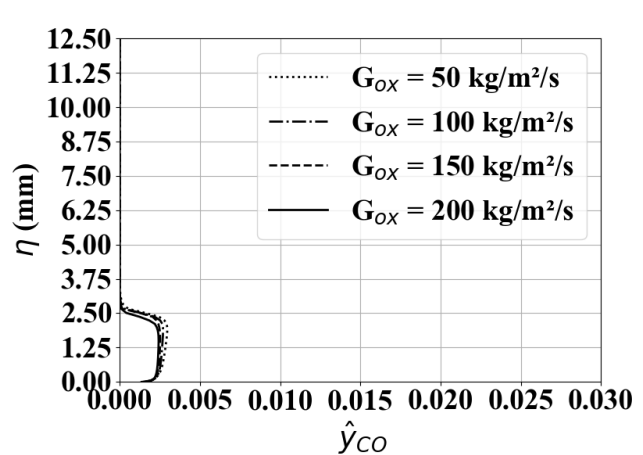


FIGURE 5.45 – Comparaison des profils de monoxyde de carbone en fonction du flux de masse d'oxydant à  $z = 200$  mm

## Conclusion

Le modèle IGS est fondamentalement sensible au flux de masse d'oxydant entrant dans le canal. En effet, le flux de masse d'oxydant entraîne la dynamique de l'écoulement et contrôle donc le phénomène de convection thermique dans la couche limite. Une augmentation du flux de masse d'oxydant entraîne une augmentation de la vitesse de régression du combustible, en parfaite cohérence avec la théorie de la diffusion limitée de Marxman *et* Gilbert.

### 5.6.2 Impact de la température de l'oxydant à l'entrée du domaine

Le moteur hybride HYCAT possède un injecteur catalytique pour la décomposition du peroxyde d'hydrogène (87.5 % en masse) en dioxygène gazeux et en vapeur d'eau. Lors d'un essai, la température de l'oxydant injecté n'atteint pas immédiatement la température stabilisée aux environs de 900 K. En effet, cette température évolue en cours d'un essai de 600 à 900 K pendant 6 s pour le cas HYCAT 12.

L'influence de cette température, qui se traduit par une augmentation de l'énergie de l'écoulement, sur la vitesse de régression du combustible doit donc être évaluée. Dans le cas test de référence, la température de

l'oxydant injecté est de 1000 K. Pour évaluer la sensibilité de la modélisation, cette température est déviée de 200 K. Ainsi deux autres cas ont été simulés avec une température d'oxydant égale à 800 K pour l'un et 1200 K pour l'autre. Au tableau 5.9, l'augmentation de la température de l'oxydant injecté entraîne une augmentation nette de la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale. En effet, une augmentation de 20 % de la température d'injection induit une hausse de 18.6 % de la vitesse de régression. D'autre part, une baisse de 200 K de la température d'injection, c'est-à-dire, 20 %, se traduit par une diminution de la vitesse de régression moyenne de 16.6 %.

TABLE 5.9 – Comparaison des valeurs de la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale

$T_{ox}$ (K)	800	RÉF. (1000)	1200
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.327	0.392	0.465

Les profils de la température à la surface du combustible montrent des écarts pratiquement constants d'environ 10 K depuis  $z = 60$  mm jusqu'au bout du canal (figure 5.46). Par conséquent, l'influence de la température de l'oxydant sur la température à la paroi s'exerce sur la quasi totalité du canal du combustible. À la figure 5.47, les écarts en vitesse de régression retranscrivent les écarts observés sur les variations de la température à la surface du combustible. Comme constaté au tableau 5.9, le niveau de vitesse de régression du combustible augmente lorsque la température de l'oxydant injecté augmente. À  $z = 30$  mm, pour une surestimation de 200 K de la température de l'oxydant injecté de référence, l'écart de la valeur de la vitesse de régression est de 28 % alors qu'à  $z = 210$  mm, cet écart est de 16 %. Néanmoins, dès  $z = 60$  mm, l'écart en vitesse de régression est de 19.4 %. Pour une sous-estimation de la température à l'entrée du canal de 200 K, à  $z = 30$  mm, l'écart en vitesse de régression est de - 21.9 % alors qu'à  $z = 210$  mm, l'écart baisse à - 16.1 %. Ainsi, ces écarts correspondent aux différences constatées dans le tableau 5.9.

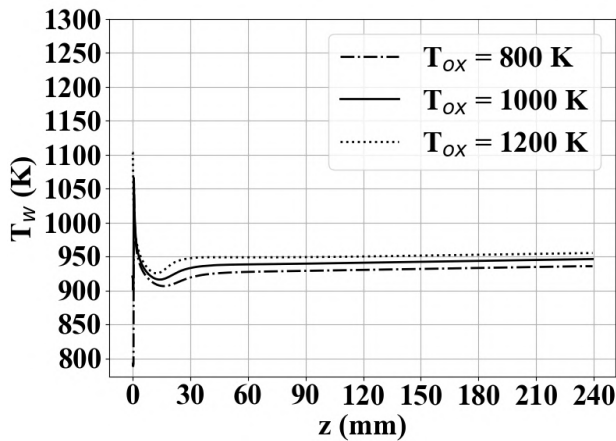


FIGURE 5.46 – Variations de la température à la paroi le long du canal

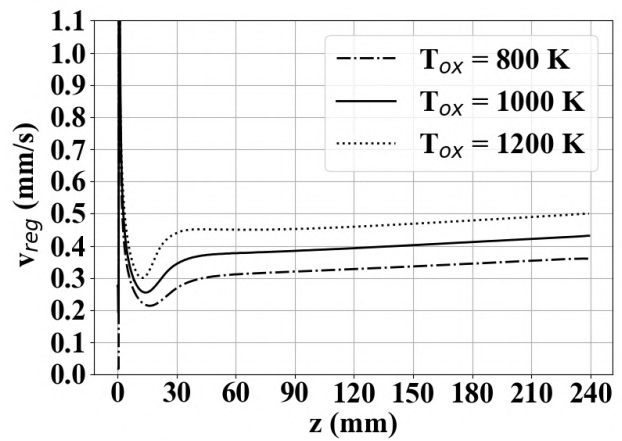


FIGURE 5.47 – Variations de la vitesse de régression le long du canal

Une augmentation de la température de l'oxydant injecté implique une baisse de la densité du milieu en considérant la loi des gaz parfaits. À cause de la conservation de la masse et de la géométrie, de la pression et de la distribution des espèces à l'entrée du canal, une augmentation de la température de l'oxydant entraîne, dans les mêmes proportions, une augmentation de la vitesse de l'écoulement. En effet, la vitesse de l'écoulement injecté est proportionnelle à la température de l'oxydant :

$$\hat{v}_{entrée} = \frac{T_{ox} R G_{ox}}{W_{ox} P_{ch}} \quad (5.12)$$

Ce phénomène est observé sur les profils de vitesse de l'écoulement dans les figures 5.48 et 5.49. Ainsi, pour une diminution de 200 K de la température de l'oxydant injecté par rapport au cas de référence, une diminution de la vitesse de l'écoulement principal de 4.5 m.s<sup>-1</sup> est constatée dès  $z = 40$  mm. À  $z = 200$  mm, cette baisse est légèrement plus élevée (5.8 m.s<sup>-1</sup>) à cause de la diminution de l'ajout de masse de carburant dans l'écoulement



par rapport au cas de référence. Symétriquement, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement possède respectivement les mêmes écarts en vitesse d'écoulement principal pour une même augmentation de la température d'entrée de 200 K par rapport au cas de référence.

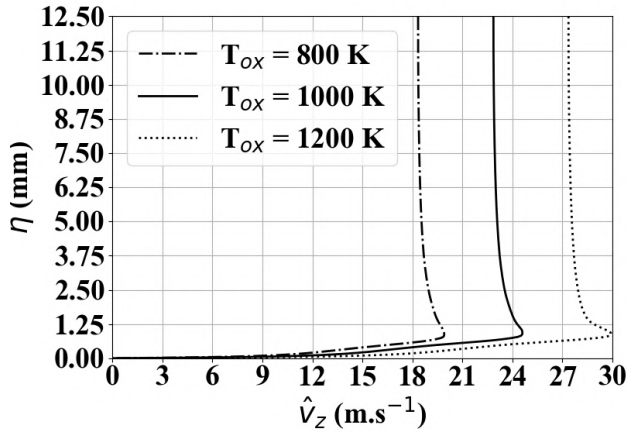


FIGURE 5.48 – Profils de vitesse longitudinale à  $z = 40$  mm

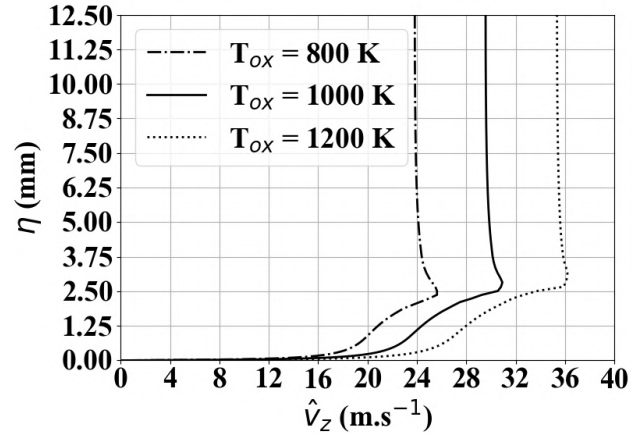


FIGURE 5.49 – Profils de vitesse longitudinale à  $z = 200$  mm

À la figure 5.50, les profils de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes montrent qu'une augmentation de la température de l'oxydant injecté implique une augmentation du niveau d'énergie de ces fluctuations. D'après les observations faites sur les profils de vitesse longitudinale moyenne, l'augmentation de la température de l'oxydant injecté entraîne l'augmentation de la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement. Dans un écoulement turbulent, le mouvement du champ moyen assure la production de l'énergie cinétique turbulente via le terme de transfert :

$$P_k = -\overline{\rho v_i'' v_j''} \frac{\partial \hat{v}_i}{\partial x_j} \quad (5.13)$$

Ainsi, l'augmentation de la vitesse longitudinale moyenne implique une augmentation du niveau d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite. Ce phénomène est observé à la figure 5.50. Les transferts d'énergie vers la zone proche de la surface du combustible s'intensifient, impliquant une augmentation du flux thermique à la surface du combustible. Ainsi, la vitesse de régression du combustible augmente aussi, en cohérence avec les observations effectuées sur le tableau 5.9 et la figure 5.47. Par conséquent, le principal mécanisme par lequel la température de l'oxydant injecté influence la vitesse de régression est de nature aérodynamique. À la figure 5.51, l'augmentation de la température à l'entrée du canal entraîne une augmentation du niveau du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal.

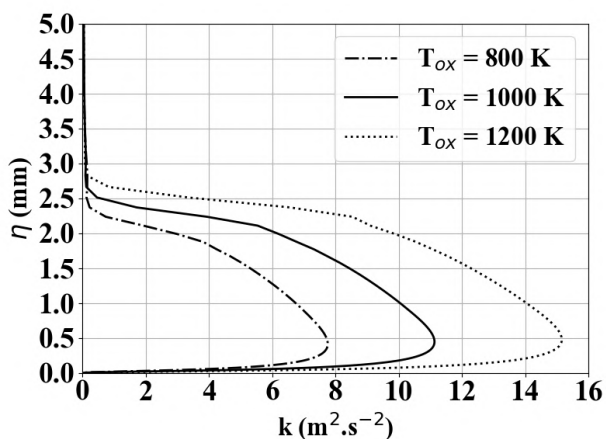


FIGURE 5.50 – Profils d'énergie cinétique turbulente à  $z = 200$  mm

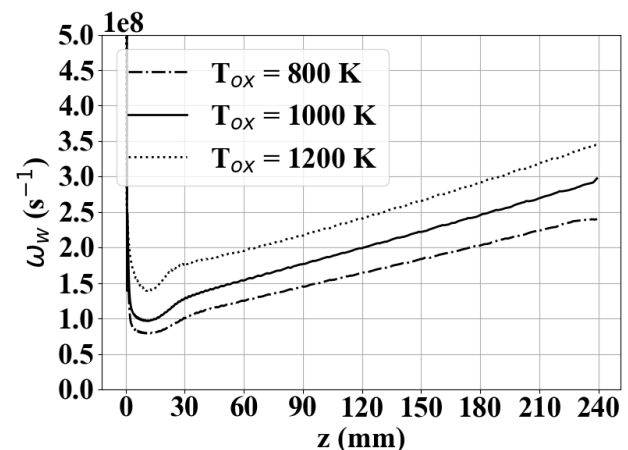


FIGURE 5.51 – Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal

En effet, l'élévation de la vitesse moyenne de l'écoulement produite par l'augmentation de la température de l'oxydant injecté implique une augmentation de la vitesse de frottement, et par conséquent, du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible.

En revanche, les profils de la température et du taux de dissipation spécifique sont peu influencés par la température de l'oxydant injecté (figures 5.52 et 5.53). Néanmoins, proche de la paroi, des divergences du taux de dissipation spécifique sont constatées à cause du soufflage pariétal.

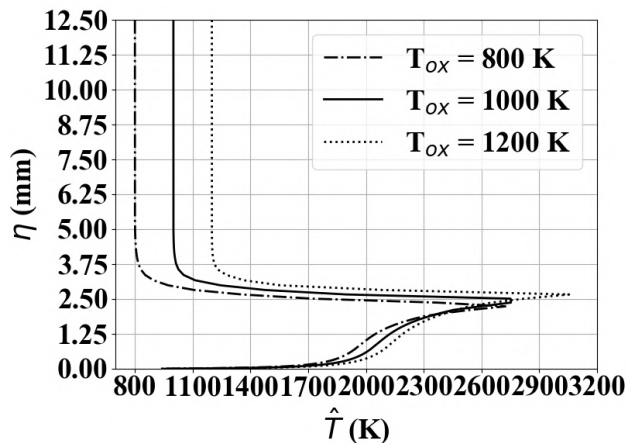


FIGURE 5.52 – Profils de température à  $z = 200$  mm

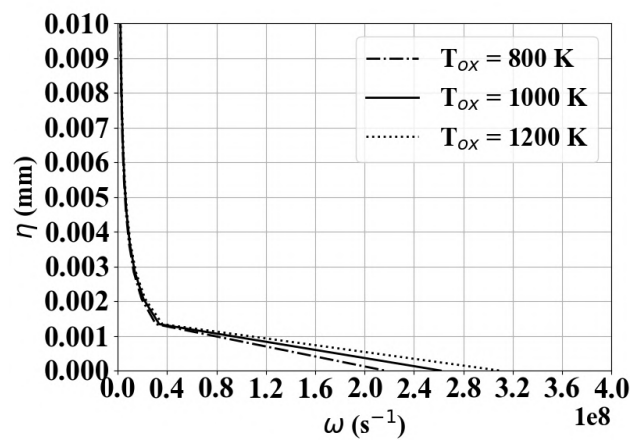


FIGURE 5.53 – Profils de taux de dissipation spécifique à  $z = 200$  mm

La température à l'entrée du canal n'a pratiquement pas d'effet sur les profils de fraction massique d'éthylène et dioxyde de carbone (figures 5.54 et 5.55).

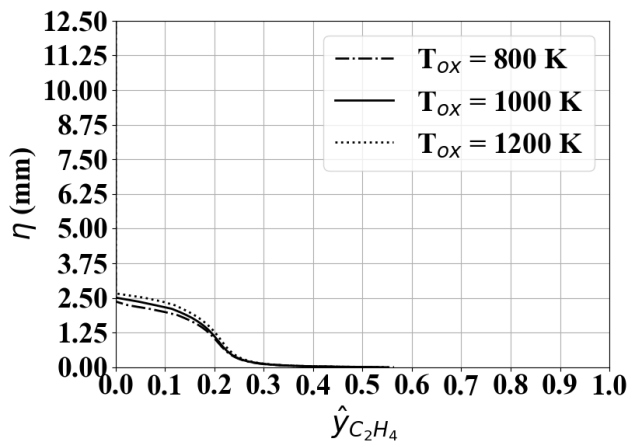


FIGURE 5.54 – Profils de fraction massique d'éthylène à  $z = 200$  mm

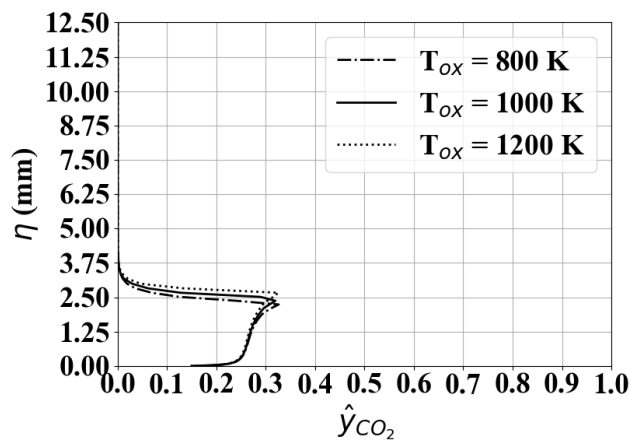


FIGURE 5.55 – Profils de fraction massique de dioxyde de carbone à  $z = 200$  mm

## Conclusion

La température de l'oxydant à l'entrée du domaine a une influence nette sur la vitesse de régression du combustible. Pour un écart de 200 K, c'est-à-dire 20 % par rapport au cas de référence, la vitesse de régression du combustible varie entre 16 et 19 %. Le mécanisme est principalement aérodynamique. En effet, une augmentation de la température de l'oxydant entraîne une augmentation de la vitesse moyenne longitudinale favorisant la convection thermique. L'écoulement moyen promeut alors la production de fluctuations turbulentes dans la couche limite, intensifiant le transfert thermique vers la surface du combustible. Le flux thermique à la paroi étant plus élevé, la vitesse de régression est plus importante.

### 5.6.3 Sensibilité à l'intensité turbulente de l'entrée de l'oxydant

Dans une simulation utilisant le modèle de turbulence Favre-RANS avec un modèle de fermeture dans lequel une des variables est l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes  $k$ , l'intensité turbulente doit être spécifiée aux entrées du domaine fluide et se définit par la relation :

$$I_u = \frac{\sqrt{\widehat{v''^2}}}{\widehat{v}_{entrée}} \quad (5.14)$$

L'énergie cinétique turbulente  $k$  s'exprime en fonction de la fluctuation moyenne équivalente  $v''$  avec :

$$k = \frac{\widehat{v_i''^2}}{2} = \frac{3}{2}\widehat{v''^2} = \frac{3}{2}(I_u \widehat{v}_{entrée})^2 \quad (5.15)$$

De plus, pour le cas du modèle de fermeture  $k-\omega$  SST, le taux de dissipation spécifique doit être aussi imposé à l'entrée du domaine et est calculé par les mêmes relations utilisées sur la frontière associée à la surface de pyrolyse pour le cas d'une entrée de domaine lors de l'étude de la modélisation de la turbulence.

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l} \quad \text{avec } l = 0.1D_{canal} \quad \text{et } \omega = 10\frac{\epsilon}{k} \quad (5.16)$$

L'intensité turbulente de référence est égale à 1 %. L'étude paramétrique s'effectue pour des niveaux d'intensité turbulente de 5 %, 10 % et 15 %. Inférieure à 1 %, la turbulence est dite de "bas niveau", typique des écoulements externes sur les voilures d'aéronefs. Entre 1 % et 5 %, la turbulence est qualifiée de "moyenne" qui caractérise particulièrement les écoulements internes dans des conduites à géométrie simple ou à bas nombre de Reynolds. Au delà de 5 %, la turbulence est considérée comme de "haute intensité" et s'observe dans des géométries complexes telles que les échangeurs et les turbomachines.

L'intensité turbulente a peu d'influence sur la température à la paroi du combustible le long du canal hormis une atténuation de la baisse en température atteignant un minimum local à  $z = 14$  mm qui est de 916 K pour  $I_u = 1$  % (figure 5.56). Les mêmes tendances sont aussi observées sur les profils de vitesse de régression du combustible le long du canal (figure 5.57). Cependant, les écarts en vitesse de régression du combustible sont plus importants avec un écart moyen de 5.2 % en comparant les cas entre les intensités successives. Lorsque l'intensité turbulente augmente, le déficit en vitesse de régression du combustible et en température de paroi à  $z = 14$  mm s'atténue jusqu'à sa résorption pour  $I = 15$  %. Par conséquent, l'intensité de la turbulence donnée dès l'entrée du canal régule l'homogénéisation de la distribution des grandeurs aérothermiques à la paroi le long du canal.

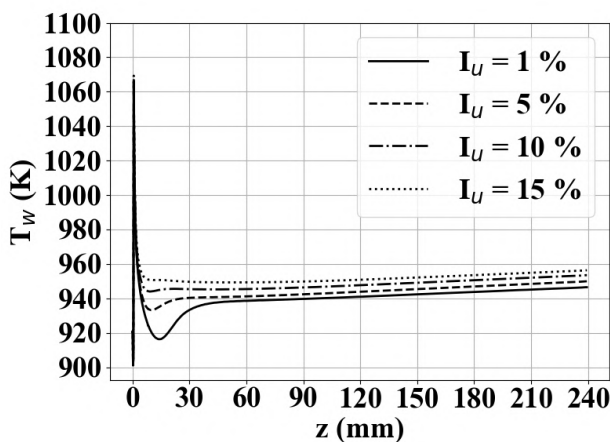


FIGURE 5.56 – Variations de la température à la surface du combustible le long du canal

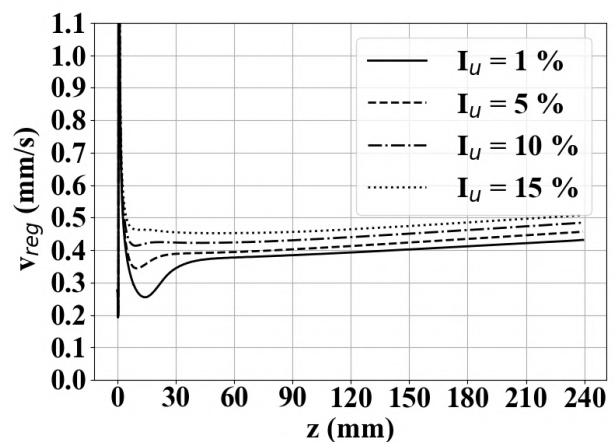


FIGURE 5.57 – Variations de la vitesse de régression du combustible le long du canal du combustible

Selon la figure 5.58, les profils de température tendent à devenir plus progressifs au dessus du pic de température lorsque l'intensité turbulente augmente. De la même manière, la flamme est plus diffuse lorsque la

turbulence à l'entrée du canal s'intensifie. Donc, l'augmentation de l'intensité turbulente à l'entrée du canal implique une diffusion plus efficace de la température dans la zone de prédominance de l'oxydant. En effet, dans cette zone, les niveaux des fluctuations turbulentes introduites à l'entrée du canal sont bien conservés à  $z = 40$  mm (figure 5.59). La diffusion turbulente de l'énergie s'effectue donc plus efficacement lorsque l'intensité turbulente à l'entrée du canal augmente, rendant la zone de flamme plus étendue.

En revanche, en dessous du pic de température, aucune distinction entre les profils peut être observée. Néanmoins, le transport turbulent de l'énergie de la flamme à la surface du combustible est légèrement favorisé par l'augmentation de l'intensité turbulente. Le flux thermique à la paroi augmente donc impliquant une relative hausse de la vitesse de régression du combustible.

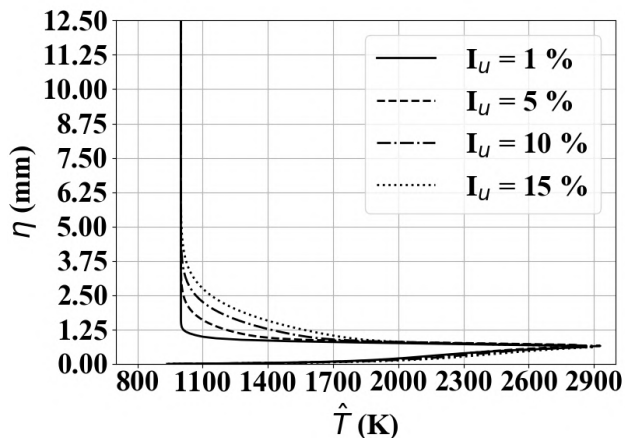


FIGURE 5.58 – Profils de température en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 40$  mm

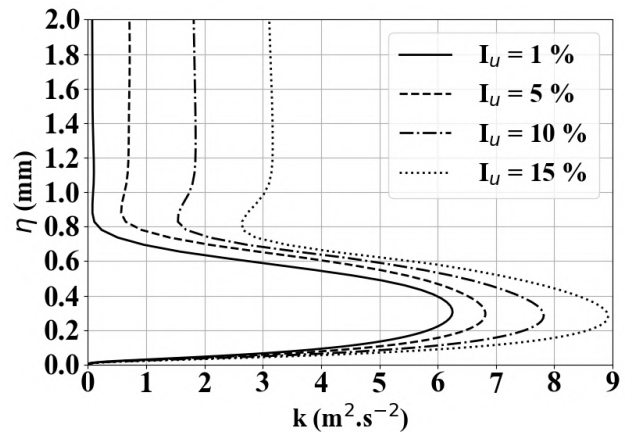


FIGURE 5.59 – Profils d'énergie cinétique turbulente en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 40$  mm

À  $z = 200$  mm, l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes pour chaque cas baisse en intensité dans la zone de prédominance de l'oxydant alors que, en dessous de la flamme, celle-ci se renforce (figure 5.61). Malgré la baisse de l'intensité turbulente à  $z = 200$  mm dans la zone de prédominance de l'oxydant, la diffusion turbulente de l'énergie issue de la flamme vers l'écoulement central continue son œuvre d'homogénéisation de la température dans le canal. Ce phénomène se manifeste par des variations encore plus progressives des profils de température (figure 5.60).

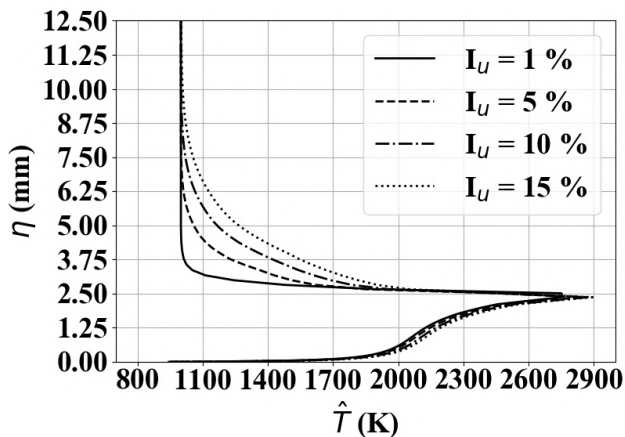


FIGURE 5.60 – Profils de température en fonction de l'intensité turbulentes de l'entrée du canal à  $z = 200$  mm

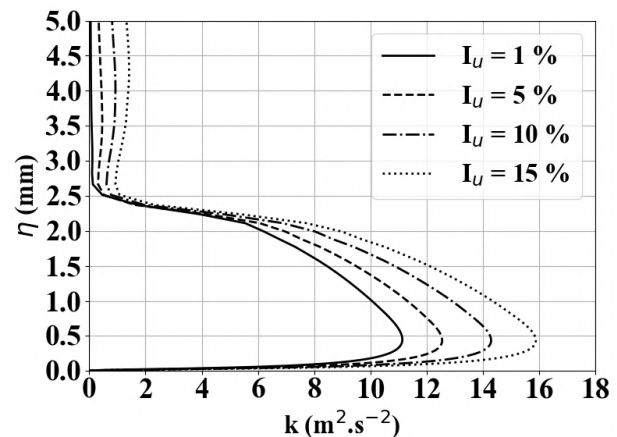


FIGURE 5.61 – Profils d'énergie cinétique turbulente en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 200$  mm

L'intensification des fluctuations dans la zone comprise entre la flamme et la surface du combustible conduit à une augmentation du flux thermique à la paroi. Ce qui implique une vitesse de régression plus intense, en cohérence avec son augmentation progressive observée à la figure 5.57 entre  $z = 40$  mm et la sortie du canal.

En revanche, la fraction massique d'éthylène ne varie pratiquement pas lorsque l'intensité turbulente de l'oxydant spécifiée à l'entrée augmente à  $z = 200$  mm (figure 5.62). Parce que les observations faites pour l'analyse de la distribution des espèces sont invariantes en fonction de la position, seuls les profils de fraction massique des espèces à  $z = 200$  mm sont étudiés. À la figure 5.63, les produits des réactions chimiques tels que le dioxyde de carbone, comme l'éthylène, ne varient presque pas en concentration en dessous de la flamme. En revanche, dans la zone de prédominance de l'oxydant, l'augmentation de l'intensité turbulente introduite à l'entrée du canal implique une diffusion plus efficace des produits de réactions issus de la flamme vers l'axe du canal. En effet, comme précédemment constaté sur les profils de température, la diffusion turbulente augmente, favorisée par des niveaux d'intensité des fluctuations de vitesse plus élevés. Cette intensification de la diffusion implique une homogénéisation plus aboutie de la distribution des espèces. Cet effet est montré par des profils plus progressifs de la fraction massique du dioxyde de carbone, de plus en plus présent dans des zones de plus en plus éloignées du pic de température. Ce phénomène a été aussi observé pour les fractions massiques de dioxygène.

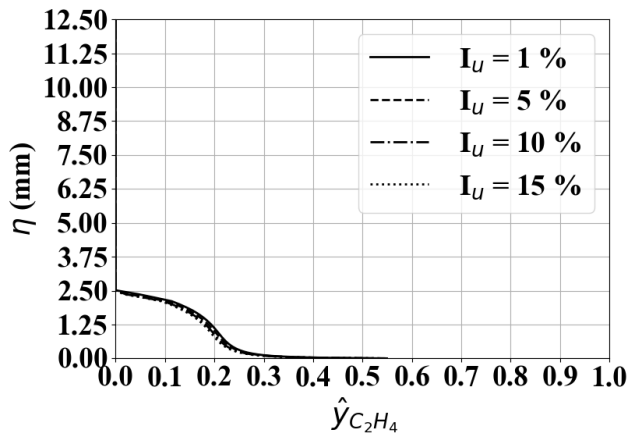


FIGURE 5.62 – Profils de fraction massique d'éthylène en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 200$  mm

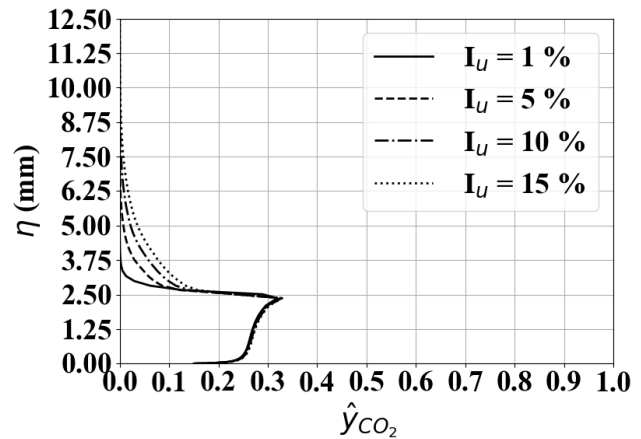


FIGURE 5.63 – Comparaison des profils de fraction massique de dioxyde de carbone en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 200$  mm

Les très faibles variations de la fraction massique d'éthylène pourraient donc s'expliquer par le phénomène d'autorégulation du processus de combustion. En effet, une flamme plus diffuse implique une zone de combustion plus large et donc plus proche de la surface du combustible. Le flux thermique augmentant, la vitesse de régression augmente, impliquant une hausse du flux de masse de carburant injecté dans l'écoulement. L'apport ainsi augmenté des produits de pyrolyse, tels que l'éthylène, à la zone de flamme compense la diminution de la fraction massique d'éthylène provoquée par l'élargissement de la flamme de diffusion.

Aux figures 5.64 et 5.65, la vitesse moyenne de l'écoulement central augmente lorsque l'intensité turbulente à l'entrée du canal augmente. Selon les analyses précédentes, l'élévation de l'intensité turbulente à l'entrée du canal implique une légère augmentation de la vitesse de régression du combustible. Par conséquent, le flux de masse de carburant injecté dans l'écoulement augmente, accroissant le flux de masse total à travers la section du canal. Particulièrement dans l'écoulement central, cet ajout de masse se traduit par une vitesse d'écoulement plus élevée en vertu de la conservation de la masse. Ces effets de masse cumulés, les écarts de vitesse moyenne dans le canal entre des intensités turbulentes différentes à l'entrée ne peuvent qu'augmenter.

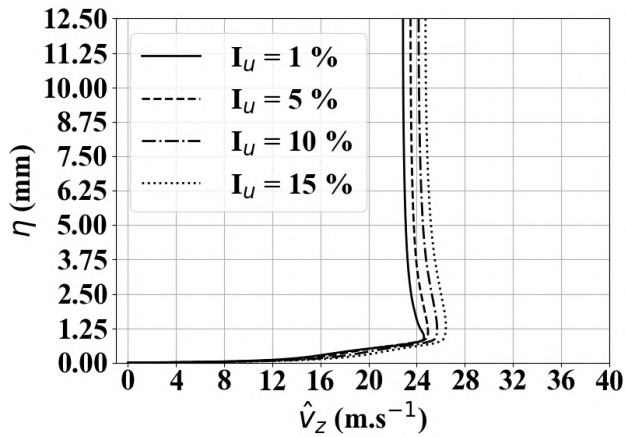


FIGURE 5.64 – Profils de vitesse longitudinale en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 40$  mm

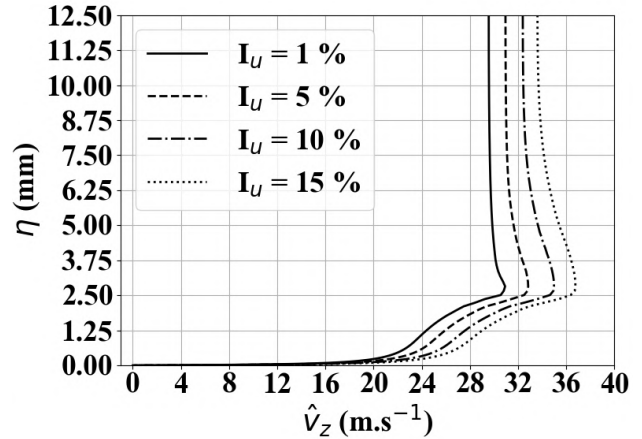


FIGURE 5.65 – Profils de vitesse longitudinale en fonction de l'intensité turbulente de l'entrée du canal à  $z = 200$  mm

## Conclusion

Le processus de combustion dans le canal du cas test est faiblement mais globalement perturbé par l'intensité des fluctuations turbulentes fixée à l'entrée. Les effets de l'intensité turbulente perdurent le long du canal, participant à l'élargissement de la flamme et améliorant l'homogénéisation de la distribution des espèces, de la température et des composantes de la vitesse moyenne, au voisinage de la flamme, dans la zone de prédominance de l'oxydant. Entre la flamme et le combustible, les fluctuations turbulentes se développent impliquant un apport d'énergie plus important au combustible qui se dégrade d'autant plus facilement. La production d'éthylène compense alors la présence plus importante des produits de combustion issus de la flamme.

## 5.7 Analyse de sensibilité par rapport aux paramètres thermochimiques

Le modèle IGS est basé sur le bilan des échanges de masse et d'énergie à travers la surface du combustible. Le carburant est injecté dans l'écoulement par le soufflage pariétal et la diffusion de masse. Cette dégradation se produit par l'apport en énergie depuis l'écoulement réactif par le flux thermique à la surface du combustible. Le débit du combustible dégradé est jaugé par l'enthalpie de pyrolyse qui décrit l'énergie nécessaire à apporter pour la décomposition thermique d'un kilogramme de combustible. L'enthalpie de pyrolyse s'exprime par les enthalpies associées aux produits de la pyrolyse à la surface du combustible. Selon le modèle mis en place dans le cadre de la thèse, l'hypothèse de l'écoulement quasi-stationnaire conduit à une simplification de l'expression du bilan des échanges d'énergie. L'enthalpie nécessaire à la pyrolyse du combustible peut donc s'exprimer par :

$$\Delta H_{pyr} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} \frac{\dot{\omega}_i}{G_{fuel}} \left( \int_{T_{ref}}^{T_w} C_{p_i}(T) dT + \Delta H_{f,i}^{\circ} \right) - \Delta H_{f,s}^{\circ} \quad (5.17)$$

L'enthalpie de pyrolyse dépend particulièrement de l'enthalpie standard de formation du combustible qui n'est cependant pas le seul paramètre thermochimique du combustible intervenant sur la vitesse de régression. En effet, le flux de masse de carburant obéit à la loi d'Arrhenius qui est composée de deux paramètres thermochimiques supplémentaires qui sont le coefficient pré-exponentiel  $A_d$  et l'énergie d'activation  $E_a$ .

Bianchi *et al.*[14] ont déjà effectué une étude de sensibilité sur ces paramètres thermochimiques. L'analyse réalisée dans cette thèse devrait corroborer les résultats de Bianchi *et al.* et montrer le bon fonctionnement de la mise en place dans CEDRE du modèle IGS.

Ces paramètres thermochimiques ne peuvent qu'être obtenus expérimentalement, constituant des sources de biais irréductibles. L'analyse de la sensibilité de la vitesse de régression à ces paramètres thermochimiques est

donc fondamentale afin d'estimer l'importance de la qualité de la mesure nécessaire pour obtenir une modélisation capable de simuler convenablement la vitesse de régression du combustible.

### 5.7.1 Variations de la vitesse de régression par les coefficients de la loi d'Arrhenius

#### Coefficient pré-exponentiel $A_d$

Le coefficient pré-exponentiel  $A_d$  utilisé dans le modèle IGS est obtenu en considérant le coefficient pré-exponentiel de la dégradation chimique  $A_c$  du PEHD et la densité du PEHD valant  $955.1 \text{ kg.m}^{-3}$  et l'épaisseur de la zone de dégradation du PEHD qui est calculée pour un taux d'élévation en température de  $6000 \text{ K.s}^{-1}$ . Une description plus détaillée est exposée au chapitre 4. Ainsi le coefficient pré-exponentiel pour la régression du combustible vaut :  $3.5 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

L'étude de sensibilité a été effectuée pour des écarts de -20 % à +20 % par rapport à la valeur de référence. Le tableau 5.10 montre aucune différence notable sur la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale le long du canal. De plus, selon la figure 5.67, un écart de 20 % de la valeur du coefficient pré-exponentiel de référence n'entraîne *a priori* aucune différence sur la vitesse de régression locale du combustible le long du canal. Néanmoins, la température à la surface du combustible (figure 5.66) montre entre  $z = 30 \text{ mm}$  et  $240 \text{ mm}$  des

TABLE 5.10 – Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale

$\epsilon(A_d)$	- 20 %	RÉF.	+ 20 %
$\bar{v}_{\text{reg}} \text{ (mm.s}^{-1}\text{)}$	0.363	0.368	0.373

paliers de température différents en fonction de l'écart. Ainsi pour +20 % d'écart en coefficient pré-exponentiel, une baisse générale de 10 K est constatée le long du canal. Symétriquement, un écart de -20 % entraîne une hausse du palier de la température à la surface du combustible de 12.2 K. La tendance des variations correspond avec l'analyse de sensibilité menée par Bianchi *et al.*[14]. Selon son étude, une augmentation de la température de 30 à 40 K est causée par une diminution de 44 % du coefficient pré-exponentiel. Néanmoins, les auteurs constatent un léger fléchissement de la vitesse de régression de 1.3 %.

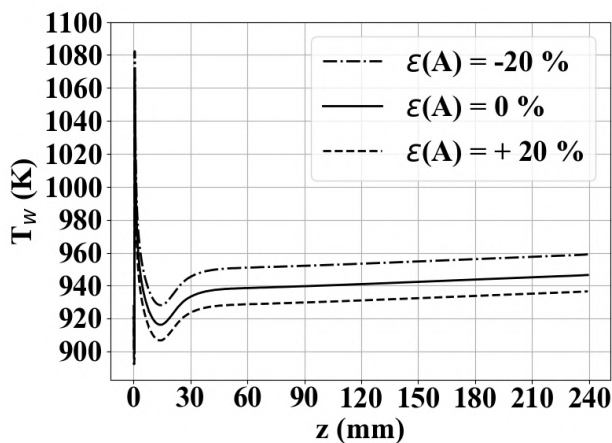


FIGURE 5.66 – Variations de la température à la surface du combustible le long du canal

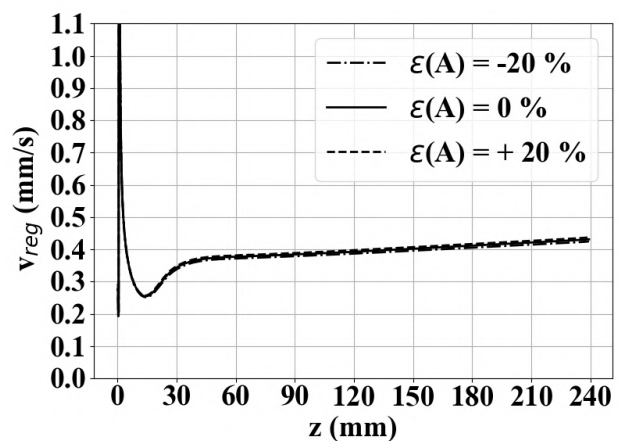


FIGURE 5.67 – Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible

Le long du canal, la fraction massique d'éthylène, produit de pyrolyse, ne varie pas en fonction des écarts de la valeur de  $A_d$  (figure 5.68). Puisque la vitesse de régression semble insensible à la valeur du coefficient pré-exponentiel, le flux de masse de carburant ne varie pas en fonction du coefficient pré-exponentiel. Ainsi, par la loi d'Arrhenius, seule la température à la surface du combustible est altérée. Les écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi sont insignifiants, montrant que l'écoulement n'est pratiquement pas

affecté par les variations du coefficient pré-exponentiel (tableau 5.11).

TABLE 5.11 – Écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi

$\epsilon(A_d)$	- 20%		+ 20%	
z (mm)	30.0	210.0	30.0	210.0
$\epsilon(dH_{pyr})$ (%)	0.97	0.95	-0.76	-0.81
$\epsilon(Q_w)$ (%)	-0.49	-1.33	0.64	-0.29

D'après la loi d'Arrhenius, le flux de masse de carburant est strictement croissant en fonction de la température à la paroi. Ainsi, en supposant le flux de masse de carburant constant, la température à la surface du combustible peut s'exprimer par :

$$T_w = \frac{E_a}{R \ln \left( \frac{A_d}{G_{fuel}} \right)} \quad (5.18)$$

Une augmentation du coefficient pré-exponentiel implique une diminution de la température de la paroi, conformément aux observations faites à la figure 5.66.

Le taux de dissipation spécifique est aussi insensible aux variations du coefficient pré-exponentiel. En effet, le champ de vitesse de ne subit pratiquement pas de changement (figure 5.69).

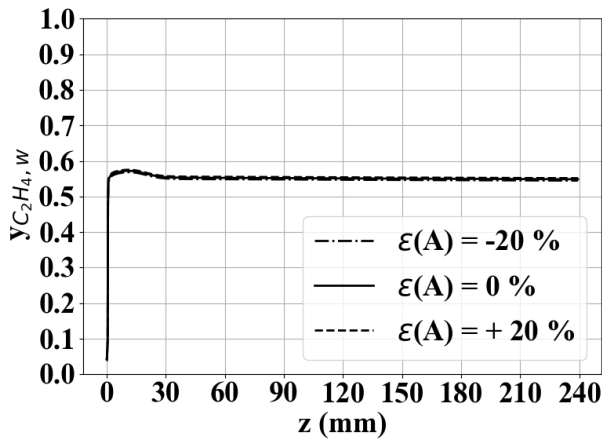


FIGURE 5.68 – Variations de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible le long du canal

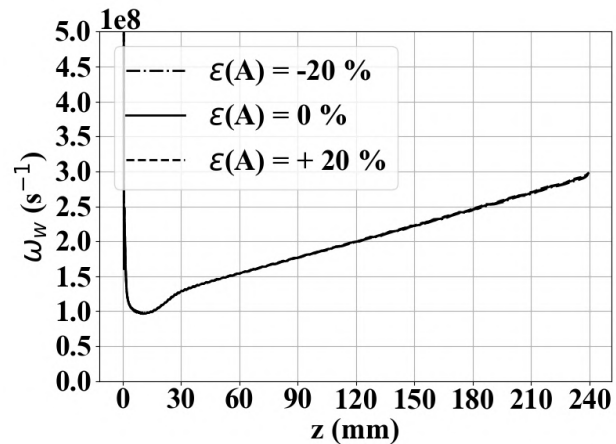


FIGURE 5.69 – Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal

Ainsi, sur la plage de variations du coefficient pré-exponentiel  $A_d$ , la vitesse de régression du combustible et l'aérodynamique du soufflage ne sont pas affectées. Cependant, l'analyse précédemment faite montre surtout que ces écarts ne sont pas suffisants pour observer une altération notable du taux de dégradation du combustible et de la structure de la couche limite turbulente.

### Énergie d'activation

D'après Lengellé *et al.*[97], l'épaisseur de la zone de réaction dépend du taux de régression du combustible, de la diffusivité thermique du combustible et de la différence de température dans la couche où le combustible, en phase condensée, se transforme en gaz :

$$e_{reac} = - \left( \frac{a_{th}}{v_{reg}} \right) \ln \left( 1 - \frac{\Delta T}{T_w - T_0} \right) \quad (5.19)$$



Or le taux de régression s'exprime en fonction de l'épaisseur de réaction et de la loi d'Arrhenius, dont les coefficients ont été obtenus expérimentalement :

$$v_{reg} \approx A_c e_{reac} e^{-\frac{E_{a,c}}{RT_w}} \quad (5.20)$$

Ainsi, le taux de régression peut aussi s'écrire sous la forme :

$$v_{reg} \propto \exp\left(-\frac{E_{a,c}}{2RT_w}\right) \quad (5.21)$$

L'énergie d'activation effective  $E_a$  utilisée pour le calcul de la vitesse de régression dans le modèle IGS est donc égale à la moitié de l'énergie d'activation obtenue expérimentalement. Comme pour le coefficient pré-exponentiel, la sensibilité du modèle IGS à l'énergie d'activation a été effectuée pour des écarts de la valeur de référence de -20 % et +20 %. Dans le tableau 5.12, contrairement au cas du coefficient pré-exponentiel, la vitesse de régression diminue de 17.7 %, lorsque l'énergie d'activation est surestimée de 20 %. De même, une sous-estimation de 20 % de l'énergie d'activation entraîne une augmentation de la vitesse de régression de 22.8 %. Correspondant aux observations établies, l'analyse de sensibilité menée par Bianchi *et al.*[14] ont montré une augmentation de 300-350 K, c'est-à-dire, +33 % pour une élévation de l'énergie d'activation de +39 %. En revanche, la diminution de vitesse de régression du combustible n'est que de 11.6 %. La principale raison de cette différence proviendrait de la nature du cas test. En effet, Bianchi *et al.* a utilisé un moteur hybride dans lequel une zone de recirculation se développe dans la région d'injection. Cette complexité n'est pas prise en compte dans le présent cas test, ne représentant que le canal usiné dans un combustible d'un moteur hybride.

TABLE 5.12 – Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale

$\epsilon(E_a)$	- 20 %	RÉF.	+ 20 %
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.452	0.368	0.303

L'importance de ces écarts est aussi observée sur le profil de température à la surface du combustible le long du canal (figure 5.70). En effet, pour un écart de +20 % en  $E_a$ , le palier de la température à la surface du combustible entre  $z = 30$  mm et la sortie du canal est augmenté de 170 K (18.3 %) par rapport au cas de référence, alors que pour un écart de -20 %, la valeur du palier en température de paroi diminue de 180 K (18.9 %). La valeur de l'écart en température est donc très proche de l'écart en énergie d'activation. La loi d'Arrhenius met en relief cette relation de proportionnalité en considérant une variation raisonnable du flux de masse de carburant décrite par l'équation (5.18). En revanche, la vitesse de régression le long du combustible (figure 5.71) suit la tendance contraire à la température de paroi, déjà observée sur le tableau 5.12.

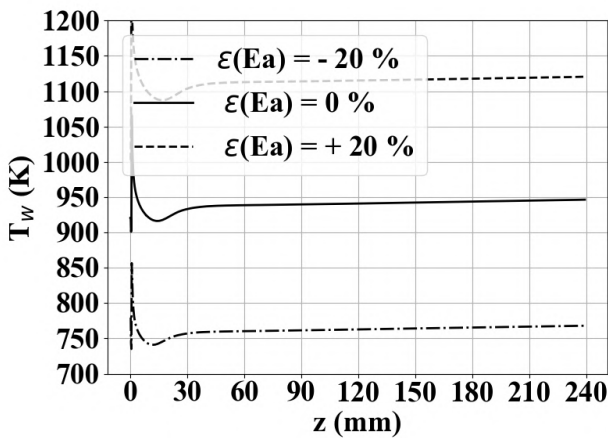


FIGURE 5.70 – Variations de la température à la surface du combustible le long du canal

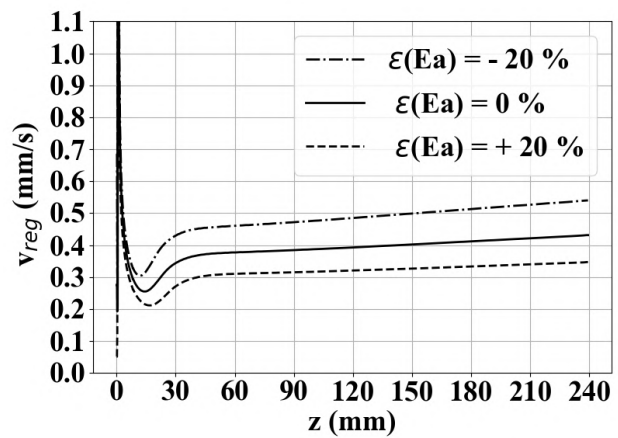


FIGURE 5.71 – Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible

Contrairement au cas du coefficient pré-exponentiel, l'enthalpie de pyrolyse présente des écarts suffisamment importants pour influencer le flux de masse de carburant. En effet, une surestimation de l'énergie d'activation

de 20 % implique un écart en température importante de 18 %. L'enthalpie sensible des produits de pyrolyse augmente alors impliquant une hausse de l'enthalpie de pyrolyse de 14.1 % d'après le tableau 5.13. Par conséquent, pour un même flux thermique reçu à la surface du combustible, le flux de masse de carburant produit par la pyrolyse devient plus faible.

TABLE 5.13 – Écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi

$\epsilon(\mathbf{E}_a)$	- 20 %		+ 20 %	
$z$ (mm)	30.0	210.0	30.0	210.0
$\epsilon(dH_{pyr})$ (%)	-13.2	-13.4	14.1	14.3
$\epsilon(Q_w)$ (%)	9.0	7.8	-9.1	-7.4

De plus, à cause du transport vers l'écoulement des produits de pyrolyse plus chauds, l'intensité du gradient de température est atténuée à la surface du combustible. Par conséquent, le flux thermique à la surface du combustible diminue de 9.1 % participant à la diminution du flux de masse de carburant et de la vitesse de régression du combustible. Cette baisse de la production de la pyrolyse entraîne aussi une réduction de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible (figure 5.72). Ainsi, une énergie d'activation plus élevée rend plus difficile, non seulement, l'occurrence de la réaction par pyrolyse du combustible, mais aussi, sa dégradation à cause de l'élévation de l'enthalpie de pyrolyse. De surcroît, le gradient de température à la paroi moins intense à cause des produits de pyrolyse plus chauds à la surface du combustible transportés vers la flamme. Par conséquent, le flux de masse de carburant et la vitesse de régression du combustible diminuent.

Les profils du taux de dissipation spécifique le long du combustible montrent que leur intensité dépend aussi de la valeur de l'énergie d'activation (figure 5.73).

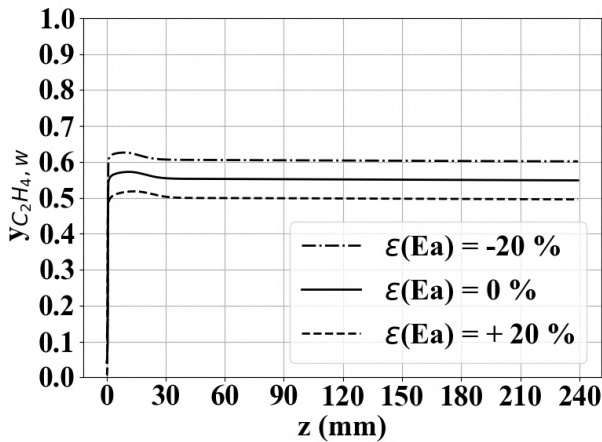


FIGURE 5.72 – Variations de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible le long du canal

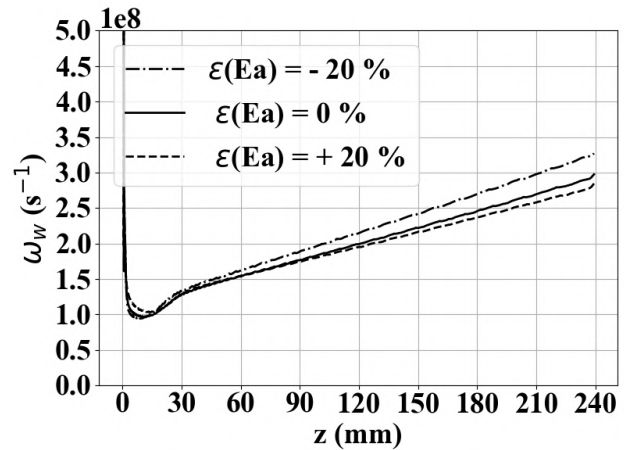


FIGURE 5.73 – Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal

L'énergie d'activation est un paramètre thermochimique auquel la vitesse de régression est fortement sensible. Un écart de 20 % de ce paramètre entraîne une variation de la même envergure pour la vitesse de régression. Une énergie d'activation plus élevée implique une dégradation plus difficile du combustible diminuant particulièrement sa vitesse de régression. La réciproque est vraie.

## 5.7.2 Sensibilité à l'enthalpie de formation du PEHD

L'enthalpie de formation des polymères et, particulièrement, du polyéthylène haute densité, varie fortement en fonction du procédé de fabrication, des éventuels additifs, de la densité et de la longueur des chaînes. Pour ces raisons, une étude de sensibilité du modèle IGS à l'enthalpie standard de formation du PEHD est nécessaire pour estimer les déviations probables de la valeur de la vitesse de régression pour une valeur d'enthalpie stan-

dard de PEHD donnée.

La valeur de référence est donnée par le tableau 5.4 et obtenue expérimentalement à partir des échantillons du PEHD utilisés pour la campagne d'essai HYCAT afin de s'assurer de la qualité des données utilisées pour la comparaison entre l'expérience et les simulations numériques. L'analyse de sensibilité s'effectue pour des écarts de - 30 % et de + 30 % de la valeur de référence. Malgré ces différences, la vitesse de régression diminue faiblement de 3.0 % lorsque l'enthalpie standard de formation est surestimée de 30 % (tableau 5.14). En revanche,

TABLE 5.14 – Comparaison des valeurs de vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale

$\epsilon(\Delta H_{f,s}^\circ)$	- 30 %	RÉF.	+ 30 %
$\bar{v}_{\text{reg}} \text{ (mm.s}^{-1}\text{)}$	0.382	0.368	0.357

le profil de température à la paroi affiche très peu d'écarts le long du combustible avec un écart relatif au cas de référence d'environ 2.2 K c'est-à-dire 0.2 % (figure 5.74). Le profil de vitesse de régression du combustible suit naturellement les variations de la température de paroi puisque la loi d'Arrhenius est strictement croissante (figure 5.75).

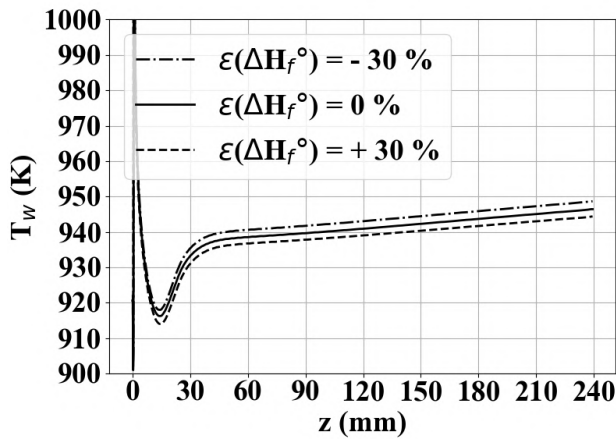


FIGURE 5.74 – Variations de la température à la surface du combustible le long du canal

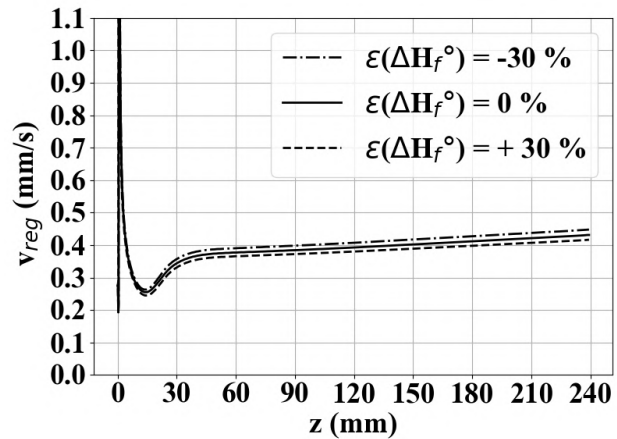


FIGURE 5.75 – Variations de la vitesse de régression le long du canal du combustible

L'enthalpie de formation du PEHD est exothermique c'est-à-dire que l'enthalpie des constituants du PEHD déliés entre eux est plus élevée que lorsque ces éléments sont reliés entre eux pour former le PEHD. Ainsi, pour décomposer le PEHD, un apport d'énergie est nécessaire. Lorsque la valeur de l'enthalpie de formation du PEHD est surestimée de 30 %, l'énergie nécessaire à sa décomposition est d'autant plus importante. Ainsi, l'énergie nécessaire à la pyrolyse du PEHD augmente. Puisque le flux thermique à la paroi ne varie pratiquement pas ( $\leq 0.9$  %) à cause des faibles variations en température à la paroi, le flux de masse de carburant diminue ainsi que la vitesse de régression du combustible. Cependant, l'écart en vitesse de régression est presque six fois plus

TABLE 5.15 – Écarts en enthalpie de pyrolyse et en flux thermique à la paroi

$\epsilon(\Delta H_f^\circ)$	- 30%		+ 30%	
z (mm)	30.0	210.0	30.0	210.0
$\epsilon(dH_{pyr})$ (%)	-4.49	-4.44	4.49	4.46
$\epsilon(Q_w)$ (%)	-0.84	-0.82	0.6	0.88

faible que l'écart en enthalpie de formation du combustible.

En effet, l'enthalpie de pyrolyse prend en compte non seulement l'enthalpie de réaction de pyrolyse à l'état standard mais aussi l'énergie emmagasinée dans les espèces de pyrolyse à la température de la surface du combustible. La contribution de l'enthalpie standard de formation du combustible n'est alors que de 15 à 16 % à l'enthalpie de pyrolyse. Par conséquent, une surestimation de 30 % de l'enthalpie de formation du PEHD

implique une modeste élévation de 4.5 % de l'enthalpie de pyrolyse aux positions  $z = 30$  mm et  $z = 210$  mm. Or la vitesse de régression diminue de 3 %.

Symétriquement, le raisonnement ci-dessus est valable lorsque l'enthalpie de formation du combustible est sous-estimée de 30 %. Correspondant à une diminution de 4.5 %, la vitesse de régression augmente de 3.8 %. Ces observations corroborent avec les tendances constatées par Bianchi *et al.*[14] qui ont observé une augmentation de 20.9 % de la vitesse de régression du combustible pour une diminution de 30 % de l'enthalpie de pyrolyse.

Les écarts en fraction massique d'éthylène et en taux de dissipation spécifique (figures 5.76 et 5.77) sont très faibles le long du canal du combustible montrant une très faible influence des écarts en enthalpie de formation de combustible sur la couche limite turbulente. Ce constat est cohérent avec les écarts quasi inexistant pour le flux thermique à la surface du combustible.

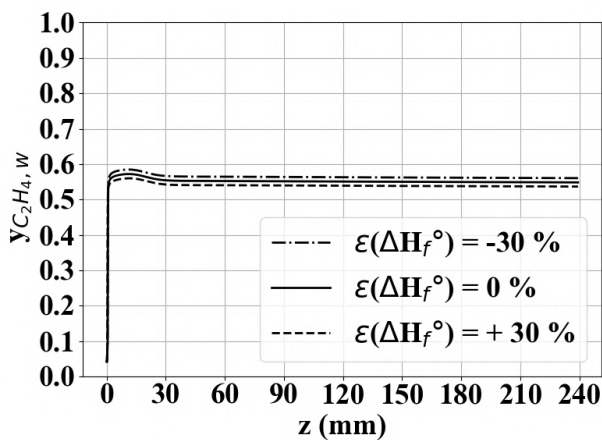


FIGURE 5.76 – Variations de la fraction massique d'éthylène à la surface du combustible le long du canal

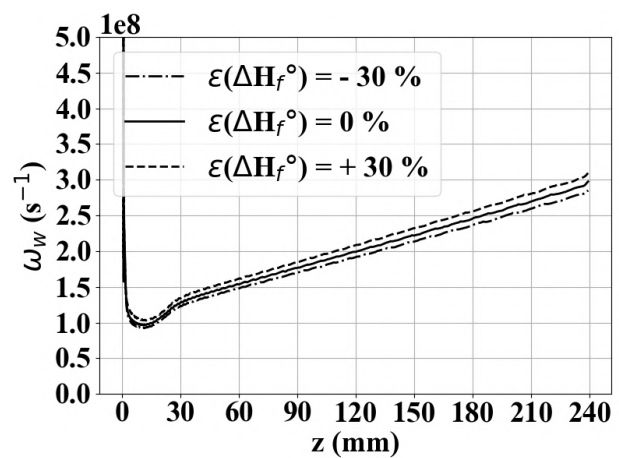


FIGURE 5.77 – Variations du taux de dissipation spécifique à la surface du combustible le long du canal

Ainsi, la vitesse de régression du combustible et la couche limite turbulente sont peu sensibles aux écarts en enthalpie de formation du combustible de 30 %. Néanmoins, une diminution de 4 % existe pour la vitesse de régression lorsque la valeur de l'enthalpie de formation du combustible augmente de 30 %. La sensibilité peut augmenter si les produits de pyrolyse ont une capacité thermique plus faible, l'enthalpie de formation de ces espèces est plus faible ou l'enthalpie de formation du combustible est beaucoup plus élevée. Donc, le résultat de cette analyse est relatif au PEHD. Ainsi, pour l'usage d'un autre combustible, une analyse de sensibilité sur ce paramètre doit être nécessairement menée.

## 5.8 Conclusion

Une analyse de sensibilité a été effectuée en considérant la modélisation des phénomènes impliqués dans le processus de combustion, les paramètres aérodynamiques à l'entrée du canal et les paramètres thermochimiques à la surface du combustible. Les modélisations de la turbulence avec le modèle de fermeture des équations Favre-RANS  $k-\omega$  et de la combustion sont interrogées afin d'évaluer la meilleure approche possible pour représenter convenablement le processus de combustion d'un moteur hybride dans le canal du combustible. Les paramètres aérodynamiques considérés sont le flux de masse d'oxydant, l'intensité turbulente et la température à l'entrée du canal. Les paramètres thermochimiques sont les coefficients de la loi d'Arrhenius décrivant la pyrolyse du combustible et l'enthalpie standard de formation du combustible à cause de la dépendance de la vitesse de régression au bilan des échanges d'énergie à la surface du combustible.

L'analyse de sensibilité aux modélisations de la couche limite turbulente avec paroi soufflée a confirmé l'usage de la correction d'injection de masse surfacique proposée par Wilcox[149]. En considérant que la condition limite à la surface du combustible peut être conçue comme une entrée de domaine, la vitesse de régression du

combustible est très supérieure à l'ordre de grandeur obtenu expérimentalement par l'essai HYCAT 12. Or, ce niveau de vitesse est attendu dans un cas test qui représente hypothétiquement le canal du combustible du moteur hybride HYCAT avec les conditions proches du 12<sup>e</sup> essai. Le modèle de fermeture de la modélisation de la turbulence Favre-RANS est le modèle  $k-\omega$  SST qui présente différentes solutions selon les valeurs fixées de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation spécifique à la condition limite. Wilcox[145] a mis en évidence des relations particulières pour le calcul de ces paramètres de turbulence à la paroi. En particulier, pour le cas d'un soufflage de paroi, la relation établie dépend physiquement du soufflage de paroi et montre un taux de dissipation très élevé comparé au cas où la frontière est conçue comme une entrée de domaine. Cette intense dissipation a pour conséquence l'amortissement des fluctuations turbulentes proche de la paroi, réduisant le transport d'énergie de la flamme vers la surface du combustible. Par conséquent, le flux thermique à la paroi est beaucoup plus faible et la vitesse de régression diminue à des niveaux de valeurs correspondant aux observations expérimentales. La structure de la couche limite turbulente a donc une influence cruciale sur l'intensité de la vitesse de régression du combustible.

L'analyse de sensibilité des modélisations de la combustion n'a en revanche pas permis de dégager une approche optimale parmi les cas présentés. En effet, à partir de  $z = 68$  mm, en régime établi, le processus de combustion montre que, pour les cas où le système de réactions est simple et le nombre d'espèces est faible (cas CIN, EDM et FC), la vitesse de régression n'est pratiquement pas changée. En revanche, avec l'approche MRE, la vitesse de régression diminue le long du combustible et son niveau est plus faible par rapport aux autres cas. En deçà de  $z = 68$  mm, les cas EDM, FC et MRE sont en régime transitoire alors que le cas CIN est déjà en régime établi, très tôt dans le canal montrant alors une valeur de vitesse de régression moyenne la plus élevée parmi les cas présentés. À cause de la complexité des effets, aucune conclusion ne peut être établie à partir de l'analyse effectuée. Néanmoins, les modèles de combustion turbulente de Magnussen et de flamme cohérente sont privilégiés, réputés pour représenter l'interaction chimie-turbulence. Une étude de sensibilité avec une configuration plus complète du moteur hybride pourrait offrir une meilleure analyse avec la confrontation des données expérimentales.

Une augmentation du flux de masse d'oxydant entraîne une augmentation de la vitesse de régression du combustible, en cohérence avec la théorie de la diffusion limitée de Marxman *et* Gilbert[107] dont la loi décrite a été parfaitement reproduite. La température de l'écoulement à l'entrée du canal affecte significativement la vitesse de régression du combustible. Le principal mécanisme est la modification de l'intensité des fluctuations turbulentes dans la couche limite à cause d'une baisse de la densité du milieu induisant une augmentation de la vitesse de l'écoulement moyen. Par conséquent, une augmentation de la température du canal implique une augmentation de la vitesse de régression du combustible. L'influence des caractéristiques turbulentes de l'oxydant à l'entrée du canal, bien que légère, se propage tout le long du canal dans le processus de combustion. Ce phénomène se manifeste par une homogénéisation plus efficace des espèces et de la température au niveau de la zone de combustion se traduisant par un élargissement de la flamme de diffusion. À cause d'une meilleure consommation des réactifs et d'une augmentation de l'intensité des fluctuations, l'énergie transportée vers la surface du combustible est plus intense. Par conséquent, une augmentation du flux thermique à la paroi se produit, conduisant à une légère élévation de la vitesse de régression du combustible.

Toutes les conclusions relatives à l'analyse de sensibilité aux coefficients thermochimiques du modèle IGS dans la thèse corroborent les tendances observées par Bianchi *et al.*[14]. Les coefficients de la loi d'Arrhenius, qui décrit la pyrolyse du combustible, et l'enthalpie standard de formation du combustible sont les paramètres thermochimiques considérés pour l'analyse de sensibilité. Ceux-ci ont été choisis à cause de l'incertitude et la rareté des valeurs présentes dans la littérature, en particulier, pour le PEHD. Le coefficient pré-exponentiel, pour une variation de 20 % de sa valeur de référence, n'affecte pratiquement pas la vitesse de régression du combustible et la structure de la couche limite dans le canal. En revanche, la vitesse de régression du combustible est fortement sensible à l'énergie d'activation de la pyrolyse. Un écart de 20 % de sa valeur de référence entraîne un écart en vitesse de régression du combustible du même ordre. En effet, une énergie d'activation plus élevée implique une dégradation plus difficile du combustible diminuant particulièrement sa vitesse de régression. Bien que les écarts de l'enthalpie standard de formation du combustible soient plus prononcés que pour les coefficients de la loi d'Arrhenius, la vitesse de régression s'est avérée assez peu affectée avec un écart de 4 %. Cependant, la sensibilité serait augmentée si les produits de pyrolyse avaient une capacité thermique plus faible, si leur enthalpie de formation était plus faible ou si l'enthalpie standard de formation du combustible était beaucoup plus élevée. Ainsi la conclusion établie n'est valable que pour le cas du PEHD.

L'analyse de sensibilité a donc démontré qu'il y a quatre phénomènes déterminant la vitesse de régression du combustible. Le plus important est la représentation de la structure de la couche limite turbulente avec soufflage pariétal. La modélisation de la turbulence est dépendante des valeurs des paramètres  $k$  et  $\omega$  à la paroi. Ces coefficients sont déterminés par les relations établies par Wilcox pour la prise en compte du soufflage pariétal. En deuxième ordre, les conditions d'entrée telles que le flux de masse et la température de l'oxydant influencent nettement la vitesse de régression du combustible. D'autre part, l'énergie d'activation a aussi une influence certaine sur cette grandeur.

Un des phénomènes importants qui n'a pu être mis en évidence dans l'analyse de sensibilité est la modélisation de la combustion, pourtant fondamentale dans le processus de combustion du moteur hybride. Pour mieux discerner l'effet de cette modélisation, la configuration d'un moteur hybride complet est donc nécessaire.

D'autres phénomènes auraient pu être évalués tels que le rayonnement, les modèles de diffusion des espèces et d'autres modèles de fermeture de la turbulence. Dans le cadre de la thèse, l'analyse de sensibilité montre l'importance clé de la modélisation de la turbulence sur la représentation de la balistique intérieure d'une chambre de moteur hybride. Une méthode de validation est donc mise en place pour évaluer la capacité de cette nouvelle modélisation à reproduire les observations expérimentales.



## Chapitre 6

# Validation expérimentale de la modélisation numérique

L'étude de sensibilité menée précédemment a mis en évidence les paramètres clés du processus de combustion et l'influence des modèles de la turbulence et de la combustion sur le comportement de la vitesse de régression du combustible. Ainsi, une modélisation numérique potentielle est proposée pour obtenir une représentation de l'écoulement réactif présent dans la chambre de combustion du moteur hybride HYCAT. L'approche candidate doit alors se soumettre à l'épreuve de la réalité expérimentale. La validation de la modélisation numérique comportant le modèle IGS est basée sur la comparaison entre les valeurs calculées par la simulation numérique et obtenues par le traitement des données expérimentales. Un aperçu global de la capacité représentative de la modélisation est d'abord effectué en comparant les grandeurs moyennes obtenues lors des essais telles que la vitesse de régression en moyenne spatio-temporelle, la pression chambre et la vitesse caractéristique.

Le comportement spatial et temporel de la vitesse de régression doit être aussi évalué afin de valider la capacité de la modélisation à reproduire spatialement et temporellement le processus de combustion indirectement décrit par la vitesse de régression du combustible. Une analyse des profils de la vitesse de régression le long du canal du combustible est donc d'abord réalisée en moyenne temporelle sur la durée de la phase hybride. Pour la dimension temporelle, la faculté de la modélisation à représenter l'écoulement à des instants différents pendant un essai est aussi évaluée à partir d'une méthode de comparaison, en moyenne spatiale, des vitesses de régression entre la simulation et la valeur expérimentale instantanée obtenue par la méthode de reconstruction balistique.

L'étude séparée des variations du temps et de l'espace ne peut pourtant pas suffire pour valider complètement la modélisation proposée. Pour prendre en compte le couplage du temps et de l'espace, une comparaison de la distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression est réalisée grâce à la méthode de restitution développée à cet effet au chapitre 3.

Les cas considérés pour la validation de la modélisation numérique sont les essais HYCAT 12, 23 et 26 qui présentent tous une injection axiale de l'oxydant. Par conséquent, le domaine de validité de la modélisation choisie s'étend sur une plage de pression entre 1.2 et 3.6 MPa, et une plage de débit d'oxydant entre 100 et 200 g.s<sup>-1</sup> pour une configuration à injection axiale. Les paramètres et les résultats d'essais sont déjà exposés au chapitre 3 lors de l'exploitation des données expérimentales.

### 6.1 Configuration du moteur hybride HYCAT

Les essais HYCAT 12, 23 et 26 sont utilisés pour la validation de la modélisation numérique développée dans la thèse. Tous ces essais ont en commun le système d'injection axiale pour l'oxydant déjà décomposé en vapeur d'eau et en dioxygène gazeux à travers un catalyseur. Par conséquent, la géométrie est bidimensionnelle axisymétrique (figure 6.1). La zone d'injection est constituée d'une chambre dans laquelle l'oxydant décomposé sortant du catalyseur est dirigé vers un anneau d'injection en contournant un obstacle métallique. Le diamètre



de l'anneau d'injection est égal à 25 mm, à travers lequel l'oxydant prend la forme d'un écoulement axial.

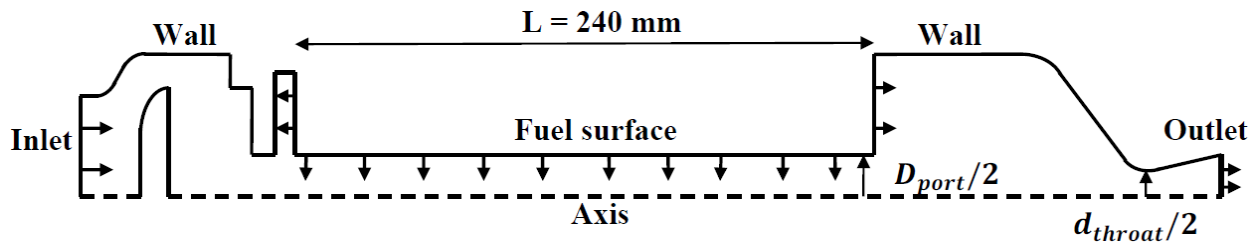


FIGURE 6.1 – Géométrie de la configuration HYCAT

Pour chaque cas, la forme de la configuration est la même, seule les valeurs des diamètres du col et du canal de combustible et la longueur du combustible sont modifiées. Ces données sont déjà affichées aux tableaux 3.2 et 3.4. En outre, au lieu d'imposer un diamètre constant le long du canal, un profil de diamètre, issu de la mesure des diamètres du canal dans le bloc de combustible peut être aussi imposé.

Tous les cas possèdent les mêmes types de conditions limites.

- **Entrée de domaine de l'oxydant** : Le flux de masse, la fraction massique des espèces, l'intensité turbulente et la température de l'oxydant sont imposés. Pour tous les essais considérés, le peroxyde d'hydrogène est concentré à 87.5 % en masse, fixant la distribution des espèces. L'intensité turbulente est choisie arbitrairement égale à 10 % à cause de la faible influence de la frontière de l'entrée sur l'écoulement dans la zone de l'anneau d'injection. Néanmoins, cette estimation est typique des écoulements internes dans la zone d'injection.
- **Surface du combustible** : Comme pour l'entrée de domaine de l'oxydant, le flux de masse, la température, la distribution des espèces et les paramètres de turbulence doivent être spécifiés. Plusieurs choix liés aux modélisations de la turbulence et de la dégradation du combustible peuvent être utilisés. Ces grandeurs sont soit calculées, soit imposées. Dans la thèse, le flux de masse, la distribution des espèces et la température à la surface du combustible sont calculés grâce au modèle IGS.
- **Sortie** : Il s'agit d'une condition limite de sortie supersonique lorsque la tuyère est amorcée. Dans le cas contraire, la condition limite est une sortie subsonique dont la pression, la température et la vitesse sont réactualisées.
- **Parois de la pré-chambre, de la post-chambre et de la tuyère** : Ces conditions limites sont adiabatiques, imperméables et lisses.
- **Axe du moteur** : Il s'agit d'une condition limite de type symétrie.

### 6.1.1 Modélisation numérique de référence

À partir des observations sur les modélisations et les paramètres aérothermochimiques effectuées lors de l'analyse de sensibilité, la modélisation numérique établie au chapitre 4 et complétée au chapitre 5 comprend les aspects suivants.

- Le modèle IGS est utilisé pour une représentation physique du soufflage pariétal des produits de pyrolyse.
- Le modèle de fermeture des équations Favre-RANS est le modèle  $k-\omega$  SST corrigé par Wilcox[149] à la surface du combustible pour prendre en compte l'effet du soufflage dû à la dégradation du combustible.
- Le modèle de combustion turbulente est pris en compte et décrit selon le modèle de dissipation turbulente de Magnussen, adaptée pour les flammes de diffusion. Néanmoins, l'analyse de sensibilité n'est pas parvenue à distinguer nettement un modèle de combustion turbulente optimal parmi ceux qui ont été étudiés. Par conséquent, le modèle de combustion avec cinétique chimique et le modèle de flamme

cohérente sont aussi considérés et comparés au modèle de Magnussen.

- La diffusion des scalaires dans l'écoulement est évaluée par la modélisation de Daly *et* Harlow[38].
- Le rayonnement est considéré comme négligeable.

L'analyse de sensibilité a mis en évidence des paramètres aérothermochimiques qui affectent notablement la valeur de la vitesse de régression du combustible. Par conséquent, lors du calcul, ces paramètres sont pris en compte.

- La température de l'oxydant doit être considérée car sa valeur modifie la vitesse de l'écoulement à travers l'anneau d'injection et le champ de température dans le canal du combustible. Ainsi, le flux thermique à la parois peut donc être significativement altéré.
- En accord avec la littérature, le flux de masse de l'oxydant a une influence certaine sur la vitesse de régression du combustible par la convection thermique. Les éventuelles variations du débit d'oxydant doivent donc être prises en compte.
- La vitesse de régression du combustible est fortement affectée par l'énergie d'activation de la pyrolyse du combustible. Pour la simulation numérique, les coefficients de la loi d'Arrhenius sont calculés à partir des valeurs obtenues par Lengellé *et al.*[96].

En outre, malgré la faible influence des écarts de l'enthalpie de fusion du combustible sur la vitesse de régression, la valeur obtenue par la bombe calorimétrique est retenue.

Contrairement au cas test, la pression chambre n'est pas imposée et est obtenue par les conditions thermodynamiques dans la chambre et par le blocage du débit au col de la tuyère.

### 6.1.2 Confection du maillage

Le maillage, tissé par le logiciel GMSH, est bidimensionnel car l'injection de l'oxydant est axiale engendrant une invariance en rotation autour de l'axe du moteur (figure 6.2). Hormis la région du domaine en amont de la zone d'injection, le maillage est choisi structuré et cartésien parce que les cellules sont plus régulières et moins nombreuses que dans les maillages non-structurés. Cette régularité est, de plus, mieux contrôlée et nécessaire à cause de la sensibilité du modèle IGS à la qualité du maillage.

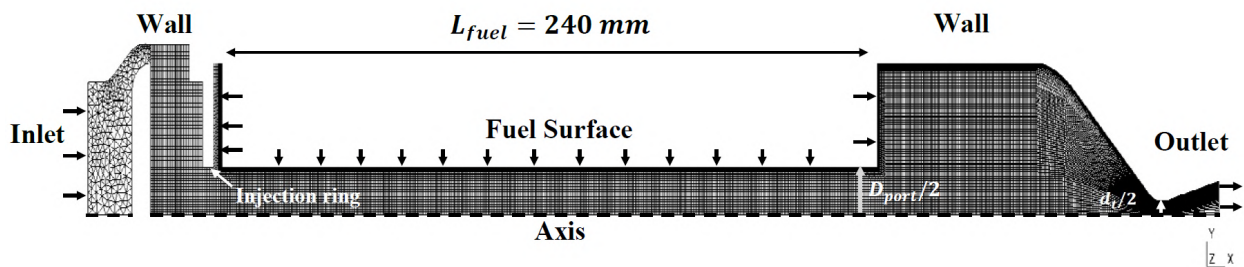


FIGURE 6.2 – Maillage de la configuration HYCAT

Le maillage de la cavité située à la sortie du catalyseur est choisi non-structuré (figure 6.3) à cause de la faible implication de l'écoulement dans la cavité sur les conditions aérothermiques au niveau de l'anneau d'injection.

Le maillage de la région de la tuyère est volontairement peu travaillé et possède peu de cellules car le seul objectif de la tuyère est de parvenir à l'expulsion du choc et à son amorçage afin d'obtenir les conditions typiques d'un écoulement dans une chambre de combustion (figure 6.4).

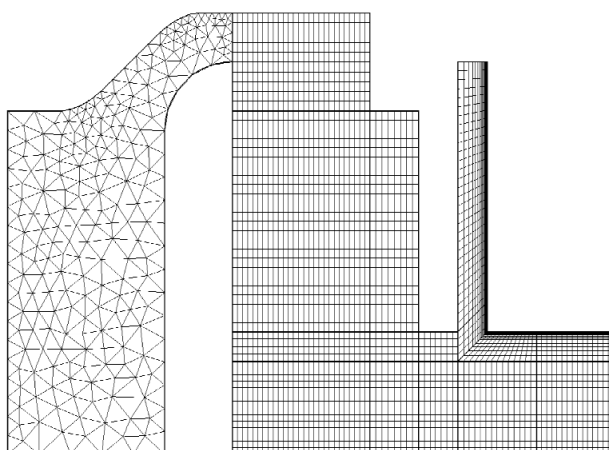


FIGURE 6.3 – Maillage de la configuration HYCAT : zone d’injection

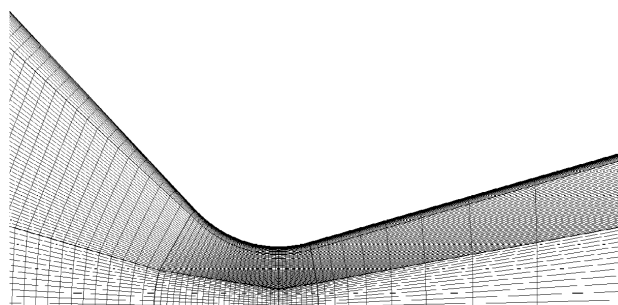


FIGURE 6.4 – Maillage de la configuration HYCAT : tuyère

### 6.1.3 Convergence en maillage

La convergence des calculs est supposée lorsque les variations de la pression moyenne sont inférieures à 1 %. La convergence en maillage est basée sur la comparaison de différents calculs dont le nombre de cellules est croissant.

La configuration HYCAT 12 est choisie pour la convergence en maillage. Le processus a été effectué pour une modélisation comprenant un modèle IGS imposant les fractions massiques des espèces à la surface du combustible. Le modèle est décrit en détail par Durand *et al.*[48]. Bien que celui-ci diffère du modèle IGS présenté dans la thèse, il est supposé que la quantité de cellules obtenue par la convergence en maillage présentée ci-dessous soit la même que celle obtenue avec le modèle IGS choisi pour la modélisation numérique dans le cadre de la thèse.

Le diamètre constant le long du combustible est égal au diamètre initial, valant 25 mm. Les données d’entrée de domaine sont fournies par le tableau 6.1. Parce que toutes les configurations dérivent d’une conception générique, la vérification de la convergence en maillage pour le cas HYCAT 12 suffit pour tous les autres cas.

TABLE 6.1 – Conditions limites à l’entrée de l’oxydant pour la réalisation des calculs de convergence en maillage.

$G_{entrée}$ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ )	$T_{entrée}$ (K)	$y_{O_2}$	$y_{H_2O}$	$I_u$ (%)
25.4	876	0.41	0.59	10

Pour la configuration HYCAT, la convergence en maillage est atteinte avec, environ,  $8 \times 10^5$  cellules (tableau 6.2). Seul le niveau de pression est considéré pour évaluer l’ordre de précision du schéma de la discrétisation spatiale de la solution. Comme pour le cas test, la méthode de Bonfiglioli *et Paciorri*[21] a été choisie pour l’évaluation des erreurs de discrétisation spatiale. La figure 6.5 montre que l’ordre global de précision, égal à 1.91, est proche du second ordre supposé du schéma de discrétisation spatiale utilisé dans les calculs. Ainsi, la solution numérique est dans la phase de convergence asymptotique avec un taux de convergence de maillage égal à 0.27. L’erreur de discrétisation, basée ici sur l’unité “MPa”, est estimée au voisinage de -3.6 qui se traduit par un écart inférieur à 0.8 % en pression chambre.

## 6.2 Validation en moyenne spatiale et temporelle de la modélisation numérique

Les grandeurs moyennes résultant du processus de combustion telles que la pression chambre, le débit de carburant et la vitesse caractéristique sont évaluées pour chaque configuration considérée et confrontées aux

TABLE 6.2 – Convergence en maillage de la configuration HYCAT

Quantité de cellules	P (MPa)	$\dot{m}_{fuel}$ (g.s <sup>-1</sup> )
$2.1 \times 10^5$	3.75	9.35
$7.9 \times 10^5$	3.497	8.36
$3.2 \times 10^6$	3.473	8.46

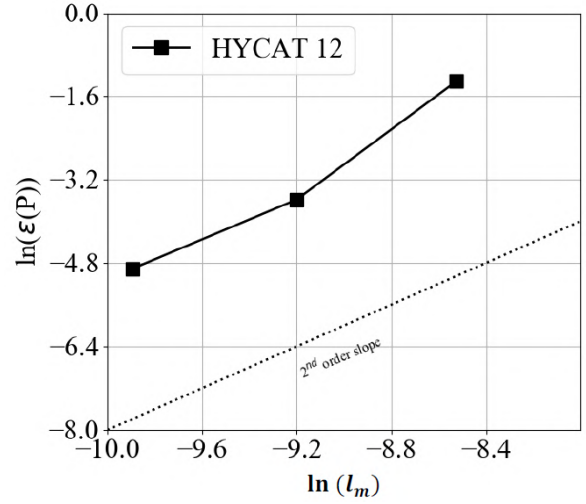


FIGURE 6.5 – Erreur de discrétisation pour la configuration HYCAT

valeurs expérimentales correspondantes. Cette première approche a pour objectif de vérifier simplement la viabilité de la modélisation proposée quant à la représentation des paramètres de dimensionnement et d'optimisation du moteur hybride.

Afin d'obtenir ces grandeurs moyennes, les configurations simulées doivent représenter un cas moyen en temps. Bianchi *et al.*[17] ont démontré que cette approche fournit une valeur de vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle qui est représentative de l'expérience. Par conséquent, les cas HYCAT 12, 23 et 26 sont simulés avec leur configuration en moyenne temporelle. Les conditions d'entrée correspondantes sont affichées au tableau 6.3. La concentration en peroxyde d'hydrogène reste égale à 87.5 % en masse.

TABLE 6.3 – Conditions limites à l'entrée de l'oxydant pour la simulation en moyenne temporelle des cas HYCAT 12, 23 et 26.

Cas	HYCAT 12	HYCAT 23	HYCAT 26
$\dot{m}_{ox}$ (kg.s <sup>-1</sup> )	0.09876	0.1052	0.2044
$T_{ox}$ (K)	827	857	919

Quant à la géométrie, il existe deux options pour représenter le cas en moyenne temporelle.

- La forme du canal du combustible est simplifiée en supposant un diamètre de canal constant le long du combustible et égal à la moyenne des diamètres initial et final en moyenne spatiale :

$$\langle \bar{D} \rangle_t = \frac{\bar{D}_{fin}^{geo} + D_{ini}}{2} \quad (6.1)$$

L'ablation des faces est prise en compte en réduisant la longueur du bloc qui est effectuée en déplaçant les faces d'une longueur d'ablation équivalente en moyenne temporelle  $\bar{e}_{abl}$ , évaluée selon l'expression :

$$\bar{e}_{abl} = \frac{\delta L_{lat}}{4} \quad (6.2)$$

Ainsi, en moyenne temporelle entre les états initial et final, la face avant est avancée de  $\bar{e}_{abl}$  alors que la face arrière est reculée de  $\bar{e}_{abl}$  selon le sens de l'axe du moteur.

- La surface du combustible prend une forme sculptée par la régression du combustible le long du canal et sur les faces. En effet, le long du canal, la vitesse de régression du combustible n'est pas uniforme. Alors que du début jusqu'au milieu du canal la vitesse de régression du combustible diminue à cause de l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique, cette vitesse augmente entre le milieu et la

fin de canal en raison de l'accélération de l'écoulement causée par l'augmentation du flux de masse total à travers le canal. L'utilisation d'une telle configuration serait capable de reproduire plus subtilement les grandeurs moyennes. Pour cela, le profil de diamètre le long du canal est imposé (figure 6.6). Ce profil est obtenu par la moyenne de la mesure des diamètres locaux initial et final en chaque point de mesure :

$$\langle D \rangle_t(z) = \frac{D_{fin}^{geo}(z) + D_{ini}}{2} \quad (6.3)$$

Les mesures de diamètre de canal affichées pour les cas HYCAT 12, 23 et 26 sont alors utilisées (figures 3.21, 3.23 et 3.24). Faute d'information sur le processus de combustion aux faces, celles-ci sont donc supposées subir une dégradation uniforme. Par conséquent, l'équation (6.2) est aussi utilisée.

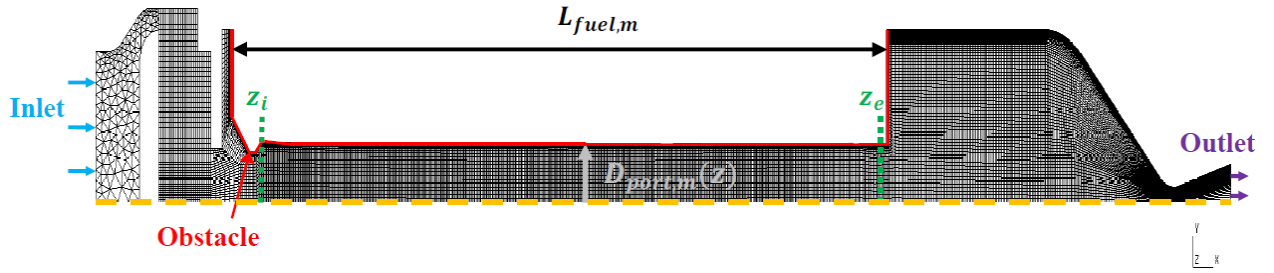


FIGURE 6.6 – Configuration HYCAT 12 en moyenne temporelle avec variations du diamètre du canal

L'analyse de sensibilité (chapitre 5) n'a pas permis de mettre en évidence un modèle de combustion qui améliorerait la modélisation numérique proposée. Par conséquent, en supplément du cas de référence, deux cas utilisant respectivement la cinétique chimique et le modèle de flamme cohérente sont simulés. Ainsi, parce que les grandeurs moyennes calculées sont comparées à celles obtenues expérimentalement, le modèle de combustion peut être choisi.

La comparaison entre l'expérience et la simulation pour une grandeur  $X$  est réalisée en considérant l'écart relatif à l'expérience défini par l'expression :

$$\epsilon(X) = 100 \times \frac{X_{num} - X_{exp}}{X_{exp}} \quad (6.4)$$

L'expérience est donc la référence des comparaisons effectuées.

Les valeurs expérimentales et numériques du flux de masse de carburant, de la vitesse de régression du combustible, de la pression chambre et de la vitesse caractéristique sont affichées dans le tableau 6.4 pour le cas HYCAT 12. Pour tous les cas, la sous-estimation de la vitesse caractéristique calculée est inférieure à 8.3 %. Quant à la pression chambre, la sous-estimation est inférieure à 10 % sauf pour les cas où le modèle de flamme cohérente est utilisé atteignant 12.1 % avec le cas à diamètre de canal constant. En revanche, la sous-estimation du débit de carburant calculée est supérieure à 19.9 % pour tous les cas sauf le cas utilisant le modèle de cinétique chimique (-7.9 %). La vitesse de régression moyenne du combustible décrit le débit de carburant dans le canal :

$$\langle \dot{m}_{fuel,canal} \rangle_t = \rho_{fuel} \langle \bar{v}_{reg} \rangle_t \pi \langle \bar{D}_{canal} \rangle_t \langle L_{fuel} \rangle_t \quad (6.5)$$

Par conséquent, un écart en vitesse de régression équivaut au même écart en débit de carburant dans le canal. Ainsi, les écarts de débit de carburant total et de la vitesse de régression peuvent être comparables. La déviation importante du débit de carburant total ne suit pourtant pas les écarts en vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle, plus acceptables.

La vitesse de régression expérimentale en moyenne spatiale et temporelle est le reflet du niveau de cette grandeur le long du canal du combustible. En effet, celle-ci dépend du diamètre moyen du canal, indépendamment de la masse perdue en cours d'essai. Par conséquent, les écarts plus importants du débit de carburant proviendraient, soit d'un niveau de vitesse de régression calculée aux faces beaucoup plus faible que dans la réalité, soit d'une mesure erronée de la masse perdue pendant la durée de l'essai, soit d'une couche limite simulée

non représentative de la réalité expérimentale. Néanmoins, Cette tendance doit être confirmée avec les autres cas d'essai.

En outre, les cas avec diamètre de canal constant affichent des écarts nettement plus importants en débit de carburant et en vitesse de régression, que dans les cas avec diamètre de canal variable. Cette tendance n'est en revanche pas observée pour la pression chambre et la vitesse caractéristique. En effet, en optant pour un modèle de combustion de flamme cohérente, le cas considérant les variations de diamètre du canal fournit une vitesse de régression moyenne acceptable par rapport à la valeur expérimentale, alors qu'avec le cas à diamètre de canal constant, l'écart atteint 44 %. Par conséquent, pour les autres cas d'essai, seuls les profils issus des calculs de cas à diamètre de canal variable sont pris en compte.

TABLE 6.4 – Comparaison Exp./Numérique en moyenne spatiale et temporelle pour la configuration HYCAT 12

Cas		$\langle \dot{m}_{fuel,tot} \rangle_t$ (kg.s <sup>-1</sup> )	$\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t$ (mm.s <sup>-1</sup> )	$\langle P_{ch} \rangle_t$ (MPa)	$C^*$ (m.s <sup>-1</sup> )
<b>Exp.</b>		$7.99 \times 10^{-3} \pm 4 \times 10^{-4}$	$0.33 \pm 0.03$	$3.62 \pm 5 \times 10^{-3}$	$1304.5 \pm 20$
<b>REF</b>	$\langle \bar{D}_{canal} \rangle_t$	$6.13 \times 10^{-3}$	0.31	3.46	1267.9
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-23.3	-3.6	-4.5	-2.8
	$\langle D_{canal} \rangle_t(z)$ variable	$6.41 \times 10^{-3}$	0.33	3.34	1223.1
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-19.9	0.9	-7.6	-6.2
<b>CIN</b>	$\langle \bar{D}_{canal} \rangle_t$	$6.27 \times 10^{-3}$	0.32	3.34	1224.4
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-21.5	-3.0	-7.7	-6.1
	$\langle D_{canal} \rangle_t(z)$ variable	$7.36 \times 10^{-3}$	0.38	3.35	1217.8
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-7.9	16.1	-7.2	-6.6
<b>FC</b>	$\langle \bar{D}_{canal} \rangle_t$	$3.55 \times 10^{-3}$	0.18	3.18	1196.4
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-55.5	-44.2	-12.1	-8.3
	$\langle D_{canal} \rangle_t(z)$ variable	$5.66 \times 10^{-3}$	0.29	3.25	1199.6
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-29.2	-10.9	-10.1	-8.0

Afin de confirmer les observations précédentes, les cas HYCAT 23 et HYCAT 26 sont considérés. Contrairement à l'étude comparative HYCAT 12, seuls les cas à diamètre variable sont considérés dans les tableaux 6.5 et 6.6. Le cas HYCAT 23 n'est différent du cas HYCAT 12 que par un niveau de pression plus faible engendré par un diamètre de col plus large (12.4 mm) et une durée de la phase hybride plus longue (17.2 s).

Le cas HYCAT 23 affiche des écarts de vitesse caractéristique plus importants que dans le cas HYCAT 12. Néanmoins, les écarts restent acceptables montrant la robustesse du modèle à reproduire les niveaux de ces grandeurs.

TABLE 6.5 – Comparaison Exp./Numérique en moyenne spatiale et temporelle pour la configuration HYCAT 23

Cas		$\langle \dot{m}_{fuel,tot} \rangle_t$ (kg.s <sup>-1</sup> )	$\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t$ (mm.s <sup>-1</sup> )	$\langle P_{ch} \rangle_t$ (MPa)	$C^*$ (m.s <sup>-1</sup> )
<b>Exp.</b>		$7.79 \times 10^{-3} \pm 5 \times 10^{-4}$	$0.32 \pm 0.02$	$1.20 \pm 5 \times 10^{-3}$	$1281.9 \pm 13$
<b>REF</b>	$\langle D_{canal} \rangle_t(z)$ variable	$6.0 \times 10^{-3}$	0.28	1.05	1135.5
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-23.0	-12.0	-12.8	-11.4
<b>CIN</b>	$\langle D_{canal} \rangle_t(z)$ variable	$6.17 \times 10^{-3}$	0.29	1.04	1125.2
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-20.8	-9.6	-13.5	-12.2
<b>FC</b>	$\langle D_{canal} \rangle_t(z)$ variable	$6.33 \times 10^{-3}$	0.29	1.11	1207.0
	$\epsilon(\mathbf{X})$ (%)	-18.8	-9.0	-7.1	-5.8

Contrairement à l'analyse comparative du cas d'essai HYCAT 12, le cas HYCAT 23 montre une sous-estimation stable et acceptable pour la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle, entre 9 et 12 % suivant le modèle combustion. En revanche, le débit de carburant présente, pour tous les cas, des écarts pratiquement deux fois plus importants que les différences observées pour la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle. Ainsi, le cas HYCAT 23 confirme les tendances observées avec le cas HYCAT 12. Les

hypothèses énoncées lors de l'analyse du cas d'essai HYCAT 12 sont donc aussi valables pour comprendre ces observations.

Pour le cas HYCAT 23, les écarts pour chaque grandeur étudiée sont pratiquement les mêmes pour tous les modèles de combustion présentés. Par conséquent, l'analyse en moyenne spatiale et temporelle du cas HYCAT 23 ne permet pas de conclure sur le choix du modèle de combustion.

L'essai HYCAT 26 a été réalisé avec la même géométrie que HYCAT 23 mais avec un débit d'oxydant deux fois plus élevé. D'après le tableau 6.6, la pression chambre et la vitesse caractéristique sont bien représentées. Ainsi, avec un débit d'oxydant deux fois plus élevé, la modélisation numérique est capable de représenter la pression chambre et la vitesse caractéristique en bon accord avec l'expérience. Cependant, comme pour les deux cas d'essai précédents, les écarts de débit de carburant sont toujours nettement supérieurs aux différences affichées par la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle. Ce phénomène est donc systématique montrant un réel défaut soit de la modélisation numérique ou soit de la méthodologie de validation.

D'autre part, la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle montre des écarts importants pour les cas utilisant un modèle de combustion turbulente alors que le cas avec la cinétique chimique affiche une vitesse de régression moyenne très proche de la valeur expérimentale.

TABLE 6.6 – Comparaison Exp./Numérique en moyenne spatiale et temporelle pour la configuration HYCAT 26

Cas	$\langle \dot{m}_{fuel,tot} \rangle_t$ (kg.s <sup>-1</sup> )	$\langle \bar{v}_{reg} \rangle_t$ (mm.s <sup>-1</sup> )	$\langle P_{ch} \rangle_t$ (MPa)	$C^*$ (m.s <sup>-1</sup> )	
<b>Exp.</b>	$14.87 \times 10^{-3} \pm 8 \times 10^{-4}$	$0.61 \pm 0.08$	$2.35 \pm 5 \times 10^{-3}$	$1296.0 \pm 12$	
<b>REF</b>	$\langle D_{canal} \rangle_t$ (z) variable	$10.15 \times 10^{-3}$	0.47	2.25	1268.4
	$\epsilon(X)$ (%)	-31.7	-23.0	-4.2	-2.1
<b>CIN</b>	$\langle D_{canal} \rangle_t$ (z) variable	$12.67 \times 10^{-3}$	0.59	2.25	1253.5
	$\epsilon(X)$ (%)	-14.8	-3.3	-4.2	-3.3
<b>FC</b>	$\langle D_{canal} \rangle_t$ (z) variable	$8.39 \times 10^{-3}$	0.39	2.18	1235.7
	$\epsilon(X)$ (%)	-43.6	-36.1	-7.4	-4.7

Dans tous les cas présentés, les valeurs de pression chambre et de vitesse caractéristique sont en moyenne bien reproduites avec une sous-estimation maximale respective de 13.5 % et 10 %. D'autre part, les cas avec diamètre de canal variable représentent mieux la vitesse de régression globale que dans le cas considérant un diamètre de canal constant. Le modèle EDM permet d'obtenir des écarts raisonnables en vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale et temporelle. En revanche, les écarts en débit de carburant calculé sont nettement supérieurs à ceux de la vitesse de régression moyenne. Plusieurs hypothèses expliqueraient ces écarts.

- Hypothèse expérimentale : la masse totale brûlée considère une quantité de masse perdue lors des phases d'allumage et d'extinction du moteur qui ne peut être pas négligée. Cette approche est cependant contestable car la masse de carburant est directement impliquée dans le calcul de vitesse de régression dans le canal par la technique de reconstruction balistique. Une masse surestimée impliquerait une vitesse de régression du combustible plus élevée et, par conséquent, une surestimation du diamètre final. Or pour les cas HYCAT 12, 23 et 26, le diamètre final se situe dans l'incertitude de mesure.
- La modélisation numérique ne représente pas correctement la couche limite, impliquant une distribution erronée de la vitesse de régression. Ces écarts nets en débit de carburant pourraient provenir d'une vitesse de régression très faible par rapport à l'expérience, sur les faces latérales du bloc. En effet, la contribution de la régression des faces à la masse perdue en cours d'essai est estimée à 14.6 % pour le cas HYCAT 12.
- Une autre possibilité serait que la distribution de la vitesse de régression le long du canal présente de fortes variations tout en affichant une valeur en moyenne relativement proche de la valeur expérimentale.

Dans ce dernier cas, la couche limite n'est donc absolument pas restituée. Pour vérifier cette hypothèse, les profils de vitesse de régression le long du combustible doivent être comparés.

### 6.3 Comparaison de la distribution spatiale de la vitesse de régression du combustible le long du canal en moyenne temporelle

Les profils de vitesse de régression du combustible des cas en moyenne temporelle sont comparés aux profils de vitesse de régression obtenus expérimentalement par la mesure des diamètres le long du canal du combustible selon l'expression (3.9). L'objectif de cette analyse est d'évaluer la capacité du modèle à restituer la distribution spatiale en moyenne temporelle de la vitesse de régression du combustible.

Comme pour l'analyse des grandeurs moyennes, les cas sont déclinés selon la géométrie du canal et les modèles de combustion afin de les répartir pour les essais HYCAT 12, 23 et 26.

En simulant les cas considérant un diamètre de canal constant le long du combustible, le cas utilisant le modèle de Magnussen restitue de manière satisfaisante le profil de vitesse de régression expérimentale entre  $z = 60$  et  $z = 220$  mm (figure 6.7). Le cas CIN montre aussi une restitution convenable. En revanche, pour le cas utilisant le modèle de flamme cohérente, le profil de vitesse de régression calculée sous-estime de manière importante le profil expérimental sauf dans la région comprise entre  $z = 180$  et  $220$  mm. Néanmoins, pour les deux cas utilisant un modèle de combustion turbulente, dans la région proche de l'entrée du canal, les profils de vitesse de régression du combustible présentent une forte baisse de niveau entre l'entrée et  $z = 30$  mm. Le cas CIN, en revanche, montre un pic de vitesse de régression à  $z = 25$  mm, surestimant la valeur expérimentale. Dans cette région, le flux thermique pariétal n'est donc pas correctement restitué, trahissant une représentation de la couche limite turbulente très différente de la réalité. Les différences observées pourraient être liées à une influence de la géométrie du canal. En effet, les simulations numériques sont réalisées à partir d'une configuration dans lequel le diamètre du canal est constant. Or, lors d'un essai hybride, la surface du combustible dans le canal ne régresse pas uniformément le long du bloc. La vitesse de régression du combustible est principalement le produit de la convection thermique. Proche de l'entrée du canal, la fine couche limite s'épaissit le long du combustible, réduisant le flux thermique à la paroi et la vitesse de régression. Or, à cause de l'ajout de masse produit par la pyrolyse du combustible, l'écoulement accélère intensifiant la convection thermique. Proche de la sortie du bloc, la vitesse de régression du combustible augmente alors. La compétition de ces deux mécanismes conduit alors à des variations du diamètre du canal le long du combustible et au cours du temps. Ces variations sont observées à travers les mesures de diamètres affichées aux figures 3.21, 3.23 et 3.24. D'autre part, les variations du diamètre du canal influent aussi sur le flux de masse total à travers le canal, et, par conséquent, sur la convection thermique. Ce couplage entre les phénomènes aérothermiques et les variations du diamètre n'est donc pas pris en compte dans les configurations à canal central.

Pour ces raisons, les profils de vitesse de régression pour les cas utilisant un diamètre variable le long du canal sont calculés et analysés (figure 6.8). Le profil de vitesse de régression du combustible le long du canal pour le cas utilisant le modèle de combustion de Magnussen est plus perturbé que dans le cas à diamètre du canal constant. Entre  $z = 60$  et  $z = 220$  mm, le profil est restitué de manière acceptable. Pour le cas utilisant le modèle de flamme cohérente, le profil de vitesse de régression affiche des variations plus stables et un niveau plus proche de l'expérience le long du canal entre  $z = 90$  mm et  $z = 220$  mm. Ainsi, en considérant les variations du diamètre dans le canal, la restitution est meilleure que dans le cas considérant un diamètre de canal constant. En revanche, dans la zone proche de l'entrée du canal, le niveau de la vitesse de régression calculé reste très bas par rapport à la valeur expérimentale.

Quant au cas utilisant la cinétique chimique, le profil de vitesse de régression n'est absolument pas restitué surestimant nettement le profil expérimental entre  $z = 120$  et  $z = 220$  mm. Cette observation reflète la surestimation de la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle affichée au tableau 6.4. Néanmoins, en deçà de  $60$  mm, comme pour les autres cas, le profil de vitesse de régression calculée sous-estime le profil expérimental.

Ainsi, malgré l'amélioration apportée par les variations du diamètre du canal, la modélisation numérique échoue à restituer la distribution de la vitesse de régression dans la zone de l'entrée du canal.



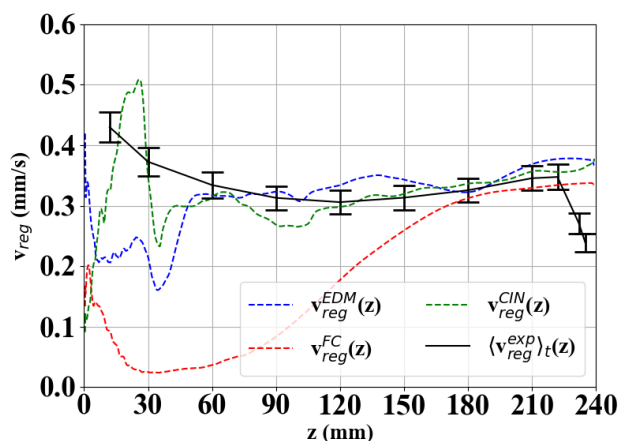


FIGURE 6.7 – HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre constant

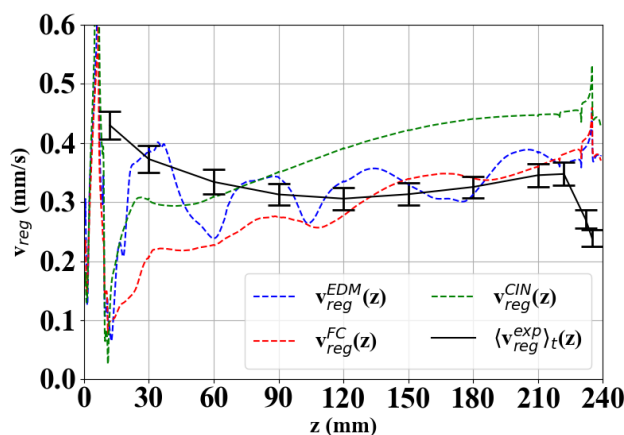


FIGURE 6.8 – HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre variable

Les profils de vitesse de régression du combustible le long du canal pour les cas associés aux essais HYCAT 23 et 26 sont montrés aux figures 6.9 et 6.10. Pour le cas HYCAT 23, pour tous les cas distingués par le modèle de combustion, les profils de vitesse de régression du combustible suivent la même tendance, contrairement aux observations effectuées pour le cas HYCAT 12. Les profils de vitesse de régression ne restituent pas les valeurs expérimentales entre l'entrée du canal et  $z = 90$  mm. Comme pour le cas HYCAT 12, le profil de vitesse de régression calculé dessine une légère pente moyenne croissante. Or cette vitesse devrait suivre un profil convexe. En effet, l'épaississement de la couche limite implique une diminution de la vitesse de régression alors que l'ajout de masse, augmentant le flux de masse total et la convection thermique, implique une intensification de cette dégradation. Par conséquent, la modélisation numérique ne restitue que le second mécanisme. Ainsi, la couche limite dans la zone proche de l'entrée du canal n'est pas correctement représentée.

Pour HYCAT 26, cette augmentation de la vitesse de régression du combustible est plus prononcée que pour le cas HYCAT 23. Ainsi, l'augmentation du débit d'oxydant accentue le phénomène d'accroissement corroborant l'influence prépondérante de l'augmentation du flux de masse total le long du canal. Comme pour les autres cas étudiés, dans la zone proche de l'entrée du canal, les profils de vitesse de régression ne sont absolument pas restitués.

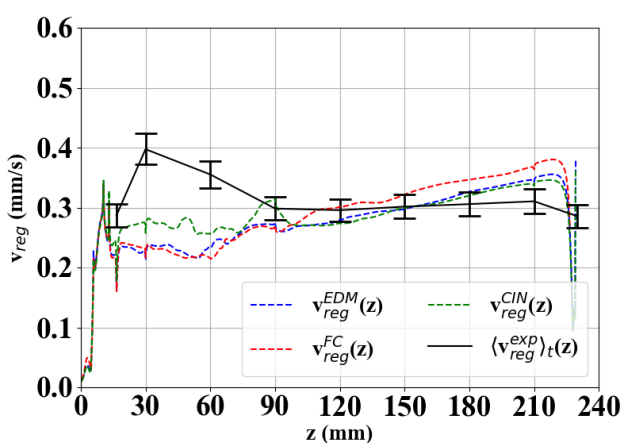


FIGURE 6.9 – HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre variable

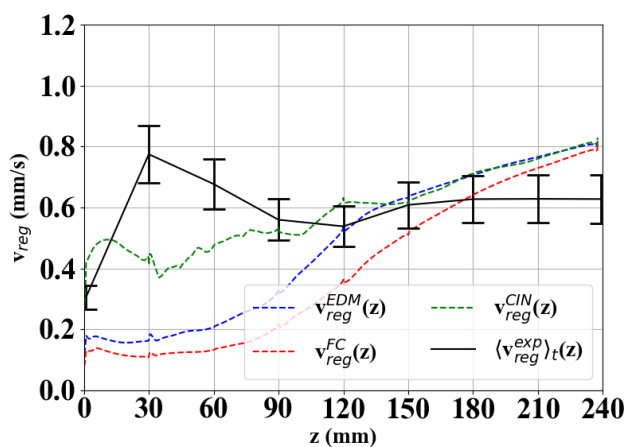


FIGURE 6.10 – HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal avec diamètre variable

La comparaison des profils de vitesse de régression en moyenne temporelle a montré que, dans la zone proche de l'entrée du canal, la modélisation ne parvient pas à restituer correctement les variations de la vitesse de régression malgré la prise en compte des variations du diamètre du canal. La couche limite à l'entrée du canal n'est donc pas correctement représentée. De plus, pour tous les cas d'essai considérés, le profil de vitesse de régression se caractérise par une pente moyenne croissante. Cet effet est d'autant plus prononcé que le débit d'oxydant est élevé. La modélisation numérique ne représente donc que l'effet de l'augmentation du flux de masse total dans le canal.

L'échec de la restitution de la couche limite à l'entrée du canal pourrait provenir de la complexité de son interaction avec l'écoulement issu de l'anneau d'injection. En effet, alors que le combustible régresse radialement au cours du temps, la section de l'anneau d'injection reste fixe. Ainsi, le flux thermique diminue dans cette zone au fur et à mesure de la dégradation à cause du développement d'un écoulement de marche engendré par la différence des diamètres de l'anneau et du combustible (figure 6.11). Ce phénomène se traduit par une diminution de la vitesse de régression à l'entrée du canal.

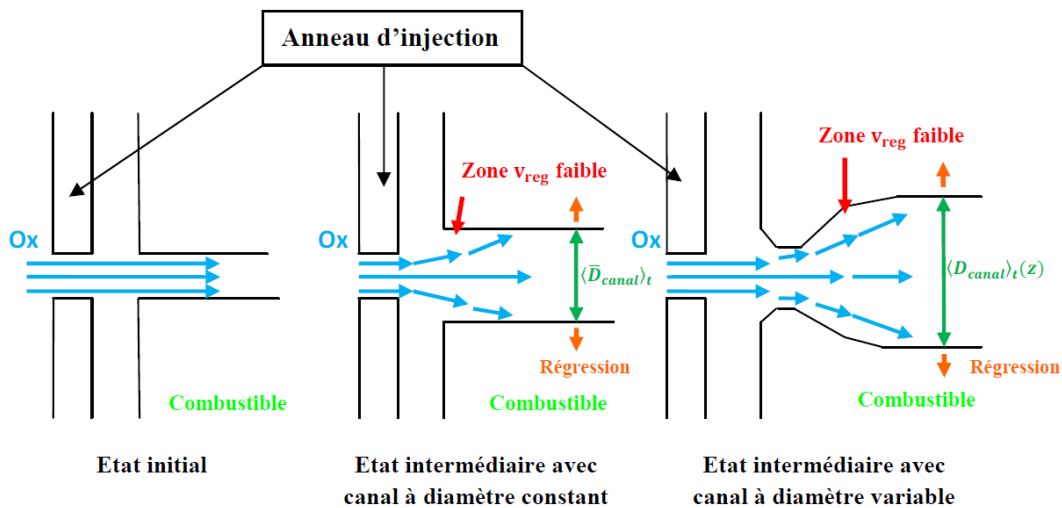


FIGURE 6.11 – Configuration de l'écoulement calculé entre l'anneau d'injection et l'entrée du canal du combustible

Afin d'améliorer la compréhension du comportement de l'écoulement dans la zone à l'entrée du canal du combustible, les profils de la vitesse longitudinale et la température sont analysés. D'autres grandeurs telles que la fraction massique des espèces et la fraction de mélange sont étudiées pour certains cas.

D'abord, la zone de l'anneau d'injection est considérée. La figure 6.12 montre des profils de vitesse longitudinale assez similaires avec un contre-courant proche de la paroi identifiant une zone de recirculation au niveau de l'anneau d'injection. Néanmoins, la configuration avec un diamètre de canal constant montre une vitesse de contre-courant maximale deux fois supérieure à celle de la configuration à diamètre de canal variable. À la figure 6.13, le profil de température pour la configuration à diamètre de canal variable montre la présence d'une flamme. Pour la configuration à diamètre de canal constant, une augmentation de la température est effectivement observée à proximité de la paroi.

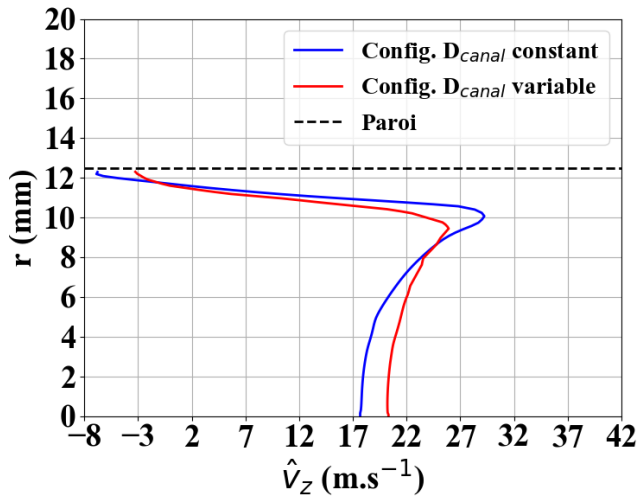


FIGURE 6.12 – HYCAT 12 : profils de vitesse de la composante longitudinale dans la zone de l'anneau d'injection

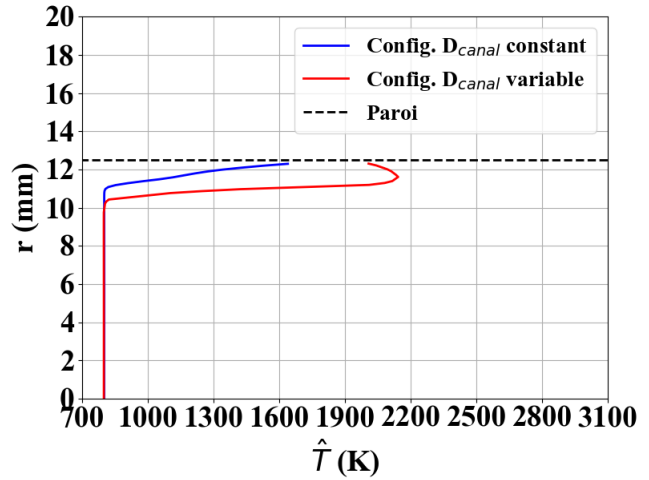


FIGURE 6.13 – HYCAT 12 : profils de la température dans la zone de l'anneau d'injection

La figure 6.14 montre que, pour la configuration à diamètre de canal constant, l'éthylène n'est pas présent. Ainsi, dans la zone jouxtant la paroi, les produits de réaction proviennent, via le contre-courant, du processus de combustion dans le canal du combustible. Plus chauds que les gaz entrant, les produits de réaction entraînent alors une élévation de la température dans la zone jouxtant la paroi, conformément aux observations du profil de température. Il n'y a donc pas de combustion au niveau de l'anneau d'injection dont la fraction de mélange n'est pas assez élevée pour atteindre la stœchiométrie (figure 6.15). Pour la configuration à diamètre de canal variable, à cause du renflement à l'entrée du canal, l'éthylène produit par la pyrolyse de la face avant du combustible, piégé, est donc transporté par le contre-courant vers l'anneau d'injection créant ainsi une zone de combustion à cet endroit.

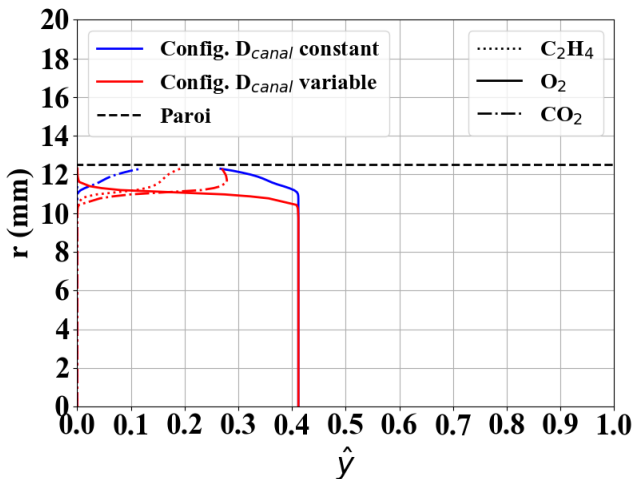


FIGURE 6.14 – HYCAT 12 : profils de la fraction massique des espèces  $C_2H_4$ ,  $O_2$  et  $CO_2$  dans la zone de l'anneau d'injection

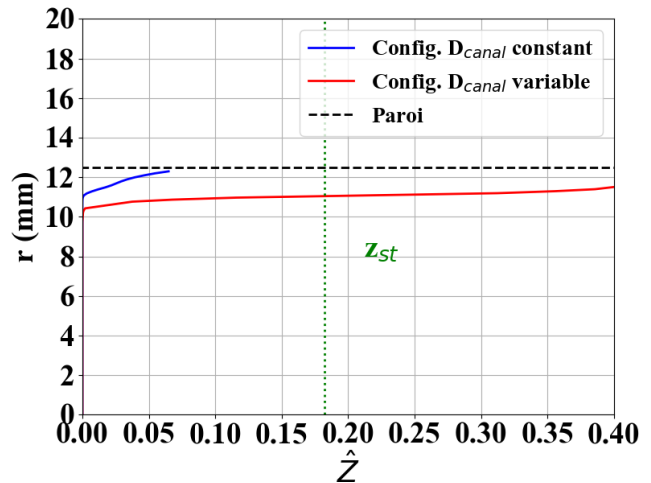


FIGURE 6.15 – HYCAT 12 : profils de la fraction de mélange dans la zone de l'anneau d'injection

Les figures 6.16 et 6.17 affichent les profils de vitesse longitudinale pour trois positions sur la zone proche de l'entrée du canal pour le cas d'essai HYCAT 12. Pour la configuration à diamètre de canal constant, la zone de recirculation caractérisée par le contre-courant est délimitée à  $z = 22$  mm depuis l'entrée du canal. De plus, dans la région correspondant à la zone de recirculation, la vitesse de l'écoulement diminue à cause de l'effet divergent créé par la différence entre les diamètres de l'anneau d'injection et du combustible. Au delà,

l'écoulement accélère à cause de l'effet d'ajout de masse dans le canal. Pour la configuration à diamètre de canal variable, la zone de recirculation est plus étendue, atteignant  $z = 70$  mm. Contrairement à la configuration précédente, l'effet divergent est moins prononcé, montrant une baisse de vitesse moins conséquente.

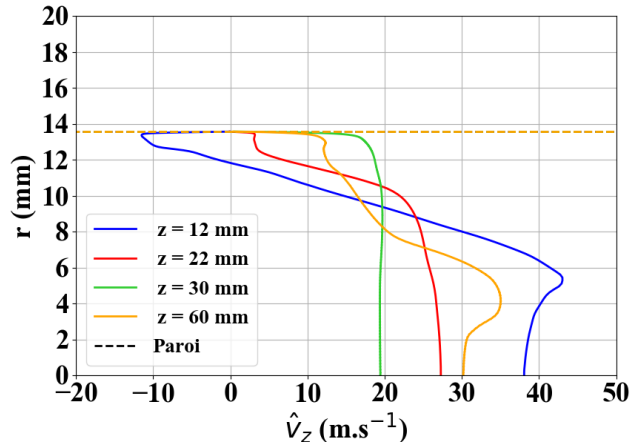


FIGURE 6.16 – HYCAT 12 : profils de vitesse de la composante longitudinale dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal constant

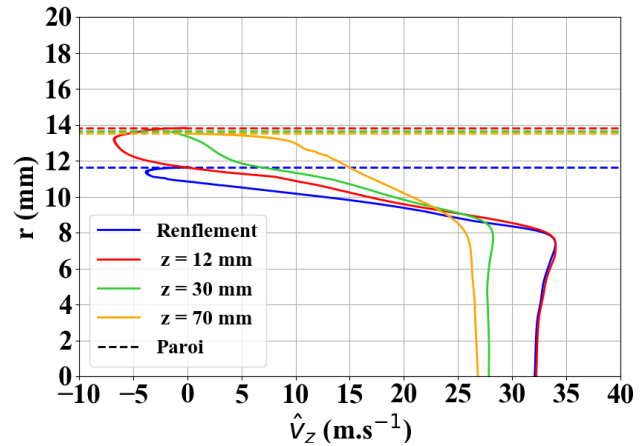


FIGURE 6.17 – HYCAT 12 : profils de vitesse de la composante longitudinale dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable

La configuration à diamètre de canal constant présente, d'après les profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal, une région de faible combustion avec une température de flamme ne dépassant pas 1650 K, en deçà de  $z = 30$  mm (figure 6.18). Le processus de combustion devient important seulement à partir de  $z = 60$  mm. Cette baisse d'activité est corrélée à l'effondrement du niveau de la vitesse de régression du combustible dans cette même région (figure 6.7). En revanche, pour la configuration à diamètre de canal variable, le processus de combustion est déjà opérationnel à la zone du renflement (figure 6.19) et serait même en continuité avec la flamme initiée dès l'anneau d'injection observée aux figures 6.14 et 6.15.

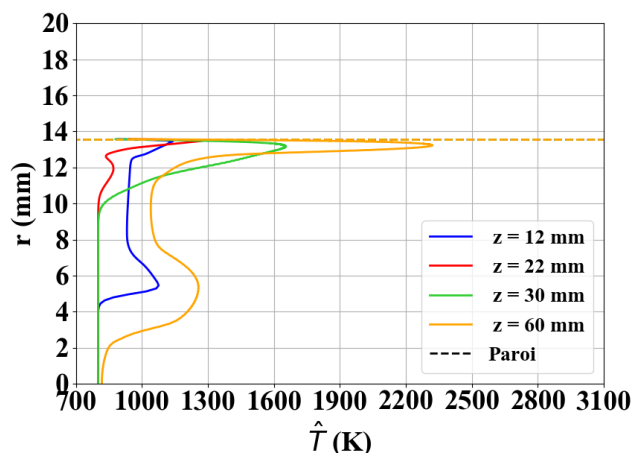


FIGURE 6.18 – HYCAT 12 : profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal constant

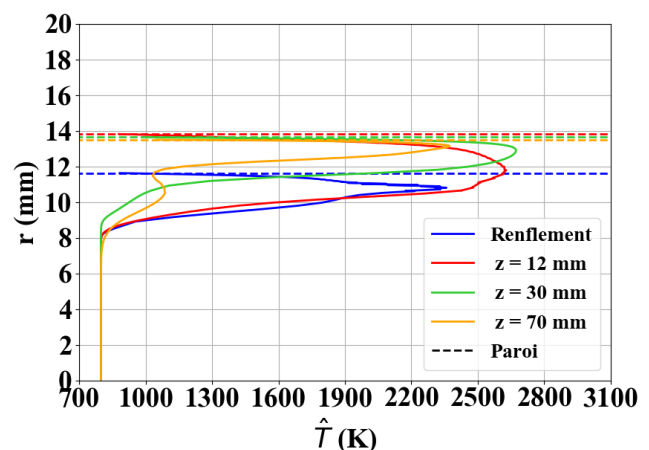


FIGURE 6.19 – HYCAT 12 : profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable

La présence précoce de la flamme serait alors la cause d'un profil de vitesse de régression mieux représenté dans la zone proche de l'entrée du canal.

Le cas d'essai HYCAT 23, comme pour HYCAT 12, montre une zone de recirculation dans la zone d'entrée du canal, se résorbant à  $z = 90$  mm et une combustion déjà amorcée en amont de l'entrée du canal (figures 6.20 et 6.21). Cependant, le profil de vitesse de régression du combustible associé à la configuration présentée montre de grands écarts avec l'expérience alors que la présence du processus de combustion à l'entrée du canal aurait dû améliorer sa représentation.

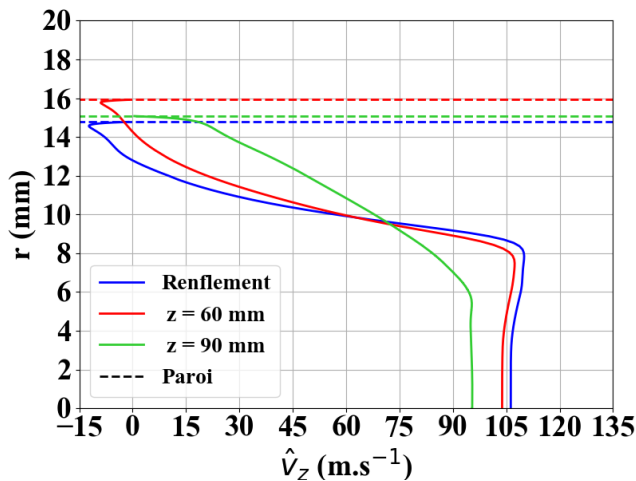


FIGURE 6.20 – HYCAT 23 : profils de vitesse longitudinale dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable

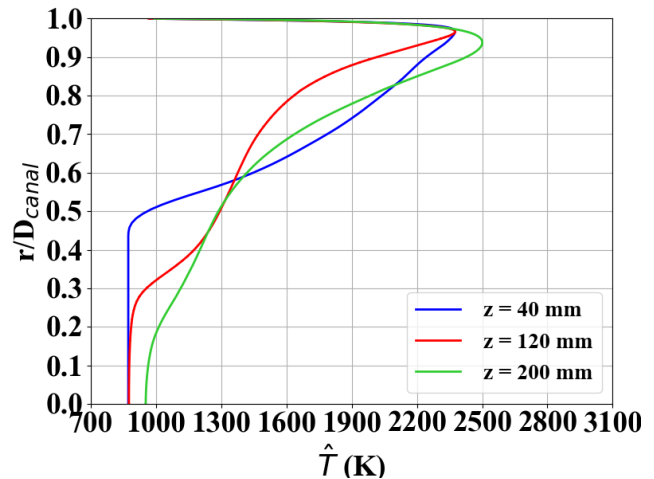


FIGURE 6.21 – HYCAT 23 : profils de température dans la zone proche de l'entrée du canal pour la configuration en moyenne temporelle à diamètre de canal variable

De plus, expérimentalement, d'autres phénomènes sont aussi mis en jeu, associés à la phase visqueuse du PEHD ou à la chimie de décomposition du PEHD. La modélisation IGS utilisée ne prend pas en compte ces phénomènes et considère une dégradation très simple du PEHD. Des études complémentaires doivent être effectuées pour mieux saisir les phénomènes physiques impliqués dans cette zone afin d'améliorer la modélisation numérique.

Le moteur hybride a été choisi en raison de l'injecteur catalytique impliquant un écoulement entièrement en phase gazeuse. Cet écoulement plus simple réduit la complexité de la modélisation, facilitant son étude. Cependant, la proximité de l'anneau d'injection à l'entrée du combustible a créé une complexité supplémentaire à cause de la différence de diamètres entre le canal et l'anneau d'injection, se produisant en cours d'essai. La validation de la modélisation numérique s'avère donc plus compliquée que prévu. Le processus de validation pourrait alors se baser sur des essais HYCAT ayant un anneau d'injection suffisamment éloigné de la face avant du bloc de combustible pour que l'impact sur l'écoulement à l'entrée du canal soit minimal.

La modélisation numérique requiert non seulement une validation de sa capacité à représenter la distribution spatiale de la vitesse de régression du combustible le long du canal mais aussi à restituer l'évolution temporelle de la vitesse de régression durant un essai.

## 6.4 Validation de l'évolution temporelle de la vitesse de régression du combustible pendant la phase hybride

La faculté de la modélisation numérique comprenant le modèle IGS à simuler la vitesse de régression à des instants donnés pendant la durée de l'essai est indispensable pour comprendre le comportement de la dégradation du bloc de combustible. La modélisation proposée est donc éprouvée par un processus de validation temporelle en comparant la vitesse de régression calculée numériquement à la valeur instantanée obtenue par la méthode de reconstruction balistique décrite au chapitre 3. Le processus de validation s'effectue en deux étapes.

- Une comparaison en moyenne spatiale de la vitesse de régression instantanée est réalisée. La valeur expérimentale en moyenne spatiale de la vitesse de régression est directement obtenue par la méthode de reconstruction balistique qui suppose un diamètre de canal constant. Par conséquent, une première approche est effectuée en considérant des simulations à configuration de moteur hybride à canal constant.
- Un processus de validation séparant le temps et l'espace ne peut rendre compte du couplage qui se manifeste par une évolution du profil du diamètre du canal au cours du temps. De plus, l'analyse précédente a mis en évidence la nécessité de simuler des cas de calcul avec un diamètre variable dans le canal que la méthode de reconstruction balistique est incapable de produire. Pour engendrer de tels profils, une méthode de restitution expérimentale a été développée au chapitre 3. Les profils de diamètre du canal et de vitesse de régression du combustible à un instant donné peuvent être donc restitués.

### 6.4.1 Vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale le long du combustible

À cause du faible niveau de vitesse de régression ( $< 1 \text{ mm.s}^{-1}$ ) et d'une vitesse d'écoulement dans le canal de l'ordre de  $10\text{-}25 \text{ m.s}^{-1}$ , l'évolution des dimensions et de la géométrie du canal est supposée négligeable au regard du temps. Par conséquent, une simulation numérique quasi-stationnaire d'une configuration de géométrie fixée correspondant à un instant donné de l'essai pourrait être effectuée pour représenter l'écoulement et la vitesse de régression du combustible à ce même instant. La technique de reconstruction balistique est utilisée pour obtenir une valeur de vitesse de régression instantanée à partir des données expérimentales. Ainsi une méthode de validation temporelle de la modélisation numérique est établie (figure 6.22).

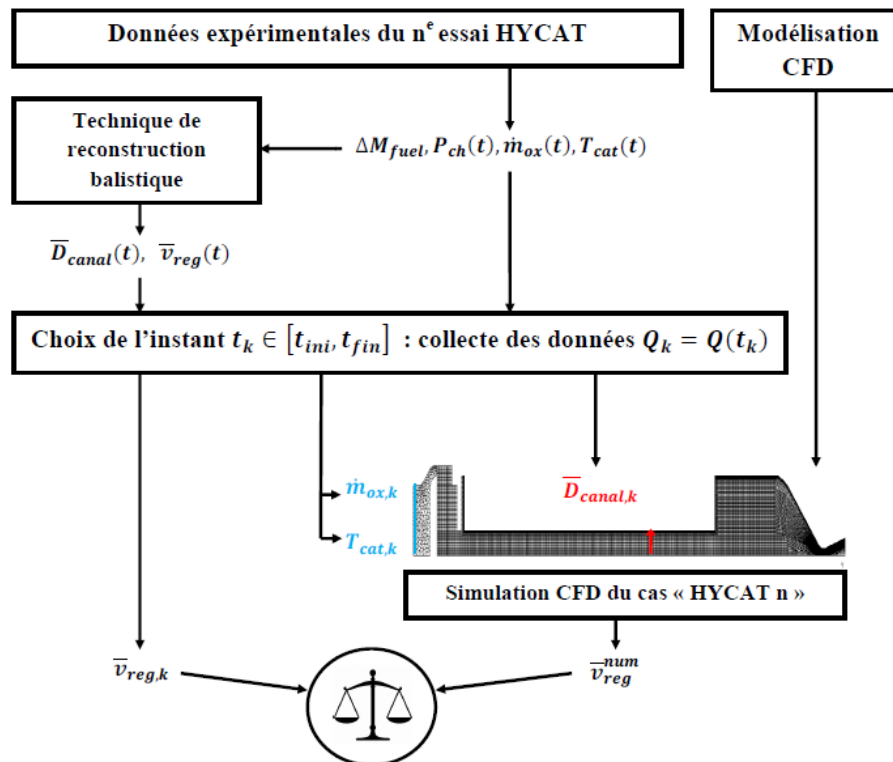


FIGURE 6.22 – Diagramme de la méthode de validation temporelle en moyenne spatiale du modèle IGS par comparaison de la vitesse de régression du combustible entre la simulation et l'expérience

Un instant  $t_k$  est choisi pendant la phase hybride d'un essai HYCAT. Les évolutions des grandeurs expérimentales telles que la pression chambre sont mesurées par le système de mesure de l'essai. Les évolutions temporelles de diamètre du canal et de la vitesse de régression en moyenne spatiale sont obtenues par la méthode

de reconstruction balistique. À l'instant  $t_k$ , un ensemble de paramètres constants tels que le diamètre du canal, la longueur du bloc, la vitesse de régression, le débit et la température de l'oxydant est obtenu, associé à l'instant choisi. Le diamètre et la longueur du bloc déterminent la géométrie de la configuration de la chambre du moteur HYCAT à simuler. Le débit et la température de l'oxydant ainsi relevés sont imposés en conditions limites à la zone d'injection catalytique. Ces paramètres suffisent au calcul du domaine fluide puisque la vitesse d'injection du carburant, la distribution des espèces et la température à la surface du combustible sont calculées par le modèle IGS. La concentration du peroxyde d'hydrogène n'est pas supposée variable, fixant, pour tous les cas de calcul, la distribution des espèces à la sortie du catalyseur. La vitesse de régression en moyenne spatiale de la simulation est obtenue en moyennant spatialement le profil de vitesse de régression le long du canal uniquement. La valeur est ensuite comparée à la vitesse de régression relevée à l'instant  $t_k$  lors de la collecte des résultats expérimentaux.

L'évolution de la vitesse de régression instantanée est naturellement bruitée et la valeur à l'instant précis a peu de sens à cause de l'hypothèse de la quasi-stationnarité de l'écoulement. Par conséquent, la vitesse de régression utilisée pour la comparaison avec les simulations est moyennée temporellement sur une plage de 0.1 s au voisinage de l'instant choisi. Avec cette approche, la valeur obtenue serait plus représentative des tendances globales de l'évolution de la vitesse de régression du combustible durant un essai.

La méthode de validation est donc effectuée en choisissant trois instants durant la phase hybride approximativement équirépartis entre eux afin de recouvrir l'évolution globale de la vitesse de régression pendant l'essai. Par conséquent, pour chaque instant, le débit et la température de l'oxydant, la pression chambre, le diamètre du canal, la longueur du bloc et la vitesse de régression du combustible sont relevés. Le cas HYCAT 12 sert ici de témoin pour justifier la nécessité d'opter pour une configuration avec des variations du diamètre le long du canal. Par conséquent, les cas HYCAT 23 et 26 sont traités dans la section 6.4.2.

Pour l'essai HYCAT 12, les instants choisis sont 5.5, 7.5 et 9.5 s dans l'intervalle [4.0, 10.3] et les données relevées sont affichées dans le tableau 6.7.

TABLE 6.7 – Données instantanées obtenues par la méthode de reconstruction à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 12

Cas	t = 5.5 s	t = 7.5 s	t = 9.5 s
$\dot{m}_{ox}$ (kg.s <sup>-1</sup> )	$9.62 \times 10^{-2}$	$9.76 \times 10^{-2}$	$9.9 \times 10^{-2}$
T <sub>ox</sub> (K)	810	846	853
P <sub>ch</sub> (MPa)	3.60	3.67	3.67
$\bar{D}_{canal}$ (mm)	25.99	27.5	28.9
$\bar{L}_{fuel}$	239.5	238.9	238.2
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.38	0.38	0.34

Parce que la technique de reconstruction balistique ne peut que donner un diamètre de canal constant représentant la valeur moyenne spatiale le long du canal, les simulations sont effectuées avec un diamètre constant. Les résultats des simulations et leur comparaison avec les résultats expérimentaux respectifs sont montrés au tableau 6.8. Pour chaque instant, deux simulations numériques sont réalisées avec un modèle de combustion différent (les modèles de Magnussen et de flamme cohérente). Pour le cas avec le modèle de combustion turbulente de Magnussen, les écarts absolus en vitesse de régression sont importants à  $t = 7.5$  s. Les calculs sous-estiment la valeur de la vitesse de régression comme constaté sur les profils de vitesse de régression lors du processus de validation spatiale en moyenne temporelle. Les différences se creusent avec l'utilisation du modèle de flamme cohérente à  $t = 7.5$  s. La figure 6.23 montre que les valeurs calculées ne suivent absolument pas l'évolution expérimentale de la vitesse de régression du combustible durant la phase hybride, en particulier, à l'instant  $t = 7.5$  s présentant les écarts les plus importants. La modélisation numérique et la configuration HYCAT choisie ne sont donc pas validées temporellement. L'utilisation du modèle de flamme cohérente n'a pas amélioré les résultats.

TABLE 6.8 – Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 12

Cas	t = 5.5 s	t = 7.5 s	t = 9.5 s
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.38	0.38	0.34
$\bar{v}_{reg}^{num,EDM}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.31	0.30	0.29
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{EDM}$ (%)	-19.6	-22.5	-17.1
$\bar{v}_{reg}^{num,FC}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.30	0.22	0.23
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{FC}$ (%)	-21.4	-41.5	-32.7

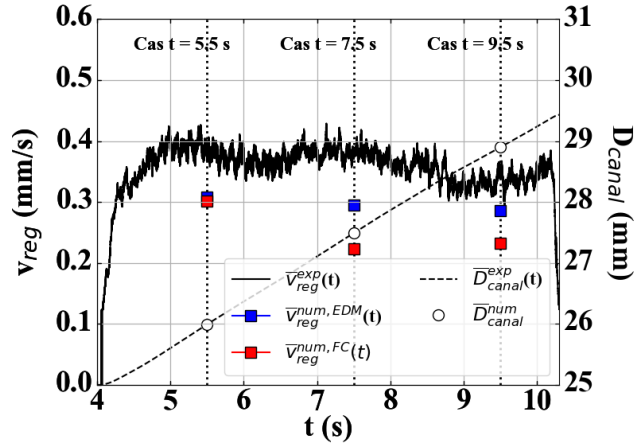


FIGURE 6.23 – Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 12 avec canal à diamètre constant.

La modélisation numérique utilisée ne peut donc être validée temporellement à cause des écarts importants entre la vitesse de régression obtenue par simulation et la valeur relevée expérimentalement. Cependant, la méthodologie est contestable car la valeur de vitesse de régression moyenne est calculée le long d'un canal à diamètre constant. Or, à la section 6.3, la comparaison des valeurs de vitesse de régression moyenne a montré que l'utilisation des variations du diamètre du canal améliore le résultat. En particulier, avec l'utilisation du modèle de flamme cohérente, les écarts en vitesse de régression ont été nettement réduits en considérant les variations du diamètre le long du canal. La méthode de comparaison utilisée requiert donc d'être modifiée. Pour cela, une technique de restitution de la distribution spatiale et temporelle du diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible est nécessaire. La méthode de restitution développée au chapitre 3 offre alors cette possibilité. Par conséquent, le processus de validation se poursuit en considérant la restitution du comportement spatial et temporel de la vitesse de régression du combustible et du diamètre du canal.

#### 6.4.2 Distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible

Le processus de validation précédemment réalisé a été effectué en considérant des configurations de calcul à canal de combustible de diamètre constant. Cette approche limite pourtant la méthode de validation qui ne peut pas rendre compte des effets de la géométrie du canal sur la vitesse de régression pour un instant donné. Les distributions spatiales et temporelles de la vitesse de régression et du diamètre du canal sont donc nécessaires pour obtenir une validation exhaustive de la capacité de la modélisation numérique à reproduire la distribution de la vitesse de régression sur le combustible.

Une méthode de restitution des profils de vitesse de régression et du diamètre le long du canal en fonction du temps a été mise en place à partir de la conservation de la masse de carburant et de l'hypothèse sur la proportionnalité entre les variations instantanées et finales du diamètre du canal. La méthode est décrite au chapitre 3. La méthode de validation présentée précédemment (figure 6.22) est donc modifiée (figure 6.24).



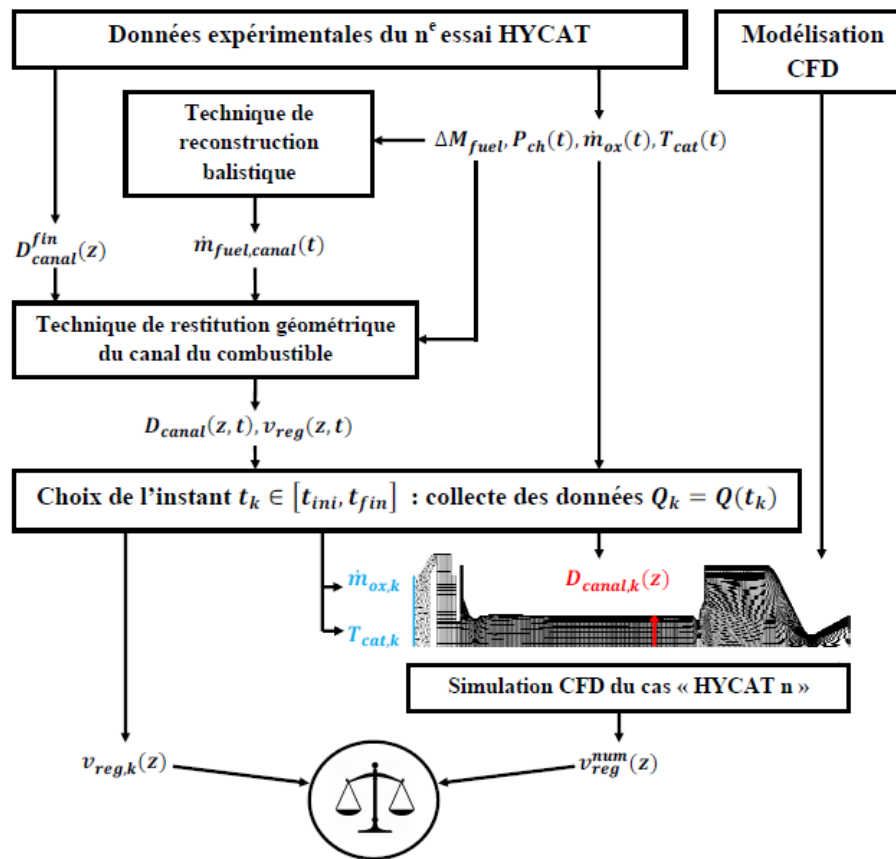


FIGURE 6.24 – Diagramme de la méthode de validation temporelle et spatiale de la modélisation numérique par la comparaison de la vitesse de régression du combustible entre la simulation et l'expérience

La combinaison de la technique de reconstruction balistique, fournissant le débit de carburant instantané dans le canal, avec la technique de restitution, utilisant les variations du diamètre mesurées après essai, établit les distributions spatiales et temporelles de la vitesse de régression du combustible et du diamètre du canal.

Pour un instant  $t_k$  choisi dans la phase hybride, non seulement un ensemble de paramètres constants est relevé, incluant le débit et la température de l'oxydant, mais aussi les distributions spatiales du diamètre du canal et de la vitesse de régression à l'instant choisi. La configuration HYCAT associée à cet instant possède donc un canal dont la géométrie imposée est formée par le profil de diamètre relevé. En revanche, la technique de restitution analytique ne prend pas en compte la régression des faces du combustible. Par conséquent, la forme des faces n'est pas modifiée. Le profil de vitesse de régression obtenu par le calcul est donc comparé à la restitution expérimentale de la vitesse de régression dans le canal.

Pour l'essai HYCAT 12, les instants utilisés pour la validation temporelle en moyenne spatiale sont repris. En considérant les calculs avec diamètre de canal variable, les écarts en vitesse de régression instantanée, à la figure 6.25, sont nettement réduits par rapport au cas avec diamètre de canal constant. En particulier, pour le cas utilisant le modèle de Magnussen, la sous-estimation maximale est de 5.5 % alors que, pour le cas utilisant le modèle de flamme cohérente, cette différence est de 17.9 % (tableau 6.9).

Les figures 6.26, 6.27 et 6.28 montrent les distributions de la vitesse de régression le long du canal en fonction des instants choisis. Pour les trois instants considérés, la modélisation numérique utilisant le modèle de flamme cohérente semble être la plus adaptée pour reproduire entre  $z = 90$  et  $220$  mm la vitesse de régression du combustible. Pourtant, les écarts de la vitesse de régression en moyenne spatiale entre les valeurs calculée et expérimentale sont supérieurs à ceux observés avec le modèle de combustion de Magnussen. Néanmoins, pour le cas avec le modèle de flamme cohérente, ces différences restent acceptables.

TABLE 6.9 – Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 12

Cas	t = 5.5 s	t = 7.5 s	t = 9.5 s
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.38	0.38	0.34
$\bar{v}_{reg}^{num,EDM}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.37	0.36	0.33
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{EDM}$ (%)	-2.8	-5.5	-3.8
$\bar{v}_{reg}^{num,FC}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.31	0.33	0.30
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{FC}$ (%)	-17.9	-14.5	-12.45

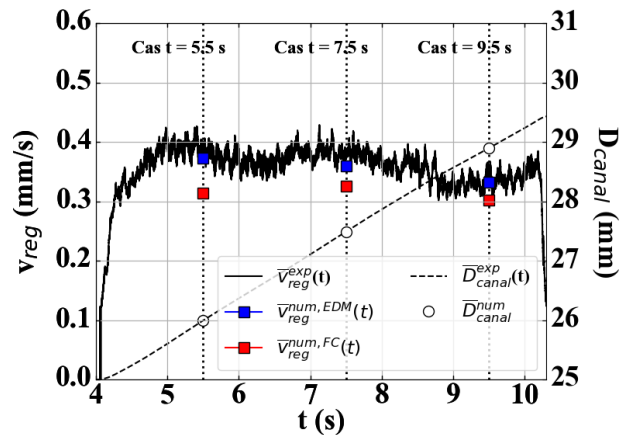


FIGURE 6.25 – Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 12 avec canal à diamètre variable.

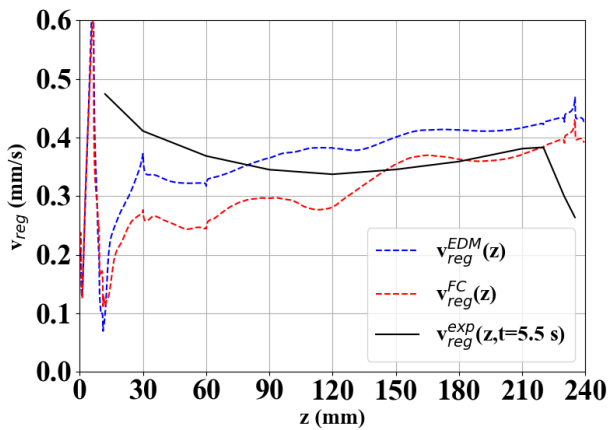


FIGURE 6.26 – Cas HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à t = 5.5 s.

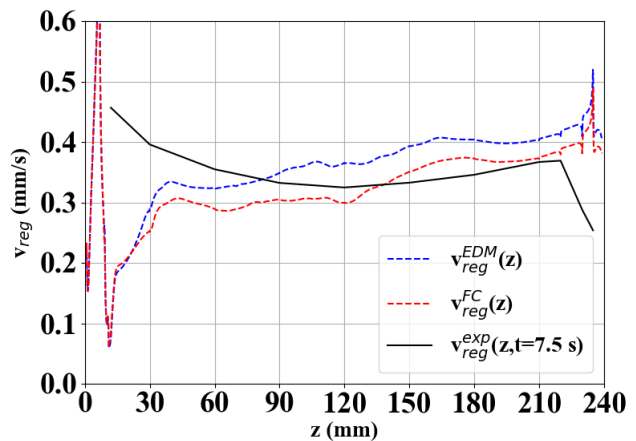


FIGURE 6.27 – Cas HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à t = 7.5 s.

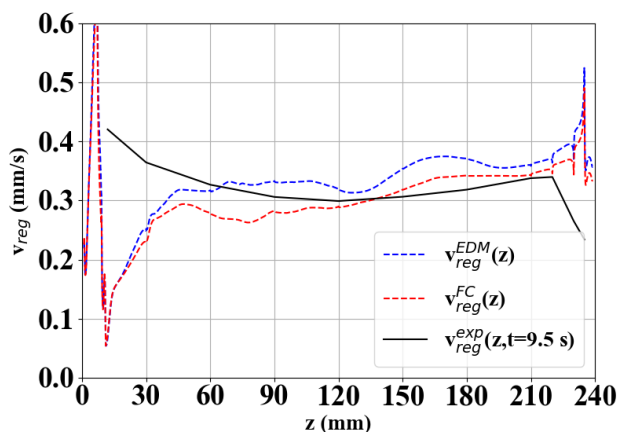


FIGURE 6.28 – Cas HYCAT 12 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à t = 9.5 s.

À tous les instants, la vitesse de régression à l'entrée du canal reste sous-estimée quel que soit le modèle de combustion.

Le processus de validation se poursuit en considérant l'essai HYCAT 23. Comme pour l'essai HYCAT 12, trois instants sont choisis pour la validation temporelle de la modélisation. L'essai HYCAT 23 est particulièrement long par rapport aux autres essais choisis dans cette thèse avec une durée hybride de 17.2 s. Les instants choisis sont donc 10, 14 et 18 s et les données expérimentales relevées à ces instants sont affichées au tableau 6.10.

TABLE 6.10 – Données instantanées obtenues par la méthode de reconstruction à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 23

Cas	t = 10.0 s	t = 14.0 s	t = 18.0 s
$\dot{m}_{ox}$ (kg.s <sup>-1</sup> )	$1.056 \times 10^{-1}$	$1.046 \times 10^{-1}$	$1.047 \times 10^{-1}$
T <sub>ox</sub> (K)	840.4	861	869
P <sub>ch</sub> (MPa)	1.17	1.26	1.24
$\bar{D}_{canal}$ (mm)	28.4	30.9	33.3
$\bar{L}_{fuel}$	238.6	237.4	235.8
$\bar{v}_{reg}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.33	0.33	0.32

Le niveau observé de la vitesse de régression du combustible en moyenne spatiale restituée pour les instants relevés se montre très stable autour de la valeur 0.33 mm.s<sup>-1</sup> à partir de t = 8 s (figure 6.29). Cependant, la modélisation numérique n'est pas capable de respecter cette constance (tableau 6.11).

TABLE 6.11 – Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 23

Cas	t = 10.0 s	t = 14.0 s	t = 18.0 s
$\bar{v}_{reg}^{exp}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.33	0.33	0.32
$\bar{v}_{reg}^{num,EDM}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.33	0.28	0.26
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{EDM}$ (%)	0.0	-15.2	-18.8
$\bar{v}_{reg}^{num,FC}$ (mm.s <sup>-1</sup> )	0.33	0.29	0.26
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{FC}$ (%)	0.0	-12.1	-18.8

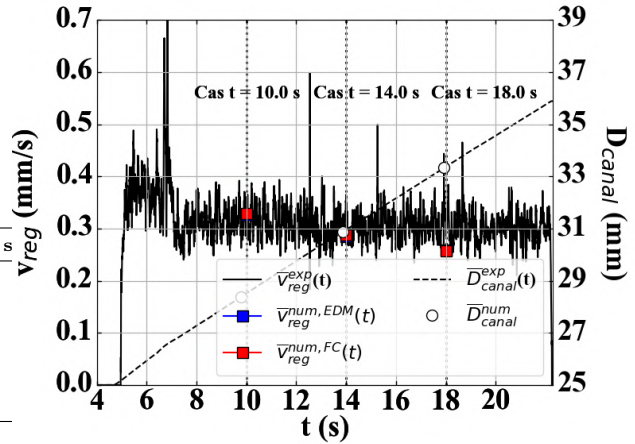


FIGURE 6.29 – Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 23

Les figures 6.30, 6.31 et 6.32 montrent les profils de vitesse de régression le long du canal du cas d'essai HYCAT 23. À t = 10 s, alors que la valeur en moyenne spatiale de la vitesse de régression du combustible affiche un très bon accord avec l'expérience (tableau 6.11), le profil calculé ne suit absolument pas les variations expérimentales.

À t = 14 s, le niveau de vitesse de régression pour les profils calculés a baissé à cause de la diminution du flux de masse à travers le canal provoquée par son élargissement. Parce que le niveau du profil restitué expérimentalement de la vitesse de régression n'a presque pas été affecté, l'effet de compensation disparaît laissant un écart plus conséquent sur la valeur moyenne au voisinage de 14 %.

À t = 18 s, les profils de vitesse de régression du combustible ont un niveau qui continue de baisser entraînant de nouveau une augmentation de l'écart en moyenne spatiale de la vitesse de régression atteignant les environs de 20 %.

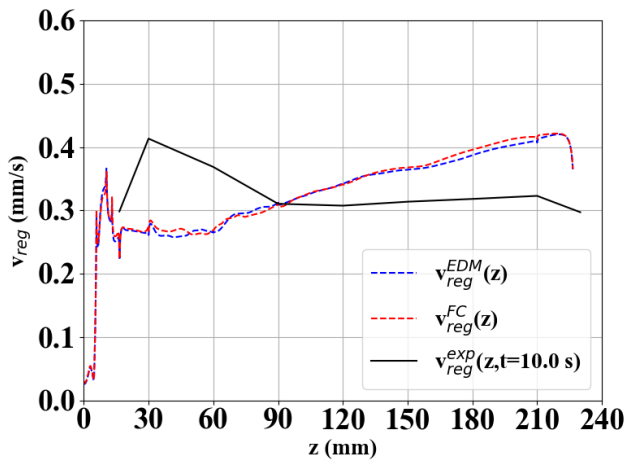


FIGURE 6.30 – Cas HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à  $t = 10$  s.

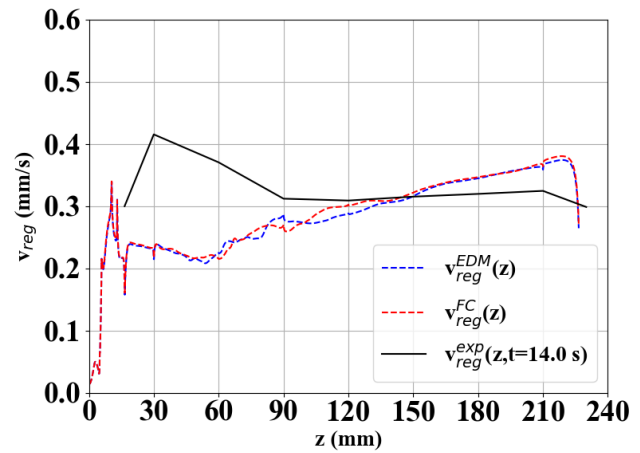


FIGURE 6.31 – Cas HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à  $t = 14$  s.

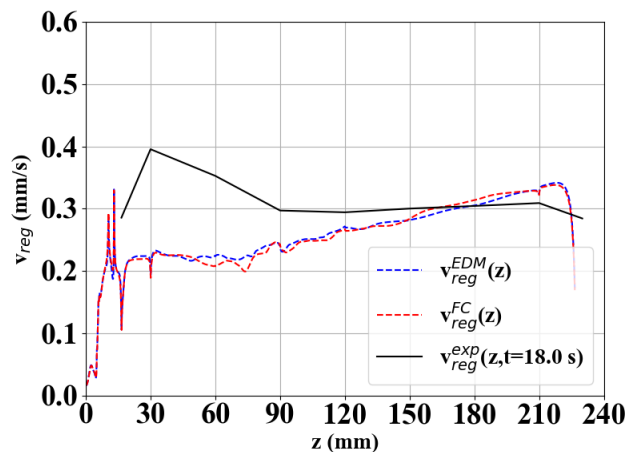


FIGURE 6.32 – Cas HYCAT 23 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à  $t = 18$  s.

Comme il a été constaté lors de l'analyse des profils de vitesse en moyenne temporelle, la modélisation numérique n'a pas pu représenter correctement la couche limite à l'entrée du canal pour tous les instants présentés. Le cas HYCAT 23 a aussi mis en lumière la diminution de la vitesse de régression calculée en fonction du temps trahissant l'influence prédominante du flux de masse total à travers le canal. En effet, pendant un essai, le diamètre du canal augmente à cause de la régression, diminuant le flux de masse total traversant le canal. La convection thermique à la surface du combustible diminuée, la vitesse de régression diminue aussi. Ce phénomène est aussi confirmé par la tendance croissante de la vitesse de régression le long du canal qui traduit une augmentation de la vitesse de régression par l'accroissement du flux de masse total le long du canal. La cause est l'ajout de masse dû à la dégradation du combustible.

Toutefois, les profils de vitesse de régression du combustible reconstitués par la méthode de restitution sont aussi contre-intuitifs. En effet, pour le cas HYCAT 23, entre  $z = 90$  mm et  $z = 210$  mm, la vitesse de régression est quasi constante, en contradiction avec l'effet d'accroissement du flux de masse total à travers le canal qui devrait conduire à une dégradation plus intense via la convection thermique. De plus, cet essai est unique et nécessite donc d'être reproduit expérimentalement afin de confirmer les résultats obtenus.

D'autre part, la méthode de restitution est basée sur l'hypothèse d'une variation de diamètre du canal au cours d'un essai proportionnel aux variations mesurées après essai. L'approche choisie n'a cependant pas été vérifiée par rapport à d'autres méthodes expérimentales afin de confirmer la pertinence des résultats obtenus.

Le processus de validation considère l'essai HYCAT 26 pour étendre la validation du modèle à d'autres débit d'oxydant. L'essai HYCAT 26 a été réalisé avec un débit d'oxydant de  $200 \text{ g.s}^{-1}$  pour une durée de 9.1 s. Les instants choisis sont donc 5, 8 et 11 s et les données expérimentales relevées à ces instants sont affichées au tableau 6.12.

TABLE 6.12 – Données instantanées obtenues par la méthode de reconstruction à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 26

Cas	t = 5.0 s	t = 8.0 s	t = 11.0 s
$\dot{m}_{ox}$ ( $\text{kg.s}^{-1}$ )	$2.072 \times 10^{-1}$	$2.048 \times 10^{-1}$	$2.050 \times 10^{-1}$
$T_{ox}$ (K)	928	937	928
$P_{ch}$ (MPa)	2.35	2.39	2.37
$\bar{D}_{canal}$ (mm)	27.3	31.2	35.1
$\bar{L}_{fuel}$	239.5	238.8	238.0
$\bar{v}_{reg}$ ( $\text{mm.s}^{-1}$ )	0.64	0.65	0.60

Pour HYCAT 26, les simulations numériques n'ont été effectuées qu'avec le modèle de combustion EDM. Le tableau 6.13 et la figure 6.33 montrent que l'évolution de la vitesse instantanée de régression calculée ne suit absolument pas l'évolution expérimentale obtenue par la méthode de reconstruction. Comme le cas HYCAT 23, la vitesse de régression calculée à chaque instant diminue en fonction du temps. Néanmoins, la pente est plus forte pour le cas HYCAT 26.

TABLE 6.13 – Comparaison de la vitesse de régression instantanée du combustible à chaque instant choisi pour l'essai HYCAT 26

Cas	t = 5.0 s	t = 8.0 s	t = 11.0 s
$\bar{v}_{reg}^{exp}$ ( $\text{mm.s}^{-1}$ )	0.64	0.65	0.60
$\bar{v}_{reg}^{num,EDM}$ ( $\text{mm.s}^{-1}$ )	0.65	0.48	0.34
$\epsilon(\bar{v}_{reg})_{EDM}$ (%)	1.6	-25.9	-43.4

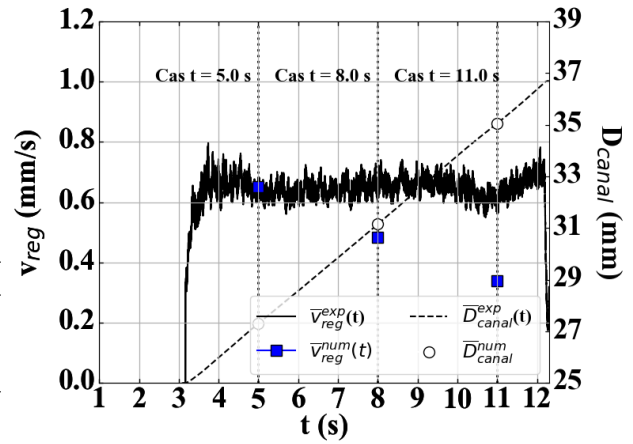


FIGURE 6.33 – Évolution de la vitesse de régression instantanée au cours de l'essai HYCAT 26

Les figures 6.34, 6.35 et 6.36 montrent les profils de vitesse de régression le long du canal du cas d'essai HYCAT 26. À  $t = 5$  s, alors que la valeur en moyenne spatiale de la vitesse de régression du combustible affiche un très bon accord avec l'expérience (tableau 6.13), le profil calculé ne suit absolument pas les variations expérimentales. Cette observation est identique au cas HYCAT 23 à l'instant  $t = 10$  s. Il en est de même pour les autres instants  $t = 8$  s et  $t = 11$  s. Les cas HYCAT 23 et HYCAT 26 présentent donc des comportements identiques en vitesse de régression du combustible. Par conséquent, à un débit d'oxydant de  $200 \text{ g.s}^{-1}$ , la convection thermique dans le canal de la configuration simulée contrôle le comportement de la vitesse de régression du combustible. Ainsi, ce phénomène est présent sur la plage de débit d'oxydant  $100\text{-}200 \text{ g.s}^{-1}$ .

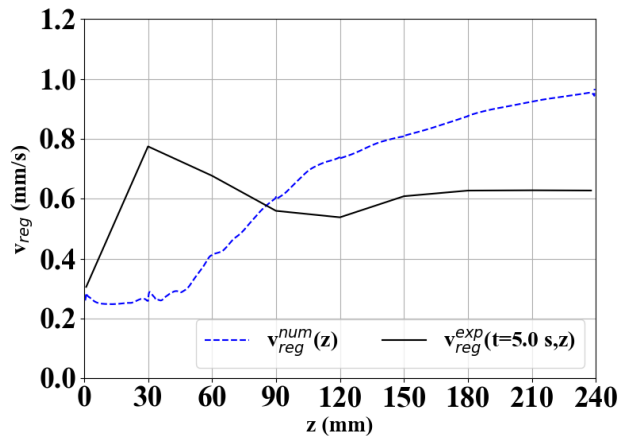


FIGURE 6.34 – Cas HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à  $t = 5$  s.

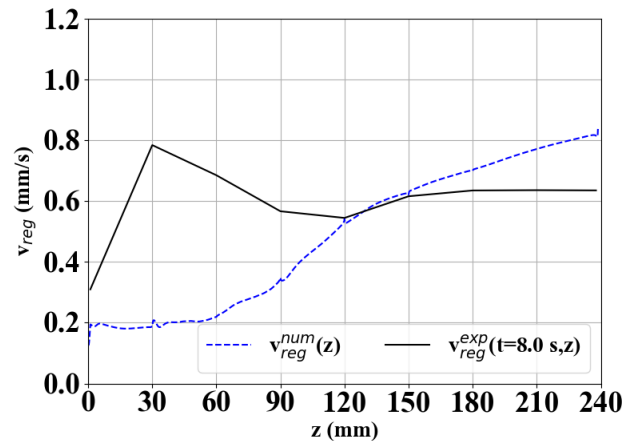


FIGURE 6.35 – Cas HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à  $t = 8$  s.

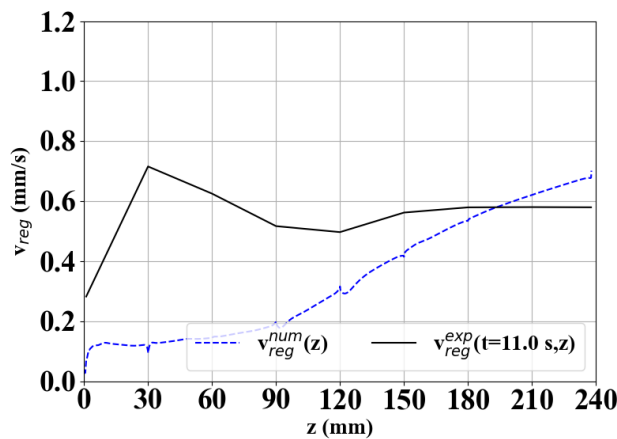


FIGURE 6.36 – Cas HYCAT 26 : profils de vitesse de régression du combustible le long du canal à  $t = 11$  s.

## 6.5 Conclusion

La modélisation numérique de l'écoulement de la balistique intérieure d'un moteur hybride est éprouvée par un processus de validation. À cause de la difficulté d'estimer les avantages de chacun des modèles de combustion turbulente lors de l'analyse de sensibilité effectuée au chapitre 5, deux de ces modèles sont essayés en plus du modèle de cinétique chimique : le modèle de combustion de Magnussen et le modèle de flamme cohérente. La pression chambre, la vitesse caractéristique et la vitesse de régression sont d'abord considérées en moyenne spatiale et temporelle. La pression chambre et la vitesse caractéristique sont bien représentées. En revanche, l'analyse de ces paramètres a mis en évidence une sous-estimation plus importante du débit de carburant par rapport à la vitesse de régression moyenne, en considérant que la vitesse de régression reflète le débit de carburant dans le canal. Une hypothèse possible serait que la vitesse de régression aux faces latérales serait beaucoup plus faible que dans la réalité. En effet, la modélisation a été exclusivement éprouvée dans le canal du combustible et, par conséquent, l'étude du comportement de la dégradation du combustible aux faces a été complètement négligée.

Une configuration représentant l'état en moyenne temporelle de la balistique intérieure du moteur hybride HYCAT a été conçue afin de comparer la distribution spatiale au profil expérimental issu des mesures locales de diamètre du canal le long du bloc de combustible à la fin de l'essai. Les configurations à diamètre de canal constant ont montré des résultats moins satisfaisants que celles présentant les variations de diamètre le long du canal. Cette approche a mis en évidence la prédominance du mécanisme d'accroissement du flux de masse total

sur le comportement calculé de la vitesse de régression. En revanche, proche de l'entrée du canal, la vitesse de régression du combustible est très loin d'être restituée. En effet, dans cette zone, l'épaississement de la couche limite aurait conduit à une diminution de la vitesse de régression du combustible. Ce comportement n'a pas été observé, indiquant que la couche limite n'est pas correctement représentée dans la zone d'entrée du canal. Parce que le diamètre du canal augmente au cours du temps, la nature du jet d'oxydant passant à travers l'anneau d'injection est altérée. La complexité de l'écoulement dans cette zone et l'apparition de phénomènes chimiques et multiphasiques liées au PEHD montrent les limites du processus de validation présenté et de la modélisation numérique choisie.

Pour rendre compte de l'évolution spatio-temporelle de la vitesse de régression du combustible, une méthode de comparaison a été mise en place en considérant une méthode de reconstruction balistique et un procédé de restitution du comportement spatial et temporel de la vitesse de régression et du diamètre du canal. En moyenne spatiale, l'utilisation d'une configuration à diamètre de canal variable le long du bloc de combustible fournit des solutions nettement plus proches de la réalité expérimentale pour le cas HYCAT 12. En revanche, pour les cas HYCAT 23 et 26, la tendance d'évolution temporelle de la vitesse de régression ne suit pas l'évolution instantanée de cette grandeur durant la phase hybride. En particulier, au cours du temps, la vitesse de régression en moyenne spatiale diminue trahissant la forte dépendance de son comportement de la régression du combustible au flux de masse total à travers le canal. Les variations le long du canal pour chacun des instants choisis ont tous montré la même tendance se traduisant par une augmentation de la vitesse de régression du combustible le long du canal. Ce comportement confirme l'influence prépondérante de l'accroissement du flux de masse sur la vitesse de régression et le manque de représentativité de la couche limite dans la zone proche de l'entrée du canal.

Toutefois, la précision de la technique de restitution manque d'être évaluée pour que les profils de diamètres et de vitesse de régression du combustible obtenus puissent être pertinents physiquement. Il s'agit néanmoins d'une première approche pour restituer la distribution spatiale et temporelle de la dégradation du combustible.





# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

### 7.1 Conclusions

L'objectif de la thèse est de développer et valider expérimentalement une modélisation numérique pour la simulation de la balistique intérieure d'un moteur hybride afin d'obtenir des données complémentaires aux résultats d'essais. Cette modélisation doit être capable de décrire les phénomènes aérothermochimiques et les couplages physiques entre la régression du combustible et l'écoulement dans une chambre de moteur hybride.

La vitesse de régression du combustible est un paramètre déterminant des moteurs hybrides car son comportement contrôle le débit de carburant injecté dans l'écoulement. Par cela, le rapport de mélange est aussi contrôlé, déterminant alors les performances du moteur hybride. Pour comprendre les interactions entre les phénomènes aérothermochimiques et la dégradation du combustible, le couplage physique est modélisé en considérant les bilans des échanges d'énergie et de masse à travers la surface du combustible. Dénommé *modèle d'Interaction Gaz-Surface* (IGS), ce système physique constitue une condition limite sur laquelle sont calculés le flux de masse de carburant, la température et les fractions massiques des espèces pyrolysées et celles issues de l'écoulement à la surface du combustible.

#### 7.1.1 Choix de la base de données expérimentales

Le moteur hybride expérimental HYCAT est choisi pour la validation expérimentale de la modélisation numérique établie. Ce choix est justifié par la conception du moteur HYCAT qui possède un injecteur catalytique à travers lequel le peroxyde d'hydrogène se décompose en vapeur d'eau et en dioxygène gazeux. En considérant une pyrolyse gazeuse du combustible, l'écoulement est alors entièrement gazeux, ce qui simplifie la modélisation numérique en s'abstrayant des phénomènes diphasiques. Trois essais représentatifs sont choisis pour définir un domaine de validité de la modélisation dont la plage en pression est 1.2-3.6 MPa et en débit d'oxydant 100-200 g.s<sup>-1</sup> avec une configuration d'injection axiale. La concentration du peroxyde d'hydrogène est fixée pour tous les cas à 87.5 % en masse.

Puisque la vitesse de régression obtenue par le modèle IGS dépend des conditions aérothermochimiques dans la chambre de combustion, les distributions de vitesse de régression du combustible et du diamètre du canal en fonction du temps et de l'espace sont nécessaires pour valider la modélisation numérique établie. Pour cela, les données expérimentales acquises pendant les essais sont alors traitées. Les variations, le long du canal, de la vitesse de régression du combustible en moyenne temporelle sont obtenues en mesurant les variations du diamètre du canal en fin d'essai. Pour saisir l'évolution instantanée de la vitesse de régression durant un essai, la technique de reconstruction balistique a été choisie. Cette technique fournit une évolution temporelle de la vitesse de régression moyennée spatialement. Pour restituer la distribution de cette grandeur en temps et en espace, une technique de restitution analytique a été établie en combinant les mesures de diamètre dans le canal à la fin de l'essai et les données instantanées obtenues par la technique de reconstruction balistique.

### 7.1.2 Développement de la modélisation numérique

Une modélisation numérique décrivant un écoulement monophasique gazeux a été établie. La turbulence est complètement modélisée par les équations de Favre-RANS fermées par le modèle à deux équations  $k-\omega$  SST à bas Reynolds. Le rayonnement n'est pas pris en compte. La surface du combustible est modélisée par le modèle d'interaction Gaz-Surface qui a été mis en place dans CEDRE. L'effet du soufflage pariétal lié à l'ajout de carburant dans la couche limite turbulente est pris en compte avec la correction proposée par Wilcox des coefficients de la turbulence à la paroi. Le choix du modèle de combustion est problématique à cause de leurs limites intrinsèques et aux hypothèses nécessaires à leur utilisation. Une étude comparative est menée pour mieux comprendre les enjeux associés à la modélisation de la combustion sur le processus de combustion typique d'un moteur hybride.

À cause de la complexité des couplages physiques induits par le modèle d'interaction Gaz-Surface (IGS) et le processus de combustion, une étude de sensibilité a été réalisée sur un cas test dont la géométrie est une conduite simple à injection axiale, représentant le canal du combustible. L'analyse de sensibilité a été effectuée sur les modélisations des phénomènes impliqués dans le processus de combustion et sur les paramètres aérodynamiques à l'entrée du canal et thermochimiques à la surface du combustible. Les modélisations de la turbulence avec le modèle de fermeture  $k-\omega$  SST des équations Favre-RANS et de la combustion sont interrogées afin d'évaluer la meilleure approche possible pour représenter convenablement le processus de combustion d'un moteur hybride dans le canal du combustible. Les paramètres aérodynamiques considérés sont le flux de masse, la température et l'intensité turbulente de l'oxydant à l'entrée du canal. Les paramètres thermochimiques sont les coefficients de la loi d'Arrhenius, décrivant la pyrolyse du combustible, et l'enthalpie standard de formation du combustible.

L'analyse de sensibilité a donc démontré qu'il y a trois phénomènes déterminant la vitesse de régression du combustible.

- Le plus important est la structure de la couche limite turbulente qui a une influence cruciale sur l'intensité de la vitesse de régression du combustible. En effet, l'analyse de sensibilité aux modélisations de la turbulence a confirmé l'usage de la correction d'injection de masse surfacique proposée par Wilcox[145] pour représenter aérodynamiquement et thermodynamiquement la couche limite turbulente avec soufflage pariétal. La relation établie dépend physiquement du soufflage de paroi et montre un taux de dissipation spécifique très élevé qui a pour conséquence l'amortissement des fluctuations turbulentes proche de la paroi, réduisant l'intensité du transport d'énergie de la flamme vers la surface du combustible. Par conséquent, le flux thermique à la paroi est beaucoup plus faible, diminuant la vitesse de régression du combustible à des niveaux correspondant aux observations expérimentales.
- En deuxième ordre, les conditions d'entrée telles que le flux de masse et la température de l'oxydant influencent nettement la vitesse de régression du combustible. Une augmentation du flux de masse d'oxydant entraîne une élévation de la vitesse de régression du combustible. La cohérence avec la théorie de la diffusion limitée de Marxman *et* Gilbert[107] a été parfaitement démontrée. Quant à l'effet de la température à l'entrée du canal, le principal mécanisme est la modification de l'intensité des fluctuations turbulentes dans la couche limite à cause d'une baisse de la densité du milieu induisant une augmentation de la vitesse de l'écoulement moyen dans le canal. Par conséquent, une augmentation de la température du canal implique une augmentation de la vitesse de régression du combustible.
- D'autre part, la vitesse de régression du combustible est fortement sensible à l'énergie d'activation de la pyrolyse. Un écart de 20 % de sa valeur de référence entraîne un écart en vitesse de régression du combustible du même ordre. Physiquement, une énergie d'activation plus élevée implique une dégradation plus difficile du combustible diminuant la valeur de la vitesse de régression.

En outre, l'influence des fluctuations turbulentes de l'oxydant à l'entrée du canal se propage tout le long du canal et se manifeste par un élargissement de la flamme et une homogénéisation plus efficace des espèces et de la température dans la zone de réaction. Les réactifs sont donc mieux consommés et l'intensité des fluctuations entre la flamme et la surface du combustible augmente. L'énergie transportée vers la surface du combustible est alors plus intense permettant une augmentation du flux thermique à la paroi conduisant à une élévation légère de la vitesse de régression du combustible.

Toutes les conclusions relatives à l'analyse de sensibilité aux coefficients thermochimiques du modèle IGS

développé dans la thèse corroborent les tendances observées par Bianchi *et al.*[14], en particulier pour l'énergie d'activation de la pyrolyse. En outre, le coefficient pré-exponentiel de la loi d'Arrhenius pour la pyrolyse du combustible et l'enthalpie standard de formation du combustible sont les autres paramètres thermochimiques considérés pour l'analyse de sensibilité. L'intérêt de l'étude est fondé sur l'incertitude et la rareté des valeurs présentes dans la littérature pour le PEHD. Le coefficient pré-exponentiel, pour une variation de 20 % de sa valeur de référence, n'affecte pratiquement pas la vitesse de régression du combustible et la structure de la couche limite dans le canal. Bien que les écarts de l'enthalpie standard de formation du combustible soient plus prononcés, la vitesse de régression s'est avérée assez peu affectée, avec un écart de 4 %.

Cependant, la sensibilité serait augmentée si les produits de pyrolyse avaient soit une capacité thermique plus faible, soit une enthalpie de formation plus faible. Autrement, l'enthalpie standard de formation du combustible doit être beaucoup plus élevée. Ainsi la conclusion établie n'est valable que pour le cas du PEHD.

En revanche, l'analyse de sensibilité des modélisations de la combustion n'a pas permis de dégager une approche optimale parmi les cas présentés. À cause de la complexité et la forte influence des conditions d'injection dans le canal perturbant *in fine* les observations dans le régime transitoire, aucune conclusion ne peut être établie à partir de l'analyse effectuée. Néanmoins, les cas avec les modèles de combustion turbulente de Magnussen et l'approche de la flamme cohérente sont privilégiés pour représenter l'interaction chimie-turbulence.

D'autres phénomènes auraient pu être évalués tels que le rayonnement, la diffusion des espèces gazeuses et d'autres modèles de combustion et de fermeture de la turbulence. Dans le cadre de la thèse, l'analyse de sensibilité montre l'importance clé de la modélisation de la turbulence sur la représentation de la balistique intérieure d'un moteur hybride.

### 7.1.3 Validation expérimentale de la modélisation numérique

La modélisation numérique de l'écoulement de la balistique intérieure d'un moteur hybride est éprouvée par un processus de validation consistant à évaluer la capacité de cette modélisation à représenter les principales observations expérimentales du processus de combustion réel. La pression chambre et la vitesse caractéristique ont été bien représentées. En outre, la modélisation a réussi à produire des niveaux de vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle réalistes par rapport à l'expérience. En revanche, l'analyse de ces paramètres a mis en évidence une sous-estimation importante du débit de carburant. Or, le calcul de cette grandeur dépend de la vitesse de régression du combustible qui ne manifeste pas des écarts aussi significatifs. Les conditions aérothermochimiques simulées, dans les régions associées aux faces du bloc du combustible, ne seraient pas alors représentatives de la réalité expérimentale. Une autre raison probable serait une estimation inadéquate de la masse perdue à cause d'une représentation erronée des variations la régression du bloc pendant la phase hybride de l'essai.

La comparaison des profils de vitesse de régression en moyenne temporelle le long du combustible a mis en évidence la prédominance du mécanisme d'accroissement du flux de masse total sur le comportement calculé de la vitesse de régression du combustible. En revanche, proche de l'entrée du canal, la vitesse de régression du combustible est très loin d'être restituée en raison d'une couche limite non correctement représentée. Parce que le diamètre du canal augmente au cours du temps, la nature du jet d'oxydant passant à travers l'anneau d'injection est altérée. La complexité de l'écoulement dans cette zone montre les limites du processus de validation présenté et de la modélisation numérique choisie.

Pour rendre compte de l'évolution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible, une méthode de comparaison a été mise en place en considérant une méthode de reconstruction balistique et un procédé de restitution du comportement spatial et temporel de la vitesse de régression et du diamètre du canal.

De tous les essais présentés, seul le cas HYCAT 12 présente des résultats calculés par simulation proches de la réalité expérimentale. Le choix entre l'un des deux modèles de combustion proposés reste difficile bien que le modèle de flamme cohérente semble mieux représenter la distribution spatiale et temporelle de la vitesse de régression du combustible. Néanmoins, avec l'utilisation du modèle EDM, l'évolution de la vitesse de régression instantanée en moyenne spatiale est très bien reproduite.

En revanche, pour les cas HYCAT 23 et 26, la tendance temporelle de la vitesse de régression obtenue par simulation ne suit pas l'évolution expérimentale de cette grandeur durant la phase hybride. En particulier, au cours du temps, la vitesse de régression en moyenne spatiale obtenue par le calcul diminue trahissant la forte dépendance de son comportement au flux de masse total à travers le canal. De plus, les variations le long du canal pour chacun des instants choisis ont montré la même tendance se traduisant par une augmentation de la vitesse de régression du combustible le long du canal. Ce comportement confirme l'influence prépondérante de l'accroissement du flux de masse sur la vitesse de régression du combustible et le manque de représentativité de la couche limite dans la zone proche de l'entrée du canal.

En outre, la précision de la technique de restitution n'a pas pu être évaluée, pourtant nécessaire afin que les profils de diamètre du canal et de la vitesse de régression du combustible obtenus puissent être pertinents physiquement. Les comparaisons des profils obtenus par cette technique n'ont alors qu'une valeur qualitative. Il s'agit néanmoins d'une première approche pour restituer la distribution spatiale et temporelle de la dégradation du combustible.

## 7.2 Perspectives

Le processus de validation est parvenu à montrer que la modélisation numérique est capable de représenter convenablement la pression chambre, la vitesse caractéristique et la vitesse de régression en moyenne spatiale et temporelle. L'incapacité de la modélisation à représenter le débit de carburant et les conditions aérothermochimiques dans la zone d'entrée du canal a été mise en évidence. En revanche, le processus de validation a échoué à caractériser les limites de la modélisation numérique, en particulier dans la région entre l'anneau d'injection et l'entrée du canal. De plus, les distributions spatiales et temporelles de la vitesse de régression du combustible obtenues par la technique de restitution mise en place dans la thèse ne permettent qu'une interprétation qualitative des comparaisons effectuées. En effet, la méthode est basée sur des hypothèses fortes qui nécessitent une vérification expérimentale plus approfondie. De plus, la distribution associée au cas HYCAT 23 s'est révélée contre-intuitive. D'autre part, seulement trois essais, non reproduits, ont été exploités pour la validation de la modélisation numérique. D'autres paramètres peuvent être utilisés pour élargir le domaine de validité, tels que la composition des ergols, la géométrie du moteur, la durée de l'essai, etc. Par conséquent, le processus de validation doit être amélioré. La modélisation numérique a montré ses limites par l'échec de la représentation de la couche limite dans la zone proche de l'entrée du canal. Des phénomènes liés à l'instationnarité de l'écoulement, à une probable formation d'une couche visqueuse de PEHD et à la forme dynamique de la surface du combustible doivent être pris en compte pour améliorer la représentation de la modélisation numérique.

### Outils de traitement des données expérimentales

La méthode de restitution combinée à la méthode de reconstruction balistique permet d'obtenir une distribution spatiale et temporelle du diamètre du canal et de la vitesse de régression dans ce canal. Cependant, l'approche utilisée est fondée sur de nombreuses hypothèses :

- efficacité de combustion constante durant l'essai ;
- variations du diamètre du canal à un instant donné proportionnelles aux variations du diamètre mesurées à la fin de l'essai, le long du combustible ;
- constance de la fraction de débit de carburant associée à une portion du canal durant l'essai.

Dans les essais analysés, la formation du renflement a été constatée à l'entrée et à la sortie du canal. Les faces du bloc, en particulier la face avant, montrent des surfaces fortement non uniformes qui ne permettent plus de distinguer la partie associée au canal de celle reliée à la face, pour les essais HYCAT 12 et 23. Ces formations laissent penser à une participation importante du phénomène de liquéfaction du PEHD en complément de la pyrolyse du combustible. La méthode de restitution utilisée dans cette thèse ne peut donc pas reconstituer complètement l'évolution temporelle des formations observées.

Une possible amélioration de la méthode de restitution est de considérer la surface du bloc d'un seul tenant, c'est-à-dire sans séparer les faces du canal du combustible. Les formes initiale et finale constituent deux applications homotopes. Une étude plus approfondie sur les propriétés mathématiques de l'homotopie permettrait de

dégager l'esquisse d'une nouvelle méthode pour restituer plus fidèlement la distribution spatiale et temporelle de la surface et de la vitesse de régression du combustible. Si une telle méthode est possible, la mesure de la surface finale du bloc pourrait être effectuée par tomographie.

La méthode de restitution utilisée suppose que, pour chaque instant de la phase hybride, les variations spatiales du diamètre du canal soient proportionnelles aux variations du diamètre du canal à l'état final. Cette hypothèse n'a été justifiée qu'en considérant que les variations spatiales de la couche limite turbulente et de la flamme de diffusion le long du canal seraient peu affectées par leur évolution temporelle. Cependant, cette supposition ne vise qu'à palier le manque d'une description des échanges thermiques associés au processus de combustion. Une étude plus précise est nécessaire pour évaluer l'hypothèse ainsi formulée. En introduisant des instruments optiques dans une configuration bidimensionnelle plane avec un combustible en plaque, la position de la flamme peut être mesurée le long du canal ou en plusieurs points le long du bloc de combustible. Simultanément, une mesure spatiale et instantanée de la surface du bloc est effectuée. Néanmoins, cette hypothèse ne permettrait pas de décrire correctement la distribution axiale de la vitesse de régression du combustible.

L'usage des capteurs ultrasoniques pourrait améliorer l'estimation de la fraction de débit de carburant instantanée sur la portion du canal utilisée entre les deux extrémités de la plage de mesure des diamètres du canal. En effet, ces capteurs ultrasoniques offrent des mesures locales et instantanées de la vitesse de régression du combustible. À chaque instant, la valeur de la vitesse de régression acquise par l'un des capteurs jauge la vitesse de régression instantanée obtenue par la technique de restitution via la fraction de portion du canal qui est ainsi déterminée.

Une alternative à la méthode de restitution est l'utilisation des capteurs ultrasoniques, qui peuvent mesurer localement la vitesse de régression du combustible instantanément. En les disposant à pas régulier le long du combustible, un profil de vitesse de régression et de diamètre du canal peut être établi pour chaque instant de l'essai. En outre, en dissociant l'émetteur du récepteur, la technique de la triangulation peut s'appliquer rendant la mesure plus précise.

Comme la technique du sonar, le capteur ultrasonique émet une onde mécanique qui se propage à travers les matériaux essayés (figure 7.1). L'onde se réfléchit à la surface de régression et revient alors au capteur. La mesure du temps de propagation au retour de l'onde mécanique est associée à l'épaisseur du matériau par la vitesse du son. Ainsi, par un traitement numérique, l'épaisseur et la vitesse de régression du combustible peuvent être saisies instantanément. Cette technique de mesure est alors appelée la «méthode de pulse-écho».

Le premier écho provient de l'interface entre le matériau de couplage et le bloc du combustible. Le second écho est dû à une interface identifiée à la surface du combustible, située entre le bloc et l'écoulement.

Si la vitesse du son  $C_0$  est constante, l'épaisseur du bloc est exprimée en fonction du temps de parcours entre le premier et le second échos :

$$t_{tof}(t) = 2 \frac{r_{ex} - r_{in}(t)}{C_0}. \quad (7.1)$$

Un des obstacles à la précision de la mesure par ultrasons est l'effet de la température qui modifie le temps de parcours mesuré à cause de la sensibilité de la vitesse du son à la température. En particulier, dans le cas des essais HYCAT, une augmentation du temps de parcours est constatée (figure 7.3) dans une zone de changement de régime de combustion. Cependant, un tel comportement traduirait une diminution significative du diamètre du canal, contredisant la physique de la dégradation du combustible. La vitesse du son dépend de la température et peut s'écrire en première approximation par la relation :

$$C(T) = \frac{C_0}{1 + b_T(T - T_0)} \quad (7.2)$$

Le coefficient de dilatation  $b_T$  est strictement positif car, lorsque la température du matériau associé augmente, la vitesse du son diminue. Le temps de parcours s'exprime alors par la relation :

$$t_{tof}(t) = 2 \int_{r_{in}(t)}^{r_{ex}} \frac{dr}{C(T(r, t))} \quad (7.3)$$

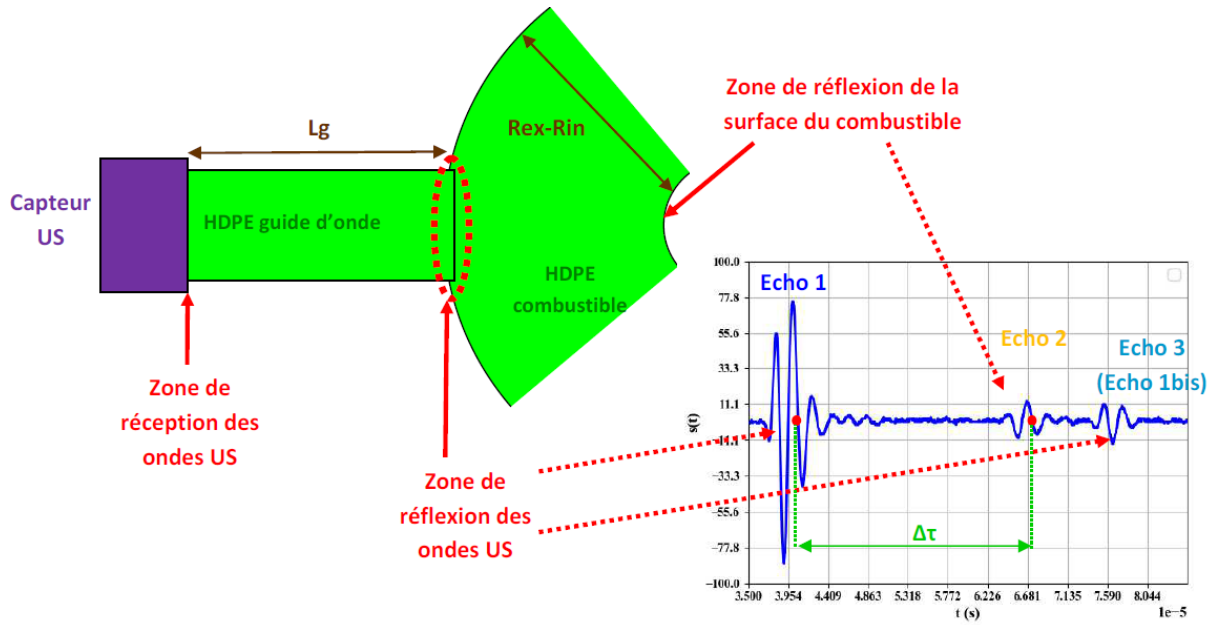


FIGURE 7.1 – Mesure du temps de parcours des ondes ultrasoniques émises pour saisir la vitesse de régression instantanée du combustible

L'équation de la chaleur est utilisée pour décrire le champ de température dans le plan de propagation des ultrasons. La température de référence  $T_0$  est fixée à la frontière jouxtant le capteur ultrasonique. Pour la surface du combustible, lorsque celui-ci ne régresse pas, l'expression du temps de parcours donnée par l'équation (7.3) est la condition limite pour obtenir la température à la paroi. Cette configuration ne fonctionne que lorsque la température à la surface du combustible est inférieure à celle de fusion du PEHD, pour une épaisseur fixe du combustible. Lorsque la température de fusion  $T_{fus}$  est atteinte, la position de la surface du combustible se déplace et la température à la paroi est fixée à  $T_{fus}$ . L'inconnue devient l'épaisseur du domaine thermique qui évolue instantanément et est déterminée par l'équation (7.3).

La méthode qui a été utilisée au cours de la thèse pour corriger l'influence de la température est basée sur l'ajustement de la valeur de la vitesse de régression de sorte que le temps de parcours réel soit égal au temps de parcours calculé à partir d'un champ présumé de température. Celui-ci est obtenu en considérant la valeur de vitesse de régression donnée (figure 7.2).

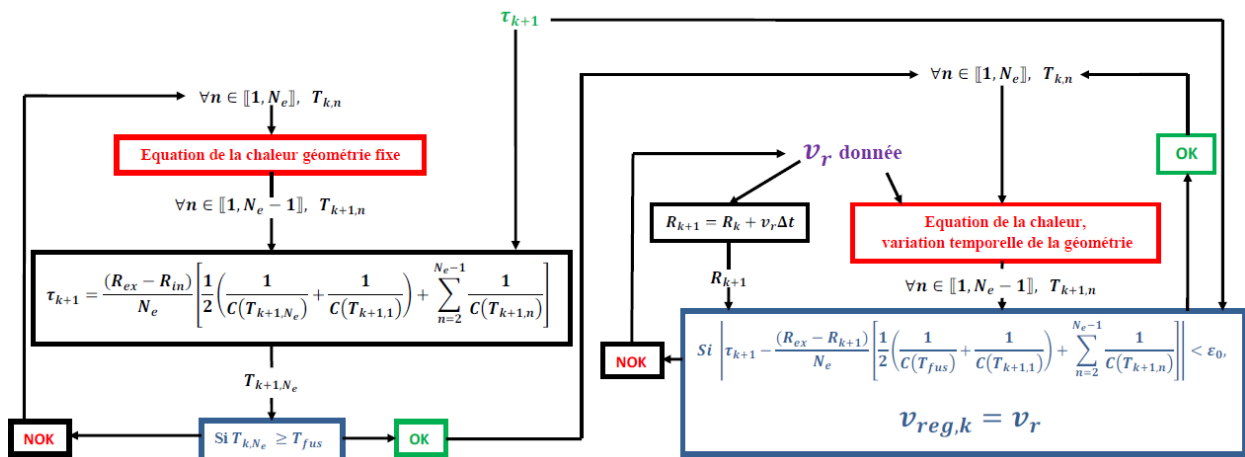


FIGURE 7.2 – Méthode de correction de l'influence de la température sur l'évolution de l'épaisseur instantanée du combustible.

De plus, comme tout polymère, le PEHD est un milieu dispersif pour les ondes mécaniques rendant la correction du temps de parcours très complexe. Parce que la vitesse du son dépend de la fréquence de l'onde traversant le milieu et que le signal est un train d'ondes, le signal reçu par le capteur à ultrason peut être fortement distordu. Or, les techniques usuelles de saisi des instants définissant le temps de parcours telles que les méthodes du «zero crossing» ou de la fonction d'auto-corrélation considèrent la forme du signal. Par conséquent, en fonction de ces méthodes et dans un milieu dispersif, la mesure de l'évolution du temps de parcours peut être biaisée voire erronée (figure 7.4).

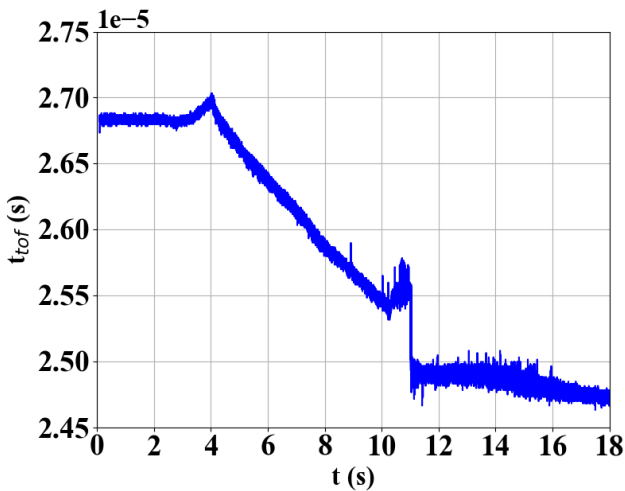


FIGURE 7.3 – Influence de la température sur l'évolution du temps de parcours pendant l'essai HYCAT 12

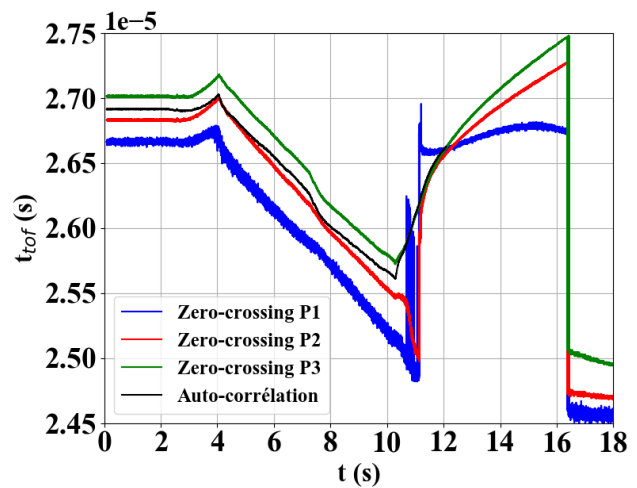


FIGURE 7.4 – Influence de la dispersion des signaux US et des méthodes de saisi sur l'évolution du temps de parcours pendant l'essai HYCAT 12

Une alternative au temps de parcours serait l'analyse de la phase du signal qui garde en mémoire la distance parcourue. Cependant, la qualité du spectre de la phase doit être très haute et les variations de la vitesse du son en fonction de la fréquence doivent être caractérisées.

Au cours de la thèse, une méthode de correction de l'effet de la température a été établie. Les variations en température de la diffusion thermique et de la vitesse du son ont été prises en compte dans la méthode et ont été déterminées par la mesure IR et la mesure des temps de parcours pour des longueurs déterminées de blocs de PEHD soumis à une température uniforme. Pour le cas d'essai HYCAT 12, les épaisseurs instantanées du combustible avec et sans correction sont affichées à la figure 7.5. Une amélioration de la représentation est observée avec la correction en température au voisinage de la zone d'allumage. Une résorption quasi complète de l'anomalie observée sur l'évolution du temps de parcours est constatée.

Les évolutions instantanées en vitesse de régression du combustible entre la méthode à capteurs ultrasoniques (US) ( $z = 75$  mm) et la méthode de reconstruction balistique (RB) sont comparées (figure 7.6). La méthode US montre des oscillations en vitesse de régression très amplifiées mais avec des fréquences plus faibles par rapport à la méthode RB. Néanmoins, excepté le début de la phase hybride, les variations temporelles globales des deux méthodes présentent les mêmes tendances : un pic de vitesse de régression du combustible est observé au voisinage de  $t = 7.5$  s. Cependant, le niveau moyen de vitesse de régression du combustible obtenu par la méthode US est plus bas que celui associé à la méthode RB. Au début de la phase hybride, la vitesse de régression du combustible obtenue par la méthode US montre un pic contrairement au cas utilisant la méthode RB.

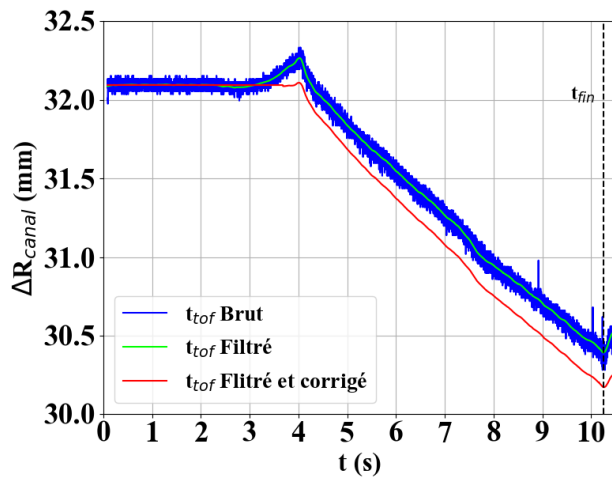


FIGURE 7.5 – Évolution de l'épaisseur du combustible pendant l'essai HYCAT 12

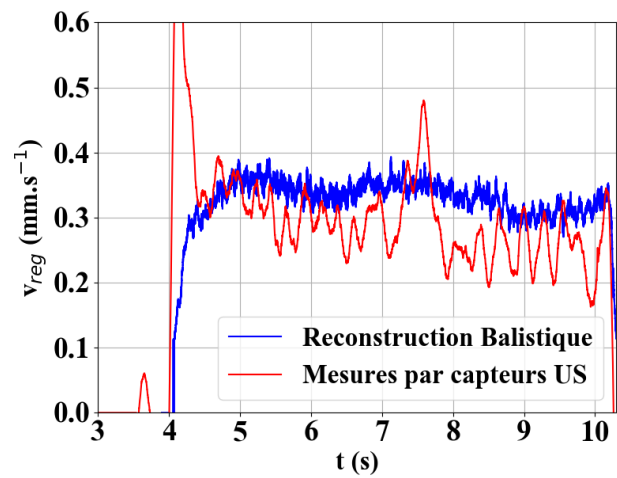


FIGURE 7.6 – Influence de la température sur l'évolution du temps de parcours pendant l'essai HYCAT 12

Malgré ces soins, les résultats ont montré une limite de précision de la méthode de l'ordre de 0.3 mm (tableau 7.1). Bien que l'erreur en diamètre de canal à  $z = 75$  mm soit de 1 %, des mesures supplémentaires sont nécessaires sur d'autres positions pour évaluer correctement l'incertitude et la précision des mesures. Au stade actuel du développement de la méthode de mesure US, l'incertitude de la vitesse de régression instantanée du combustible n'a pas pu être établie à cause de la complexité du traitement numérique, des problèmes associés à la dispersion du signal et de la faible quantité d'essais traités pendant la thèse.

TABLE 7.1 – Résultats de la méthode de traitement des mesures par capteurs ultrasoniques avec/sans correction des effets de la température dans le combustible

HYCAT 12	$D_{canal}^{fin}$ (mm)	$\epsilon$ (%)
Mesure à $z = 75$ mm	$29.0 \pm 0.2$	-
Sans correction	28.4	-2.1
Avec correction	28.7	-1.0

De plus, la formation d'un film liquide mince à la surface du PEHD supposerait que le profil de température dans le PEHD possède à tout instant de l'essai des conditions limites complètement déterminées, en particulier à la surface du combustible identifiée à l'interface associée à la fusion du polymère. Cependant, l'épaisseur du film doit être suffisamment faible pour négliger les variations du temps de parcours dans le PEHD fondu. La mesure de la vitesse du son dans le PEHD en phase visqueuse (liquide?) et une méthode de correction plus développée prenant en compte le changement d'état du PEHD seraient donc requises. La mise au point d'une telle méthode de mesure ultrasonique est donc très complexe et nécessite donc un travail de thèse exclusivement dédié à son développement. Par conséquent, cette approche n'a donc pas été poursuivie dans la thèse.

Un autre moyen possible pour saisir la vitesse de régression du combustible localement serait la mesure par effet Doppler du mouvement de la surface de régression qui évolue au cours du temps. Cependant, à cause des faibles vitesses de régression du combustible, la fréquence du signal émis doit être très élevée. Par exemple, pour distinguer les variations de vitesse de régression du PEHD, de l'ordre de  $10^{-2}$  mm.s<sup>-1</sup>, la fréquence du signal émis, en la supposant sans incertitude, doit être de l'ordre de 210-230 MHz. Cette estimation a été obtenue en considérant une résolution de 1 Hz et une vitesse de régression typique de 0.5 mm.s<sup>-1</sup> dans le PEHD dont la vitesse du son est comprise entre 2100-2300 m.s<sup>-1</sup>. Or, les capteurs ultrasoniques utilisés usuellement pour le contrôle non destructif et en usage au Laboratoire de Propulsion Fusée sont limités sur la plage de fréquence d'émission de 50 kHz à 20 MHz. L'utilisation de micro-systèmes tels que les microphones, les micro-machines acoustiques et quelques micro-capteurs à ondes acoustiques, rend possible l'accès dans le domaine de fréquence recherché. En effet, les micro-systèmes acoustiques peuvent émettre des signaux dont les fréquences sont comprises entre 10 MHz à 10 GHz. Cette performance est due à la miniaturisation, possible par le procédé MEMS, qui améliore très nettement la compacité, le coût de production et la fiabilité tout en permettant la co-intégration



de l'électronique. Un avantage additionnel associé à la miniaturisation est la possibilité de disposer d'une grande quantité de ces capteurs le long du bloc permettant de saisir en temps réel la forme de la surface du combustible avec une résolution spatiale plus grande que celle obtenue par le tronçonnage des blocs de PEHD optée dans cette thèse.

## Méthodologie de validation

La validation du modèle n'a été effectuée que pour une gamme de pression de 1.2 à 3.6 MPa pour une plage de débit d'oxydant comprise entre 100 et 200 g.s<sup>-1</sup>, uniquement pour le cas à injection axiale. Cette vérification ne concerne que le couple H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/PEHD. Les effets de la pression ne sont pourtant pas aussi forts que l'implication du débit d'oxydant sur le processus de combustion dans un moteur hybride. En effet, l'injection d'un faible débit d'oxydant implique un faible flux de masse d'oxydant à travers l'anneau d'injection et le canal du combustible. La contribution de la convection thermique au flux thermique à la surface du combustible diminue. En deçà d'un certain débit, la convection thermique peut devenir suffisamment faible pour que la contribution du rayonnement devienne non négligeable au flux thermique. Dans la gamme des faibles débits, la modélisation aurait pu être éprouvée afin d'évaluer l'intérêt d'utiliser un modèle de rayonnement basé sur la méthode de Monte Carlo par rapport au modèle des ordonnées discrètes. Quant aux cas à injection en rotation, les résultats des simulations n'ont pas pu être exploités à cause de l'impossibilité à caractériser un tissage optimal et le nombre de cellules nécessaire pour la convergence spatiale du maillage. La difficulté se traduit par une augmentation progressive du débit de carburant produit en fonction du nombre de cellules. Le maillage fin ainsi obtenu contient alors  $1.2 \times 10^7$  cellules. La conception du maillage dans les régions correspondant à la couche limite doit donc être retravaillée et étudiée plus méticuleusement.

Lors du processus de validation, la présence des renflements du PEHD, dont la formation n'est pas encore bien comprise, à l'entrée et à la sortie du canal dans certains essais, perturbe le processus de validation en compliquant la nature de l'écoulement. L'hypothèse qui a été formulée dans la thèse est la participation de la phase liquide du PEHD à la formation de ces renflements. En outre, parce que le diamètre de l'anneau d'injection est fixe et la flamme est proche de l'entrée du canal, l'apport d'énergie à la surface du combustible devient de plus en plus difficile se traduisant par une vitesse de régression très basse. Un renflement apparaît alors. La qualité de la base de données utilisée pour le processus de validation peut néanmoins être améliorée. Comme proposition d'amélioration, un essai pourrait être effectué sans anneau d'injection ou en éloignant la zone d'injection de la face avant du bloc. De cette manière, les perturbations engendrées par l'anneau d'injection sur l'écoulement à l'entrée du canal du combustible seront minimisées. En outre, d'autres combustibles auraient pu être essayés tels que l'ABS, le PBHT, GAP, etc. L'ABS aurait offert l'occasion d'étudier l'influence des suies sur la vitesse de régression du combustible. Le PBHT, combustible de référence pour une grande partie de la littérature de la propulsion hybride, aurait fourni un complément décisif à la validation de la modélisation. En effet, les données thermochimiques, le comportement de la vitesse de régression et le domaine d'application de certains modèles tels que le rayonnement sont bien connus. L'usage de ce combustible aurait montré l'applicabilité de la modélisation pour la conception des moteurs hybrides à des fins industrielles.

## Modélisation numérique

La modélisation numérique établie dans la thèse a été incapable de prédire correctement le débit de carburant. Alors que le niveau de vitesse de régression du combustible semble être respecté dans une grande partie du canal, l'origine de ces écarts proviendrait soit d'une mauvaise représentation du processus de combustion aux faces du combustible, soit à l'interaction entre l'anneau d'injection et la zone d'entrée du combustible. Une étude détaillée des effets de cette interaction améliorerait la compréhension de la nature des écarts très importants en vitesse de régression du combustible, observés dans la région jouxtant l'entrée du canal du combustible.

Le modèle d'interaction Gaz-Surface actuellement mis en place dans CEDRE a déjà été étendu pour la prise en compte du rayonnement en ajoutant le flux thermique calculé par le solveur ASTRE dans le bilan des échanges d'énergie. En revanche, l'instationnarité n'est pas prise en compte. Une simple adaptation du codage permettrait de prendre en compte les effets instationnaires dont le flux thermique transmis au combustible est réalisé par un couplage entre les solveurs CHARME et ACACIA, calculant le champ de température dans le bloc.

Le code possède une fonction calculant les flux de masse et d'énergie engendrés par la pyrolyse du combustible. Ces données de flux sont ensuite utilisées dans les bilans des échanges de masse et d'énergie par l'algorithme de résolution afin de calculer la distribution des espèces et de la température sur la condition limite. Dans la littérature du moteur hybride, lorsque le flux de masse d'oxydant est très élevé ( $> 500 - 1000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ), pour certains combustibles, des réactions hétérogènes en surface peuvent se produire et devenir les principaux acteurs de la dégradation du combustible. Dans le code, la fonction pyrolyse peut être changée par une autre décrivant ces réactions. Cependant, leur nature implique l'apparition de sites surfaciques pour lesquels les modifications associées doivent être ajoutées.

En outre, la modélisation de l'interaction Gaz-Surface ne considère qu'une seule décomposition dont les coefficients stœchiométriques sont constants. Cette approche est une forte simplification de la réalité dans laquelle la pyrolyse d'un polymère considère un grand nombre de réactions et d'espèces carbonées. Les produits obtenus varient donc en fonction de la température, de la pression et des espèces présentes à la surface du combustible. À cause de moyens humains et techniques en chimie insuffisants et par manque de temps, la construction d'une modélisation chimique de la pyrolyse n'a pas été possible. Néanmoins, l'utilisation de l'éthylène comme seul produit de pyrolyse a été motivée par une recherche d'une réduction du temps de calcul et parce qu'il s'agit de l'espèce majoritaire pour la pyrolyse du PEHD dans les conditions d'essai. De plus, le code peut être étendu facilement à une décomposition plus complexe du combustible en modifiant la fonction de calcul des flux par pyrolyse.

L'introduction de particules d'aluminium dans l'écoulement dans le cas d'un combustible métallisé peut être effectuée avec le modèle IGS déjà mis en place dans CEDRE. Cependant, la gestion entre la phase gazeuse des espèces présentes dans l'écoulement et la phase liquide due à la fusion des particules d'aluminium sur la condition limite a besoin d'être développée. Pour la paraffine, la couche de liquide devenant exclusive, le code doit offrir la possibilité de calculer le terme source de la phase liquide dans le solveur FILM via le modèle IGS adapté à la fusion du combustible. Sur cette surface, la température et les fractions massiques des espèces sont fixes. Grâce aux solveurs FILM et SPARTE, la modélisation de l'introduction du carburant en phase liquide dans l'écoulement peut tirer parti des modèles d'écoulements diphasiques mis en place dans CEDRE.

Afin de comprendre les effets géométriques du couplage entre la régression du combustible et les phénomènes aérothermochimiques, le modèle IGS doit être couplé aux méthodes de maillage dynamique afin de calculer la nouvelle position des nœuds de la frontière du domaine à partir de la valeur de la vitesse de régression calculée. Ces améliorations permettront de valider définitivement la modélisation en comparant, non seulement la distribution de la vitesse de régression mais aussi la forme de la surface du combustible.

Afin de moduler la poussée lors d'un changement de débit d'oxydant ou aux phases d'allumage et d'extinction du moteur, la balistique intérieure du moteur hybride est fortement instationnaire. La maîtrise des effets instationnaires sur la vitesse de régression et le processus de combustion est nécessaire pour contrôler les fluctuations des performances et du rendement de combustion. Dans ce cas, la simulation numérique est indispensable afin de saisir les paramètres instationnaires de l'aérodynamique de l'écoulement.

À propos de la modélisation numérique de l'écoulement, cinq aspects sont à approfondir.

- La modélisation de la turbulence : dans la thèse, le modèle de turbulence Favre-RANS  $k-\omega$  SST a été utilisé. D'autres modèles de fermeture des équations de la turbulence peuvent être envisagés tels que le modèle de Spalart-Allmaras. En outre, une meilleure représentation des mélanges devrait être obtenue avec la simulation LES bien que les coûts en calcul soient beaucoup plus importants qu'avec l'approche RANS.
- La modélisation de l'interaction chimie-turbulence : la démarche de la thèse a difficilement établi une modélisation numérique complète à cause des effets très complexes des modèles de combustion turbulente sur la représentation de l'écoulement et le comportement de la vitesse de régression du combustible. L'approche des tables de «flammelettes» n'a pas été essayée bien que CEDRE possède un modèle similaire qui n'a pas été employé, faute de temps.
- Réactions chimiques dans l'écoulement : dans la thèse, la plus simple réaction chimique de l'éthylène avec le dioxygène donnant uniquement du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau est utilisée en tant que

première approche. Une grande quantité d'espèces est produite par la combustion de l'éthylène (et pour d'autres hydrocarbures) participant à la réduction de la température de la flamme à cause de la présence de radicaux libres. Le modèle MRE a été une approche essayée dans la thèse qui permet de calculer une distribution d'espèces au voisinage de l'équilibre chimique à chaque point du maillage. Cependant, les résultats n'ont pas été convaincants montrant un niveau de vitesse de régression minimal parmi les modèles de combustion proposés.

- La suie : pour certains combustibles tels que le PBHT présentant un pourcentage de carbone, le flux radiatif à la surface du combustible devient très important (jusqu'à 50 % du flux thermique total à la paroi) à cause de la présence de suie introduite par la pyrolyse du combustible. La vitesse de régression augmente alors significativement. La suie engendrée par une combustion incomplète reste aussi à évaluer.
- Écoulement diphasique : du fait que le moteur hybride choisi utilise un injecteur catalytique, la modélisation de l'écoulement diphasique n'a pas été nécessaire. Cependant, le concept générique du moteur hybride suppose une injection liquide. Une modélisation prenant en compte l'écoulement diphasique, la vaporisation de l'oxydant et, dans le cas du peroxyde d'hydrogène, la réaction de décomposition de l'oxydant doit être établie. L'étude actuelle servirait de fondement pour évaluer les effets de la modélisation diphasique sur la distribution de la vitesse de régression du combustible.



## Annexe A

# Évolution temporelle du flux thermique conductif pariétal vers l'intérieur du combustible au cours d'un essai

Soit une phase condensée en mouvement à vitesse  $v_{reg}$  constante par rapport au repère relatif à la surface du combustible. Le mouvement est supposé uni-directionnel. Le champ de température est instationnaire et varie dans un espace semi-infini selon la coordonnée perpendiculaire à la surface du combustible  $\eta$ .

Le flux thermique conductif partant de la paroi vers l'intérieur du combustible est obtenu dans le repère relatif à la surface du combustible à  $\eta = 0$ . Ce terme est peut être déterminé par l'équation de la chaleur pour la phase solide du combustible en déplacement :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2}(\eta, t) - \frac{v_{reg}}{a_{th}} \frac{\partial T}{\partial \eta}(\eta, t) = \frac{1}{a_{th}} \frac{\partial T}{\partial t}(\eta, t) \quad (\text{A.1})$$

avec les conditions limites suivantes :

$$\forall t \in [0, +\infty[ , \quad T(\eta = 0, t) = T_w \quad \text{et} \quad T(\eta \rightarrow -\infty, t) = T_0 \quad \text{et} \quad \forall \eta \in ]-\infty, 0[ , \quad T(\eta, 0) = T_0 \quad (\text{A.2})$$

Dans le combustible, la diffusivité thermique ne dépend pas de la température et, à cause des évolutions globales stables de la vitesse de régression du combustible pendant les essais HYCAT étudiés, la vitesse de régression est supposée constante pendant l'essai. La température est réduite sans dimension par l'expression :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times [0, +\infty[ , \quad \Pi(\eta, t) = \frac{T(\eta, t) - T_0}{T_w - T_0} \quad (\text{A.3})$$

Ainsi le système s'exprime alors sous la forme :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \eta^2}(\eta, t) - \frac{v_{reg}}{a_{th}} \frac{\partial \Pi}{\partial \eta}(\eta, t) = \frac{1}{a_{th}} \frac{\partial \Pi}{\partial t}(\eta, t) \quad (\text{A.4})$$

$$\text{C.L. : } \forall t \in [0, +\infty[ , \quad \Pi(\eta = 0, t) = 1 \quad \text{et} \quad \Pi(\eta \rightarrow -\infty, t) = 0 \quad \text{et} \quad \forall \eta \in ]-\infty, 0[ , \quad \Pi(\eta, 0) = 0$$

L'équation de la chaleur est alors transformée dans le domaine de Laplace pour la coordonnée temporelle :

$$\frac{d^2 \bar{\Pi}}{d\eta^2}(\eta, s) - \frac{v_{reg}}{a_{th}} \frac{d\bar{\Pi}}{d\eta}(\eta, s) = \frac{s}{a_{th}} \bar{\Pi}(\eta, s) \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.5) est une équation différentielle linéaire d'ordre 2 à coefficients constants. Par conséquent, l'équation caractéristique est donc un polynôme du 2<sup>nd</sup> degré :

$$m^2 - \left( \frac{v_{reg}}{a_{th}} \right) m - \frac{s}{a_{th}} = 0 \quad \text{avec} \quad \Delta_{dis} = \left( \frac{v_{reg}}{a_{th}} \right)^2 + 4 \left( \frac{s}{a_{th}} \right) > 0 \quad (\text{A.6})$$

L'équation (A.6) admet donc deux solutions distinctes :

$$m = \frac{v_{reg}}{2a_{th}} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{v_{reg}}{a_{th}}\right)^2 + 4\frac{s}{a_{th}}} \quad (\text{A.7})$$

Ainsi, la forme générale de la solution de l'équation (A.5) s'écrit :

$$\bar{\Pi}(\eta, s) = C_1(s) e^{\frac{v_{reg}\eta}{2a_{th}} + \frac{\eta}{2} \sqrt{\left(\frac{v_{reg}}{a_{th}}\right)^2 + 4\frac{s}{a_{th}}}} + C_2(s) e^{\frac{v_{reg}\eta}{2a_{th}} - \frac{\eta}{2} \sqrt{\left(\frac{v_{reg}}{a_{th}}\right)^2 + 4\frac{s}{a_{th}}}} \quad (\text{A.8})$$

Lorsque  $\eta \rightarrow -\infty$ , le second terme de la solution tend vers l'infini. Par conséquent,  $C_2(s)=0$ . À  $\eta = 0$ , la température se comporte comme une fonction Heavyside temporellement. Ainsi, la solution du système dans le domaine de Laplace s'écrit :

$$\bar{\Pi}(\eta, s) = \frac{e^{\frac{v_{reg}\eta}{2a_{th}} + \frac{\eta}{\sqrt{a_{th}}} \sqrt{\frac{v_{reg}^2}{4a_{th}} + s}}}{s} \quad (\text{A.9})$$

Pour simplifier la résolution, des variables et des constantes sont définies :

$$u = \frac{v_{reg}^2}{4a_{th}}, \quad \Theta = u + s, \quad \Xi = e^{\frac{v_{reg}\eta}{2a_{th}}}, \quad J = -\frac{\eta}{\sqrt{a_{th}}} \quad (\text{A.10})$$

Une nouvelle fonction est aussi définie :

$$\aleph : (\eta, \Theta) \mapsto \bar{\Pi}(\eta, \Theta - u) \quad (\text{A.11})$$

Par conséquent,  $\aleph$  s'exprime par :

$$\aleph(\eta, \Theta) = \frac{\Xi(\eta) e^{-J(\eta)\sqrt{\Theta}}}{\Theta - u} \quad (\text{A.12})$$

Cette formule peut aussi s'écrire, par décomposition en éléments simples de fractions rationnelles de polynôme, sous la forme :

$$\aleph(\eta, \Theta) = \frac{\Xi(\eta)}{2\sqrt{u}} \left( \frac{e^{-J(\eta)\sqrt{\Theta}}}{-\sqrt{u} + \sqrt{\Theta}} - \frac{e^{-J(\eta)\sqrt{\Theta}}}{\sqrt{u} + \sqrt{\Theta}} \right) \quad (\text{A.13})$$

D'après les tables des transformations de Laplace données par Abramowitz *et* Stegun[1] :

$$\mathcal{L}^{-1} \left( \Theta \mapsto \frac{e^{-Y\sqrt{\Theta}}}{Z + \sqrt{\Theta}} \right) : t \mapsto \frac{e^{-\frac{Y^2}{4t}}}{\sqrt{\pi t}} - Z e^{ZY + Z^2 t} \operatorname{erfc} \left( Z\sqrt{t} + \frac{Y}{2\sqrt{t}} \right) \quad (\text{A.14})$$

Selon la définition de la fonction  $\aleph$  :

$$\bar{\Pi}(\eta, s) = \aleph(\eta, s + u) \quad (\text{A.15})$$

or, la transformation de Laplace pour un décalage temporel s'écrit :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad \Pi(\eta, t) = \mathcal{L}^{-1} \left( s \mapsto \bar{\Pi}(\eta, s) \right) (\eta, t) = e^{-ut} \mathcal{L}^{-1} \left( \Theta \mapsto \aleph(\eta, \Theta) \right) (\eta, t) \quad (\text{A.16})$$

Ainsi, dans le domaine temporel, la solution du système s'exprime par la relation :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad (\text{A.17})$$

$$\Pi(\eta, t) = \frac{\Xi(\eta) e^{-ut}}{2\sqrt{u}} \left[ \frac{e^{-\frac{J(\eta)^2}{4t}}}{\sqrt{\pi t}} + \sqrt{u} e^{-\sqrt{u}J(\eta)+ut} \operatorname{erfc} \left( -\sqrt{ut} + \frac{J(\eta)}{2\sqrt{t}} \right) - \frac{e^{-\frac{J(\eta)^2}{4t}}}{\sqrt{\pi t}} + \sqrt{u} e^{\sqrt{u}J(\eta)+ut} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{ut} + \frac{J(\eta)}{2\sqrt{t}} \right) \right]$$

En simplifiant, la solution du système associée à l'équation (A.4) s'écrit :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad (\text{A.18})$$

$$\Pi(\eta, t) = \frac{\Xi(\eta)}{2} \left[ e^{-\sqrt{u}J(\eta)} \operatorname{erfc} \left( -\sqrt{ut} + \frac{J(\eta)}{2\sqrt{t}} \right) + e^{\sqrt{u}J(\eta)} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{ut} + \frac{J(\eta)}{2\sqrt{t}} \right) \right]$$

d'où l'expression du champ de température dans le repère lié à la surface du combustible :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad T(\eta, t) = T_0 + \frac{(T_w - T_0) e^{\frac{v_{reg}\eta}{a_{th}}}}{2} \operatorname{erfc} \left( -\frac{\eta}{2\sqrt{a_{th}t}} - \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right) \quad (\text{A.19})$$

$$+ \frac{(T_w - T_0)}{2} \operatorname{erfc} \left( -\frac{\eta}{2\sqrt{a_{th}t}} + \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right)$$

Lorsque  $t$  tends vers l'infini, la solution correspond à la variation stationnaire de la température obtenue à l'annexe B.

L'évolution spatiale et temporelle du gradient de température s'exprime alors sous la forme :

$$\forall (\eta, t) \in ]-\infty, 0] \times ]0, +\infty[ , \quad \frac{\partial T}{\partial \eta}(\eta, t) = \frac{v_{reg}(T_w - T_0) e^{\frac{v_{reg}\eta}{a_{th}}}}{2a_{th}} \operatorname{erfc} \left( -\frac{\eta}{2\sqrt{a_{th}t}} - \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right) \quad (\text{A.20})$$

$$+ \frac{(T_w - T_0)}{2\sqrt{\pi a_{th}t}} \left[ e^{\frac{v_{reg}\eta}{a_{th}} - \left( -\frac{\eta}{2\sqrt{a_{th}t}} - \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right)^2} + e^{-\left( -\frac{\eta}{2\sqrt{a_{th}t}} + \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right)^2} \right]$$

En considérant la définition de la diffusivité thermique s'exprimant par la relation :

$$a_{th} = \frac{\lambda_s}{\rho_s C p_s} \quad (\text{A.21})$$

et en utilisant la propriété suivante de la fonction d'erreur complémentaire :

$$\forall x \in \mathbb{R} , \quad \operatorname{erfc}(-x) = 1 + \operatorname{erf}(x) \quad (\text{A.22})$$

L'évolution temporelle du flux thermique conductif partant de la paroi vers l'intérieur du combustible s'écrit :

$$\forall t \in ]0, +\infty[ , \quad \lambda_s \frac{dT}{d\eta} \Big|_{w^-} = \frac{\rho_s v_{reg} C p_s (T_w - T_0)}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right) \right] + \lambda_s \frac{(T_w - T_0)}{\sqrt{\pi a_{th}t}} e^{-\frac{v_{reg}^2 t}{4a_{th}}} \quad (\text{A.23})$$

Lorsque  $t$  tends vers l'infini, ce flux thermique pariétal correspond à l'expression obtenue en régime stationnaire à l'annexe B.

Le rapport entre les flux thermiques pariétaux transitoire et stationnaire s'exprime alors par la relation :

$$\forall t \in ]0, +\infty[ , \quad \left| \frac{\Phi_{cond,w}(t)}{\Phi_{cond,w}^{eqs}} \right| = \frac{1 + \operatorname{erf} \left( \frac{v_{reg}}{2} \sqrt{\frac{t}{a_{th}}} \right)}{2} + \frac{1}{v_{reg}} \sqrt{\frac{a_{th}}{\pi t}} e^{-\frac{v_{reg}^2 t}{4a_{th}}} \quad (\text{A.24})$$





## Annexe B

# Calcul du flux thermique conductif pariétal vers l'intérieur du combustible en régime quasi-stationnaire

Soit une phase condensée en mouvement stationnaire par rapport au repère relatif à la surface du combustible. Le mouvement est supposé uni-directionnel et la température n'est supposée alors ne dépendre que de la coordonnée perpendiculaire à la surface du combustible  $\eta$ .

Le flux thermique conductif partant de la paroi vers l'intérieur du combustible est obtenu dans le repère relatif à la surface du combustible à  $\eta = 0$ . Ce terme est peut être déterminé par l'équation de la chaleur pour la phase solide du combustible en déplacement :

$$\forall \eta \in ]-\infty, 0] , \quad \lambda_s \frac{d^2 T}{d\eta^2}(\eta) - \rho_s v_{reg} C p_s \frac{dT}{d\eta}(\eta) = 0 \quad (\text{B.1})$$

avec les conditions limites suivantes :

$$T(\eta = 0) = T_w \quad \text{et} \quad T(\eta \rightarrow -\infty) = T_0 \quad (\text{B.2})$$

Dans le combustible, la conductivité et la capacité thermique sont supposées indépendantes de la température. La solution est supposée sous la forme exponentielle et l'équation caractéristique associée est obtenue :

$$m^2 - \frac{\rho_s v_{reg} C p_s}{\lambda_s} m = 0 \quad \text{et} \quad T(\eta) = e^{m\eta} \quad (\text{B.3})$$

L'équation caractéristique a deux solutions :

$$m = 0 \quad \text{et} \quad m = \frac{\rho_s v_{reg} C p_s}{\lambda_s} \quad (\text{B.4})$$

Ainsi la forme générale de la solution de l'équation (B.1) s'écrit :

$$\forall \eta \in ]-\infty, 0] , \quad T(\eta) = C_1 + C_2 \exp\left(\frac{\rho_s v_{reg} C p_s \eta}{\lambda_s}\right) \quad (\text{B.5})$$

La solution est entièrement déterminée avec les conditions limites (B.2) :

$$\forall \eta \in ]-\infty, 0] , \quad T(\eta) = T_0 + (T_w - T_0) \exp\left(\frac{\rho_s v_{reg} C p_s \eta}{\lambda_s}\right) \quad (\text{B.6})$$

La dérivée première s'écrit :

$$\forall \eta \in ]-\infty, 0] , \quad \frac{dT}{d\eta}(\eta) = (T_w - T_0) \frac{\rho_s v_{reg} C p_s}{\lambda_s} \exp\left(\frac{\rho_s v_{reg} C p_s \eta}{\lambda_s}\right) \quad (\text{B.7})$$

À la surface du combustible :

$$\left. \frac{dT}{d\eta} \right|_{w^-} = (T_w - T_0) \frac{\rho_s v_{reg} C_{p_s}}{\lambda_s} \quad (\text{B.8})$$

Ainsi, le flux thermique conductif partant de la paroi vers l'intérieur du combustible s'exprime sous la forme :

$$\lambda_s \left. \frac{dT}{d\eta} \right|_{w^-} = \rho_s v_{reg} C_{p_s} (T_w - T_0) \quad (\text{B.9})$$

Ainsi, en vertu de la conservation de la masse et en supposant la température loin de la paroi égale à la température de référence, l'expression de ce flux thermique s'écrit :

$$\lambda_s \left. \frac{dT}{d\eta} \right|_{w^-} = G_{fuel} C_{p_s} (T_w - T_{ref}) \quad (\text{B.10})$$



## Annexe C

# Réduction de l'équation de quantité de mouvement pour une couche limite turbulente avec soufflage pariétal

Le canal creusé dans le combustible est cylindrique. Pour simplifier la démonstration, l'écoulement est supposé axisymétrique en régime stationnaire. Par conséquent, l'équation de quantité de mouvement Favre-RANS décrivant le champ de la composante radiale de la vitesse de l'écoulement s'exprime par la relation :

$$\overline{\rho} \widehat{v}_r \frac{\partial \widehat{v}_r}{\partial r} + \overline{\rho} \widehat{v}_z \frac{\partial \widehat{v}_r}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial r \overline{\rho v_r''^2}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{\rho v_r'' v_z''}}{\partial z} + \frac{\overline{\rho v_\theta''^2}}{r} + 2 \left[ \frac{1}{r} \overline{\mu \frac{\partial v_r}{\partial r}} - \frac{\overline{\mu v_r}}{r^2} \right] + 2 \frac{\partial}{\partial r} \left( \overline{\mu \frac{\partial v_r}{\partial r}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{\mu \frac{\partial v_r}{\partial z}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{\mu \frac{\partial v_z}{\partial r}} \right) \quad (\text{C.1})$$

Les cas étudiés ne présentent pas un écoulement pleinement développé dans le canal. Ainsi, la couche limite croît continûment le long du canal. Le nombre de Reynolds est donc calculé d'après la longueur du canal  $L_{fuel}$  :

$$Re_{L_{fuel}} = \frac{G_{ox} L_{fuel}}{\mu_0} = \frac{\rho_0 \widehat{v}_{z,ox} L_{fuel}}{\mu_0} \quad (\text{C.2})$$

où  $\widehat{v}_{z,ox}$  est la vitesse axiale à l'entrée du canal. Les grandeurs sont exprimées sous la forme adimensionnelle :

$$r^* = \frac{2r}{D_{canal}} \quad , \quad z^* = \frac{z}{L_{fuel}} \quad , \quad v_r^* = \frac{v_r}{\widehat{v}_{r,0}} \quad , \quad v_z^* = \frac{v_z}{\widehat{v}_{z,ox}} \quad , \quad P^* = \frac{\overline{P}}{P_{ch}} \quad , \quad \rho^* = \frac{\overline{\rho}}{\rho_0} \quad , \quad \mu^* = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{C.3})$$

$$q_r^* = \frac{\overline{\rho v_r''^2}}{\rho_0 \widehat{v}_{r,0}^2} \quad , \quad q_\theta^* = \frac{\overline{\rho v_\theta''^2}}{\rho_0 \widehat{v}_{\theta,0}^2} \quad , \quad q_{rz}^* = \frac{\overline{\rho v_r'' v_z''}}{\rho_0 \widehat{v}_{r,0} \widehat{v}_{z,ox}}$$

$\widehat{v}_{r,w}$  et  $\widehat{v}_{r,0}$  sont respectivement la vitesse du soufflage à la surface du combustible et la vitesse transversale de référence à travers la couche limite.  $P_{ch}$  est la pression chambre de référence.  $\alpha$ ,  $Ma_{canal}$ ,  $B_m$  et  $B$  sont respectivement le rapport géométrique du canal, le nombre de Mach dans le canal, le rapport des composantes de vitesse dans la couche limite, le nombre de soufflage et le rapport de vitesse orthoradiale.

$$\alpha = \frac{L_{fuel}}{D_{canal}} \quad , \quad Ma_{canal} = \sqrt{\frac{\rho_0 \widehat{v}_{z,ox}^2}{\gamma P_{ch}}} \quad , \quad B_m = \frac{\widehat{v}_{r,0}}{\widehat{v}_{z,ox}} \quad , \quad B = \frac{|\widehat{v}_{r,w}|}{\widehat{v}_{z,ox}} \quad B_\theta = \frac{\widehat{v}_{\theta,0}}{\widehat{v}_{z,ox}} \quad (\text{C.4})$$

L'équation (C.1) sous la forme adimensionnelle s'exprime alors par :

$$\rho^* \widehat{v}_r^* \frac{\partial \widehat{v}_r^*}{\partial r^*} + \frac{1}{2\alpha B_m} \rho^* \widehat{v}_z^* \frac{\partial \widehat{v}_r^*}{\partial z^*} = -\frac{\gamma}{(B_m Ma_{canal})^2} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial r^* q_r^*}{\partial r^*} - \frac{1}{2\alpha B_m} \frac{\partial q_{rz}^*}{\partial z^*} + \frac{B_\theta^2}{B_m^2} \frac{q_\theta^*}{r^*} + \frac{4\alpha}{Re_{L_{fuel}} B_m} \left[ \frac{1}{r^*} \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*}} - \frac{\overline{\mu^* v_r^*}}{r^{*2}} \right] + \frac{4\alpha}{Re_{L_{fuel}} B_m} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*}} \right) + \frac{1}{2\alpha Re_{L_{fuel}} B_m} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*}} \right) + \frac{1}{Re_{L_{fuel}} B_m^2} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*}} \right) \quad (\text{C.5})$$

À la surface du combustible  $r = \frac{D_{canal}}{2}$ , les termes moyen et fluctuant de la composante longitudinale de la vitesse sont nuls et  $\widehat{v}_r^* \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} = -B/B_m$  à cause du soufflage à la surface du combustible :

$$\begin{aligned} -\rho^* \frac{B}{B_m} \frac{\partial \widehat{v}_r^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} &= -\frac{\gamma}{(B_m Ma_{canal})^2} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \frac{\partial r^* q_r^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \frac{1}{2\alpha B_m} \frac{\partial q_{rz}^*}{\partial z^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \\ &+ \frac{4\alpha}{Re_{L_{fuel}} B_m} \left[ \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*}} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \overline{\mu^* v_r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \right] \\ + \frac{4\alpha}{Re_{L_{fuel}} B_m} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*}} \right) \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} &+ \frac{1}{2\alpha Re_{L_{fuel}} B_m} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*}} \right) \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} + \frac{1}{Re_{L_{fuel}} B_m^2} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*}} \right) \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \end{aligned} \quad (C.6)$$

L'équation (C.6) peut s'exprimer par rapport à la composante radiale du gradient de pression :

$$\begin{aligned} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} &= \frac{BB_m Ma_{canal}^2}{\gamma} \rho^* \frac{\partial \widehat{v}_r^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \frac{(B_m Ma_{canal})^2}{\gamma} \frac{\partial r^* q_r^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \frac{B_m Ma_{canal}^2}{2\alpha\gamma} \frac{\partial q_{rz}^*}{\partial z^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \\ &+ \frac{4B_m Ma_{canal}^2 \alpha}{Re_{L_{fuel}} \gamma} \left[ \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*}} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \overline{\mu^* v_r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \right] \\ + \frac{4B_m Ma_{canal}^2 \alpha}{Re_{L_{fuel}} \gamma} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*}} \right) \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} &+ \frac{B_m Ma_{canal}^2}{2\alpha Re_{L_{fuel}} \gamma} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*}} \right) \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} + \frac{Ma_{canal}^2}{Re_{L_{fuel}} \gamma} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( \overline{\mu^* \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*}} \right) \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \end{aligned} \quad (C.7)$$

Lorsque le nombre de Reynolds  $Re_{L_{fuel}}$  tend vers l'infini, le terme de couplage différentiel entre les coordonnées radiale et longitudinale devient négligeable par rapport à la composante radiale du gradient de pression. Si, de plus, le nombre de soufflage est inférieur à 1 et le rapport géométrique  $\alpha$  est borné par une valeur modérée ( $1 < \alpha < 10$ ), alors les termes de diffusion visqueuse deviennent négligeables devant la composante radiale du gradient de pression. Ainsi, l'équation (C.7) dégénère sous la forme :

$$\frac{\partial P^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} = \frac{BB_m Ma_{canal}^2}{\gamma} \rho^* \frac{\partial \widehat{v}_r^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \frac{(B_m Ma_{canal})^2}{\gamma} \frac{\partial r^* q_r^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} - \frac{B_m Ma_{canal}^2}{2\alpha\gamma} \frac{\partial q_{rz}^*}{\partial z^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} \quad (C.8)$$

quand  $Re_{L_{fuel}} \rightarrow +\infty$  et  $B_m < 1$ ,  $Ma_{canal} < 1$ ,  $1 < \alpha < 10$ ,  $\gamma \approx 1.3$

Lorsque le rapport de vitesse dans la couche limite ou le nombre de Mach dans le canal est nul, la composante radiale du gradient de pression à la surface du combustible est nulle. Néanmoins, pour ces deux quantités assez petites écrites sous la forme de la quantité  $B M a_{canal}^2$  qui doit être très petite, l'équation (C.8) peut être raisonnablement dégénérée et s'écrire :

$$\frac{\partial P^*}{\partial r^*} \Big|_{r=\frac{D_{canal}}{2}} = 0 \quad (C.9)$$

Dans le repère associé à la surface du combustible, l'équation (C.9) se traduit par :

$$\frac{\partial \overline{P}}{\partial \eta} \Big|_{w^+} = 0 \quad (C.10)$$

quand  $Re_{L_{fuel}} \rightarrow +\infty$ ,  $B_m M a_{canal}^2 \rightarrow 0$  et  $\alpha$  borné,  $B_m < 1$  et  $B < 1$



## Annexe D

# Conditions de saut fondamentales à travers la surface d'un combustible en dégradation

Le modèle d'interaction Gaz-Surface est basé sur les bilans des échanges de masse et d'énergie à la surface d'un combustible en dégradation. Les ajouts de masse et d'énergie constituent des discontinuités à travers la surface de contrôle formée par la surface du combustible. Par conséquent, des conditions de saut doivent être établies.

Soit une surface  $W$  d'aire élémentaire  $dS$ , correspondant à la surface du combustible. Le référentiel ( $R'$ ) est relatif à la surface du combustible, se déplaçant à la vitesse  $v_{reg}$  (figure D.1). Le combustible est considéré comme un matériau solide, immobile dans le repère Galiléen ( $R$ ). Par conséquent, le mouvement du bloc de combustible dans le repère relatif a une vitesse égale à  $v_{reg}$  à travers la surface, de même direction que la normale à la surface du combustible :

$$\vec{v}_s = v_{reg}\vec{n} \quad (D.1)$$

Par la conservation de la masse, l'élément de débit de masse sortant du combustible à travers la surface du combustible est égal à l'élément de débit de masse entrant dans l'écoulement :

$$d\dot{m}_s^{sortant} = d\dot{m}_{écoulement}^{entrant} \quad (D.2)$$

Or les éléments de débit de masse sortant du combustible et entrant dans l'écoulement à travers la surface s'écrivent :

$$d\dot{m}_s^{sortant} = \rho_s \vec{v}_s \cdot \vec{n} dS = \rho_s v_{reg} dS \quad \text{et} \quad d\dot{m}_{écoulement}^{entrant} = (\rho \vec{v} \cdot \vec{n})|_{w+} dS \quad (D.3)$$

De plus, la paroi est supposée adhérente :

$$(\vec{v} \cdot \vec{t})|_{w+} = 0 \quad (D.4)$$

d'où les conditions de saut obtenues par le bilan global des échanges de masse :

$$\rho_s v_{reg} = (\rho \vec{v} \cdot \vec{n})|_{w+} \quad \text{et} \quad (\vec{v} \cdot \vec{t})|_{w+} = 0 \quad (D.5)$$

L'équation de la conservation de la masse, en considérant les conditions de saut (D.5) s'exprime par la relation :

$$G_{fuel} = (\rho v)_{w+} \quad (D.6)$$

L'écoulement est aussi multi-espèce. Par conséquent, l'espèce consommée ou produite par les réactions hétérogènes en surface et la dégradation du combustible est transportée ou apportée par advection et diffusion de masse par rapport aux autres espèces (figure D.2). Ainsi, le bilan de masse par espèce à la surface du combustible s'écrit :

$$d\dot{m}_k^{réaction} = d\dot{m}_{s,k}^{sortant} = d\dot{m}_{écoulement,k}^{entrant} = d\dot{m}_k^{advection} + d\dot{m}_k^{diffusion} \quad (D.7)$$

Or, l'élément de débit de production de l'espèce  $k$  s'exprime en fonction du taux de production de la  $k^e$  espèce. De plus, ces éléments de débit de production s'ajoutent entre les espèces pour retrouver l'élément de débit de carburant sortant du combustible à travers la surface :

$$d\dot{m}_k^{réaction} = \dot{\omega}_k dS \quad \text{et} \quad \sum_{j=1}^{N_{esp}} d\dot{m}_j^{réaction} = d\dot{m}_s^{sortant} \quad \Rightarrow \quad \sum_{j=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_j = \rho_s v_{reg} \quad (\text{D.8})$$

Les éléments de débit de la  $k^e$  espèce transportés par advection et par diffusion s'expriment sous la forme de flux :

$$\forall k \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad \dot{m}_k^{advection} = (\vec{p}^{f,k} \cdot \vec{n})|_{w^+} dS = (\rho_k \vec{v} \cdot \vec{n})|_{w^+} dS \quad \text{avec} \quad \rho_k = \rho y_k \quad (\text{D.9})$$

et

$$\forall k \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad d\dot{m}_k^{diffusion} = (\vec{j}_k^{diff} \cdot \vec{n})|_{w^+} dS \quad (\text{D.10})$$

Une loi simplifiée de la diffusion des espèces est utilisée (Loi de Fick) décrivant un comportement phénoménologique de la diffusion. Le coefficient de diffusion de la  $k^e$  espèce dans le reste du mélange  $D_{m,k}$  est obtenu en utilisant le nombre de Schmidt.

$$\vec{j}_k^{diff} = -\rho D_{m,k} \nabla(y_k) \quad (\text{D.11})$$

Puisque la somme des fractions massiques des espèces est égale à 1 :

$$\sum_{i=1}^{N_{esp}} y_i = 1 \quad \Rightarrow \quad \sum_{i=1}^{N_{esp}} \nabla(y_i) = 0 \quad (\text{D.12})$$

Ainsi, en ajoutant les contributions de chaque espèce, l'équation (D.3) est retrouvée.

Par conséquent, les conditions de saut en masse pour chaque espèce s'écrivent :

$$\forall k \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad (y_k \rho \vec{v} \cdot \vec{n})|_{w^+} - (\rho D_{m,k} \nabla(y_k) \cdot \vec{n})|_{w^+} = \dot{\omega}_k \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^{N_{esp}} y_i = 1 \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i = \rho_s v_{reg} \quad (\text{D.13})$$

Les équations (D.13) peuvent être simplifiées en considérant l'équation (D.6) :

$$\forall k \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad y_{k,w} G_{fuel} - \rho D_{m,k} \frac{\partial y_k}{\partial \eta} \Big|_{w^+} = \dot{\omega}_k \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^{N_{esp}} y_i = 1 \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^{N_{esp}} \dot{\omega}_i = G_{fuel} \quad (\text{D.14})$$

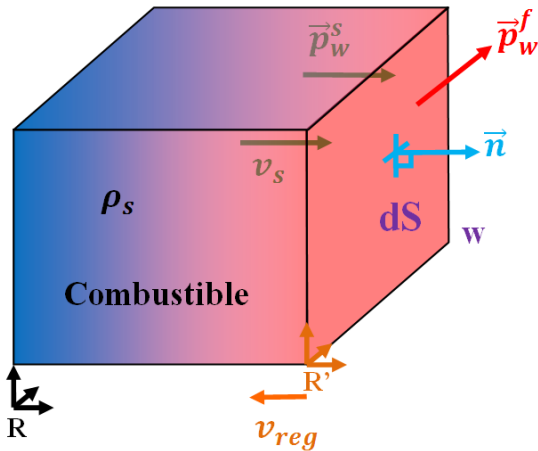


FIGURE D.1 – Échange de masse à travers la surface du combustible.

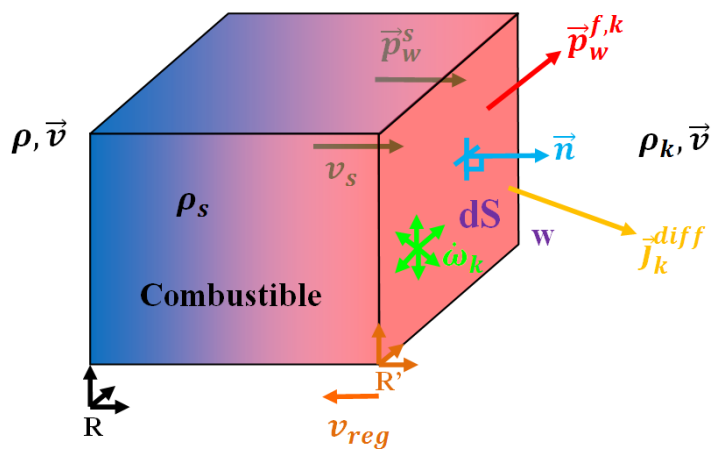


FIGURE D.2 – Échange de masse à travers la surface du combustible pour la  $k^e$  espèce.

La surface du combustible reçoit de la chaleur de l'écoulement par la convection thermique et le rayonnement (figure D.3). D'autre part, l'énergie des espèces présentes à la surface du combustible est transportée par



convection et par diffusion de masse dans l'écoulement. Une partie de la puissance reçue par le combustible est transmise sous la forme d'un flux thermique conductif. Une partie de l'énergie contenue dans le combustible sort du bloc à travers la surface à cause du mouvement relatif du combustible par rapport à la surface. Ainsi, les échanges de puissance à travers la surface élémentaire  $W$  s'expriment par la relation :

$$dQ_{rad}^{net} + dQ_{th}^{cc} + dQ_m^{advection} + dQ_m^{diffusion} = dQ_{s,th}^{cd} + dQ_s^{sortant} \quad (D.15)$$

Les flux thermiques par convection, par rayonnement et par conduction s'expriment par les relations :

$$dQ_{th}^{cc} = \left( \vec{j}_{th}^{cc} \cdot \vec{n} \right) \Big|_{w^+} dS \quad \text{et} \quad dQ_{rad}^{net} = \left( \vec{\Phi}_{rad}^{incident} \cdot \vec{n} \right) \Big|_{w^+} dS - \left( \vec{\Phi}_{rad}^{emis} \cdot \vec{n} \right) \Big|_{w^+} dS \quad \text{et} \quad dQ_{th}^{cd} = \left( \vec{j}_{th}^{cd} \cdot \vec{n} \right) \Big|_{w^-} dS \quad (D.16)$$

En prenant en compte la résultante de toutes les directions provenant de la source de rayonnement, les flux thermiques radiatifs incident et émis peuvent s'écrire sous la forme :

$$\vec{\Phi}_{rad}^{incident} = -\Phi_{rad}^{incident} \vec{n} \quad \text{et} \quad \vec{\Phi}_{rad}^{emis} = \Phi_{rad}^{emis} \vec{n} \quad (D.17)$$

La conduction thermique dans l'écoulement et dans le combustible suit la loi phénoménologique de Fourier :

$$\vec{j}_{th}^{cc} = -\lambda_g \nabla(T) \quad \text{et} \quad \vec{j}_{th}^{cd} = -\lambda_s \nabla(T) \quad (D.18)$$

Les éléments de puissance décrivant le transport de l'énergie des espèces présentes à la surface du combustible dans l'écoulement par advection et diffusion s'expriment par les relations :

$$dQ_m^{advection} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} \left( \vec{q}^{f,i} \cdot \vec{n} \right) \Big|_{w^+} dS \quad \text{et} \quad dQ_m^{diffusion} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} \left( \vec{q}_i^{m,diff} \cdot \vec{n} \right) \Big|_{w^+} dS \quad (D.19)$$

Pour chaque espèce, les densités de flux de puissance advectif et diffusif s'écrivent :

$$\forall k \in \llbracket 1, N_{esp} \rrbracket, \quad \vec{q}^{f,k} = \rho y_k h_k \vec{v} \quad \text{et} \quad \vec{q}_k^{m,diff} = h_k j_k^{diff} = -\rho D_{m,k} h_k \nabla(y_k) \quad (D.20)$$

Ainsi l'élément de puissance du transport des espèces par advection et diffusion de masse peut s'exprimer par la relation :

$$dQ_m^{advection} + dQ_m^{diffusion} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} h_{i,w} \left[ (y_i \rho \vec{v} \cdot \vec{n}) \Big|_{w^+} - (\rho D_{m,i} \nabla(y_i) \cdot \vec{n}) \Big|_{w^+} \right] dS \quad (D.21)$$

Or, l'équation (D.21) peut être simplifiée en considérant les conditions de saut en masse pour chaque espèce (équations (D.13)) :

$$dQ_m^{advection} + dQ_m^{diffusion} = \sum_{i=1}^{N_{esp}} h_{i,w} \dot{\omega}_i dS \quad (D.22)$$

L'élément de puissance sortant du combustible à travers sa surface décrit le transport d'une partie de l'énergie du bloc du combustible par rapport au repère relatif à la surface du combustible :

$$dQ_s^{sortant} = (\vec{q}_s \cdot \vec{n}) \Big|_{w^-} dS \quad \text{avec} \quad \vec{q}_s = \rho_s v_{reg} h_{s,w} \vec{n} \quad (D.23)$$

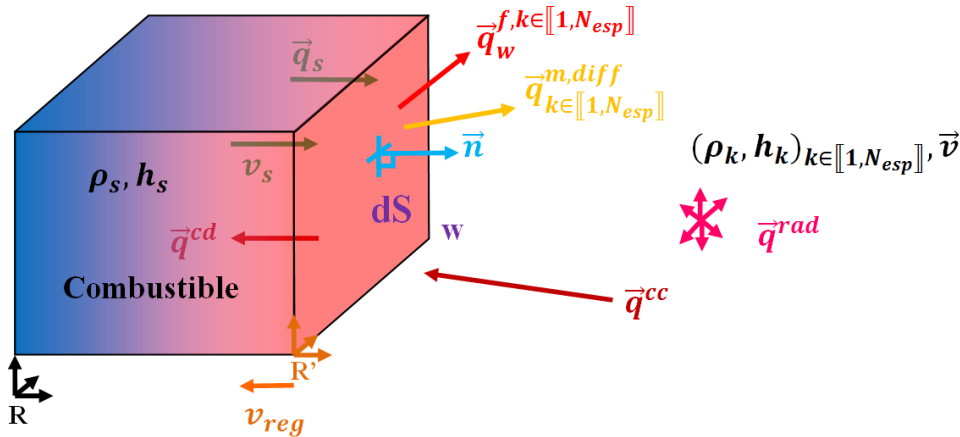


FIGURE D.3 – Échange d'énergie à travers la surface du combustible.

Ainsi la condition de saut en énergie à travers la surface du combustible s'exprime par l'équation :

$$-\Phi_{rad}^{incident} + \Phi_{rad}^{emis} - \lambda_g [\nabla(T) \cdot \vec{n}]|_{w^+} + \sum_{i=1}^{N_{esp}} h_{i,w} \dot{\omega}_i = -\lambda_s [\nabla(T) \cdot \vec{n}]|_{w^-} + \rho_s v_{reg} h_{s,w} \quad (D.24)$$

En considérant les expressions scalaires du flux thermique radiatif net et du flux de masse de carburant (équation (D.6)) :

$$\Phi_{rad}^{net} = \Phi_{rad}^{incident} - \Phi_{rad}^{emis} \quad (D.25)$$

L'expression du bilan des échanges d'énergie à la surface du combustible s'exprime alors par :

$$-\Phi_{rad}^{net} - \lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w^+} + \sum_{i=1}^{N_{esp}} h_{i,w} \dot{\omega}_i = -\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{w^-} + G_{fuel} h_{s,w} \quad (D.26)$$



## Annexe E

# Mesure de la diffusivité thermique du polyéthylène haute densité

Le polyéthylène PEHD utilisé dans le cadre de la thèse possède une diffusivité thermique qui peut affecter significativement les modèles de correction du traitement des données issues mesures ultrasoniques et le temps de réponse du flux thermique conductif dans le combustible. Par conséquent, sa mesure est nécessaire.

Le PEHD a une température de fusion voisine de 125 °C. Au delà, le polymère devient une substance liquide et très visqueuse jusqu'à la dégradation au voisinage des températures de 550-750 °C. Dans un moteur hybride, la montée en température de la surface est estimée à 6000 K.s<sup>-1</sup>. Par conséquent, la couche de PEHD liquéfiée à la surface du combustible peut être négligée. La diffusivité thermique du PEHD est donc mesurée sur la plage de température de 20 à 100 °C.

Le diffusimètre Triagon est un montage laser qui mesure les diffusivités thermiques transverse et dans le plan de matériaux opaques à 1.06 μm, à partir du suivi de la température de la face arrière de l'échantillon. La face avant de l'échantillon est exposée à une impulsion énergétique par laser. La mesure de la diffusivité est effectuée pour trois échantillons à la fois et de chaleur spécifique pour deux échantillons car le troisième est utilisé comme la référence. Cette technique a été utilisée pour la mesure de diffusivité de barrières thermiques pour des aubes de turbine.



FIGURE E.1 – Diffusimètre thermique laser

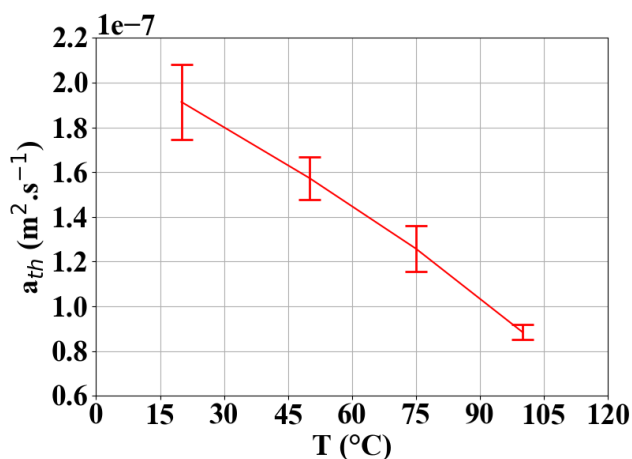


FIGURE E.2 – Variations de la diffusivité thermique du PEHD en fonction de la température

Les échantillons sont cylindriques de diamètre compris entre 10 et 20 mm et d'épaisseur comprise entre 2 et 5 mm. Le domaine de température s'étend entre 20 et 2200 °C sous atmosphère neutre. La plage de mesure de la diffusivité thermique est comprise entre 10<sup>-8</sup> à 10<sup>-4</sup> m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>. Le laser Triagon est au CO<sub>2</sub> avec des impulsions

à  $10.6 \mu\text{m}$  d'énergie moyenne 20 J chacune. Les échantillons sont placés dans un four à résistance électrique en graphite, interne à l'enceinte à vide, permettant une chauffe jusqu'à  $2200 \text{ }^\circ\text{C}$ . L'enceinte à vide est refroidie par circulation d'eau. Le vide est réalisé par une pompe primaire Alcatel  $10 \text{ m}^3$ .



# Bibliographie

- [1] ABRAMOWITZ, M., AND STEGUN, I. A. Laplace transforms. In *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables*, vol. 55. U.S. National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series, 1965, ch. 29, p. 1019.
- [2] ANDERSEN, P., KAYS, W., AND MOFFAT, R. The turbulent boundary layer on a porous plate : An experimental study of the fluid mechanics for adverse free-stream pressure gradients. Tech. Rep. 19720022609, NASA-CR-127817, HMT-15, May 1972.
- [3] ANDREWS, P., AND WOOD, F. *Uberentrepreneur*. Palgrave Macmillan, London, 2014, ch. Space Invasion, pp. 48–73.
- [4] ANTHOINE, J., LESTRADE, J.-Y., AND MESSINEO, J. AND CASU, S. Performances of a multi-pulsed hybrid rocket engine operating with highly concentrated hydrogen peroxide. In *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (Atlanta, GA, jul 2017), Paper AIAA 2017–4906.
- [5] AOUDJHANE, S. SpaceX réussit le troisième lancement de la fusée falcon heavy. *L'Usine Nouvelle* (Juin 2019).
- [6] AUPOIX, B., AND SPALART, P. Extensions of the spalart–allmaras turbulence model to account for wall roughness. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 4 (2003), 454–462.
- [7] BELLOMO, N., BARATO, F., FAENZA, M., LAZZARIN, M., BETTELLA, A., AND PAVARIN, D. Numerical and experimental investigation on vortex injection in hybrid rocket motors. In *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*.
- [8] BELLOMO, N., BARATO, F., FAENZA, M., LAZZARIN, M., BETTELLA, A., AND PAVARIN, D. Numerical and experimental investigation of unidirectional vortex injection in hybrid rocket engines. *Journal of Propulsion and Power* 29, 5 (sep 2013), 1097–1113.
- [9] BELLOMO, N., FAENZA, M., BARATO, F., BETTELLA, A., AND PAVARIN, D. The "vortex reloaded" project : Numerical investigation on fully tangential vortex injection in n2o - paraffin hybrid motors. In *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 2012* (07 2012).
- [10] BELLOMO, N., LAZZARIN, M., BARATO, F., BETTELLA, A., PAVARIN, D., AND GROSSE, M. Investigation of effect of diaphragms on the efficiency of hybrid rockets. *Journal of Propulsion and Power* 30, 1 (2014), 175–185.
- [11] BELLOMO, N., LAZZARIN, M., BARATO, F., AND GROSSE, M. Numerical investigation of the effect of a diaphragm on the performance of a hybrid rocket motor. In *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (2010), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [12] BERNELIN, M.-C., AND VALÈS, M. Space rider's inspection by a cobot. In *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 2019).
- [13] BIANCHI, D., LAPENNA, P., CRETA, F., AND NASUTI, F. Numerical simulations of flowfield and combustion in hybrid rockets. In *Space Propulsion Conference* (2016).
- [14] BIANCHI, D., LECCESE, G., NASUTI, F., AND C., C. Modeling of high density polyethylene regression rate in the simulation of hybrid rocket flowfields. In *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 2017), no. 629.
- [15] BIANCHI, D., AND NASUTI, F. Cfd analysis of hybrid rocket flowfields including fuel pyrolysis and nozzle ablation. In *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (07 2013), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [16] BIANCHI, D., NASUTI, F., AND CARMICINO, C. Hybrid rockets with axial injector : Port diameter effect on fuel regression rate. *Journal of Propulsion and Power* 32, 4 (jul 2016), 984–996.

- [17] BIANCHI, D., NASUTI, F., AND DELFINI, D. Modeling of gas-surface interface for paraffin-based hybrid rocket fuels in cfd. In *6th European Conference for Aerospace Science* (Rhode-Saint-Genève, 2015).
- [18] BIANCHI, D., NASUTI, F., AND PACIORRI, R., A. O. M. Computational analysis of hypersonic flows including finite rate ablation thermochemistry. In *7th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures* (Noordwijk, The Netherlands, April 2013), ESA-ESTEC, Ed.
- [19] BIANCHI, D., AND NERI, A. A. Numerical simulation of chemical erosion in vega solid rocket motor nozzles. *Journal of Propulsion and Power* 34, 2 (2017).
- [20] BOISSON, T. La nasa donne son feu vert pour une production industrielle du cargo spatial dream chaser. *Thrust My Science* (January 2019).
- [21] BONFIGLIOLI, A., AND PACIORRI, R. Convergence analysis of shock-capturing and shock-fitting solutions on unstructured grids. *AIAA Journal* 52, 7 (January 2014), 1404–1416.
- [22] CAI, G., AND TIAN, H. Numerical simulation of the operation process of a hybrid rocket motor. In *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (Sacramento, CA, 2006), AIAA Paper 2006–4506.
- [23] CAI, G., ZENG, P., LI, X., TIAN, H., AND YU, N. Scale effect of fuel regression rate in hybrid rocket motor. *Aerospace Science and Technology* 24, 1 (jan 2013), 141–146.
- [24] CARMICINO, C. Acoustics, vortex shedding, and low-frequency dynamics interaction in an unstable hybrid rocket. *Journal of Propulsion and Power* 25, 6 (nov 2009), 1322–1335.
- [25] CARMICINO, C., ORLANDI, O., SORGE, A., DAUCH, F., AMICIS, R., AND ROSA, M. Basic aspects of the hybrid engine operation. In *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (08 2009), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [26] CARMICINO, C., AND RUSSO, S. A. Influence of a conical axial injector on hybrid rocket performance. *Journal of Propulsion and Power* 22, 5 (sep 2006), 984–995.
- [27] CARMICINO, C., AND RUSSO SORGE, A. Role of injection in hybrid rockets regression rate behavior. *Journal of Propulsion and Power* 21, 4 (July-August 2005), 606–612.
- [28] CARMICINO, C., AND RUSSO SORGE, A. Experimental investigation into the effect of solid-fuel additives on hybrid rocket performance. *Journal of Propulsion and Power* 31, 2 (2015), 699–712.
- [29] CARMICINO, C., AND SORGE, A. Performance comparison between two different injector configurations in a hybrid rocket. *Aerospace Science and Technology* 11, 1 (2007), 61 – 67.
- [30] CAUTY, F., SERÝN, N., AND GRAMER, D. Solid-fuel pyrolysis phenomena and regression rate, part 2 : Measurement techniques. In *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, vol. 218. Progress in Astronautics and Aeronautics, edited by Chiaverini, M. and Kuo, K., 2007, ch. 4, pp. 167–206.
- [31] CHEN, Y.-S., CHOU, T., GU, B., WU, J., WU, B., LIAN, Y., AND YANG, L. Multiphysics simulations of rocket engine combustion. *Journal of Computers and Fluids* 45 (2011), 29–36.
- [32] CHENG, G., FARMER, R., JONES, H., AND MCFARLANE, J. Numerical simulation of the internal ballistics of a hybrid rocket motor. In *32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* (Reno, NV, 1994), AIAA Paper 1994–554.
- [33] CHIAVERINI, M. Review of solid-fuel regression rate behavior in classical and nonclassical hybrid rocket motors. In *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, vol. 218. Progress in Astronautics and Aeronautics, edited by Chiaverini, M. and Kuo, K., 2007, ch. 2, pp. 37–126.
- [34] CHIAVERINI, M., KUO, K., PERETZ, A., AND HARTING, G. Regression-rate and heat-transfer correlations for hybrid rocket combustion. *Journal of Propulsion and Power* 17, 1 (jan 2001), 99–110.
- [35] CHIAVERINI, M., AND KUO, K. K. *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, progress in astronautics and aeronautics ed., vol. 218. AIAA, 2007. pp. 104.
- [36] CHIAVERINI, M., SERIN, N., JOHNSON, D., LU, Y.-C., KUO, K., AND RISHA, G. Regression rate behavior of hybrid rocket solid fuels. *Journal of Propulsion and Power* 16, 1 (jan 2000), 125–132.
- [37] CORONETTI, A., AND SIRIGNANO, W. Numerical analysis of hybrid rocket combustion. *Journal of Propulsion and Power* 29, 2 (March 2013), 371–384.
- [38] DALY, B. J., AND HARLOW, F. H. Transport equations in turbulence. *The Physics of Fluids* 13, 11 (Nov. 1970), 2634–2649.
- [39] DECOURT, R. Blue origin vise un vol habité d’ici 2020. *Futura Science* (October 2019).



- [40] DELUCA, L., GALFETTI, L., COLOMBO, G., MAGGI, F., BANDERA, A., BOIOCCHI, M., GARIANI, G., MEROTTO, L., PARAVAN, C., AND REINA, A. Time-resolved burning of solid fuels for hybrid rocket propulsion. *Advances in Propulsion Physics 2* (01 2011), 405–426.
- [41] DESMARIAUX, J., CLIQUET-MORENO, E., CHAVAGNAC, C., DUMONT, E., AND YASUHIRO, S. Callisto : Its flight envelope and vehicle design. In *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 07 2019).
- [42] DI MARTINO, G., MUNGIGUERRA, S., CARMICINO, C., AND SAVINO, R. Combined fluid-dynamic modelling of hybrid rocket internal ballistics and nozzle heat transfer. In *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 07 2017).
- [43] DI MARTINO, G. D., CARMICINO, C., AND SAVINO, R. Transient computational thermofluid-dynamic simulation of hybrid rocket internal ballistics. *Journal of Propulsion and Power* 33, 6 (mar 2017), 1395–1409.
- [44] DI MARTINO, G. D., MALGIERI, P., CARMICINO, C., AND SAVINO, R. A simplified computational fluid-dynamic approach to the oxidizer injector design in hybrid rockets. *Acta Astronautica* 129 (2016), 8 – 21.
- [45] DUA, S., AND PING, C. Multi-dimensional radiative transfer in non-isothermal cylindrical media with non-isothermal bounding walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18, 2 (1975), 245 – 259.
- [46] DUPOIRIEUX, F., AND BERTIER, N. The models of turbulent combustion in the charme solver of cedre. *The ONERA Journal AerospaceLab*, 2 (03 2011), 1–7. AL02-02.
- [47] DURAND, J.-E., RAYNAUD, F., LAMET, J. M., TESSÉ, L., LESTRADE, J.-Y., AND ANTHOINE, J. Numerical study of fuel regression in hybrid rocket engine. In *2018 Joint Propulsion Conference, AIAA Propulsion & Energy Forum*, (Cincinnati, OH, 2018), AIAA Paper 2018–4593.
- [48] DURAND, J.-E., RAYNAUD, F., LESTRADE, J.-Y., AND ANTHOINE, J. Turbulence modeling effects on fuel regression rate in hybrid rocket numerical simulations. *Journal of Propulsion and Power* 35, 6 (2019), 1127–1142.
- [49] ELGHOBASHI, S. E., AND LAUNDER, B. E. Turbulent time scales and the dissipation rate of temperature variance in the thermal mixing layer. *The Physics of Fluids* 26, 9 (1983), 2415–2419.
- [50] ESTEY, P., ALTMAN, D., AND MCFARLANE, J. An evaluation of scaling effects for hybrid rocket motors. In *27th Joint Propulsion Conference* (1991), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [51] FAENZA, M., BARATO, F., L. M., AND D., P. Hybrid rocket motors regression rate prediction through cfd simulations. In *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 2015).
- [52] FARBAR, E., LOUWERS, J., AND KAYA, T. Investigation of metallized and nonmetallized hydroxyl terminated polybutadiene/hydrogen peroxide hybrid rockets. *Journal of Propulsion and Power* 23, 2 (2007), 476–486.
- [53] FAVARÓ, F. M., SIRIGNANO, W. A., MANZONI, M., AND DELUCA, L. T. Solid-fuel regression rate modeling for hybrid rockets. *Journal of Propulsion and Power* 29, 1 (2013), 205–215.
- [54] FUGIT, J.-L. Reusable space launchers. In *Science and Technology Briefings* (2019), no. 9, Assemblée Nationale, Senat, Parliamentary Office for Scientific and Technological Assessment.
- [55] GARIANI, G., MAGGI, F., AND GALFETTI, L. Simulation code for hybrid rocket combustion. In *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (2010), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [56] GARIANI, G., MAGGI, F., AND GALFETTI, L. Numerical simulation of htpb combustion in a 2d hybrid slab combustor. *Acta Astronautica* 69, 5–6 (09 2011), 289–296.
- [57] GASCOIN, N., AND GILLARD, P. 2d transient numerical code for hybrid rocket simulations with detailed chemistry. In *20th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference* (2011).
- [58] GASCOIN, N., MANGEOT, A., AND GILLARD, P. Micro and full-scale experiments on hybrid rocket fuel and prelude to hybrid rocket combustor simulations. In *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (2013), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [59] GEORGE, P., KRISHNAN, S., VARKEY, P. M., RAVINDRAN, M., AND RAMACHANDRAN, L. Fuel regression rate in hydroxyl-terminated-polybutadiene/gaseous-oxygen hybrid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power* 17, 1 (2001), 35–42.

- [60] GLOWACKI, J., MAGGI, F., AND GALFETTI, L. Numerical simulation of vortex combustion in a hybrid rocket motor. In *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genèse, July 2017), no. 477.
- [61] GOLOVITCHEV, V. I., BERGMAN, M., AND MONTORSI, L. Cfd modeling of diesel oil and dme performance in a two-stroke free piston engine. *Combustion Science and Technology* 179 (01 2007), 417–436.
- [62] GOLOVITCHEV, V. I., NORDIN, N., JARNICKI, R., AND CHOMIAK, J. 3-d diesel spray simulations using a new detailed chemistry turbulent combustion model. In *SAE Technical Paper* (06 2000), SAE International.
- [63] GORDON, S., AND MCBRIDE, B. J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. Tech. rep., NASA, 1994. NASA-RP-1311.
- [64] GROSSE, M. Effect of a diaphragm on performance and fuel regression of a laboratory scale hybrid rocket motor using nitrous oxide and paraffin. In *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (2009), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [65] GÉVAUDAN, C. Ariane networks, une start-up pour les fusées de demain. *Libération* (February 2019).
- [66] HAAG, G. *Alternative geometry Hybrid Rockets for spacecraft orbit transfer*. Phd thesis, School of Electronic Engineering, Information Technology and Mathematics, University of Surrey, 2001.
- [67] HAZEWINKEL, M. *Encyclopaedia of Mathematics*. Springer, New York, 2001, ch. Beta-Distribution.
- [68] HERSCH, M. Experimental method of measuring intensity of turbulence in a rocket chamber. *ARS Journal* 31, 1 (1961), 39–45.
- [69] HINK, R. Validation of the k-omega turbulence model for the thermal boundary layer profile of effusive cooled walls. *CEAS Space Journal* 7, 3 (sept. 2015), 389–398.
- [70] HINK, R., HANNEMANN, V., AND EGGERS, T. Extension of the spalart-allmaras one-equation turbulence model for effusion cooling problems. In *Deutscher Luft und Raumfahrtkongress* (09 2013).
- [71] HU, J., XIA, Z., WANG, D., AND HUANG, L. Numerical simulation of fuel regression rate behavior of hybrid rocket motors. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences* 56, 6 (2013), 351–359.
- [72] HUMBLE, R. *Space Propulsion Analysis and Design*. McGraw-Hill Companies, Incorporated, 1995.
- [73] JONES, W., AND LAUNDER, B. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, 2 (1972), 301–314.
- [74] JONES, W., AND LINDSTEDT, R. Global reaction schemes for hydrocarbon combustion. *Combustion and Flame* 73, 3 (1988), 233 – 249.
- [75] KARABEYOGLU, M. A., ALTMAN, D., AND CANTWELL, B. J. Combustion of liquefying hybrid propellants : Part 1, general theory. *Journal of Propulsion and Power* 18, 3 (2002), 610–620.
- [76] KARABEYOGLU, M. A., AND CANTWELL, B. J. Combustion of liquefying hybrid propellants : Part 2, stability of liquid films. *Journal of Propulsion and Power* 18, 3 (2002), 621–630.
- [77] KIM, H.-J., AND KIM, Y.-M. Numerical modeling for combustion processes of hybrid rocket engine. In *37th Joint Propulsion Conference & Exhibit* (2001), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [78] KUMAR, C., AND KUMAR, A. Effect of diaphragms on regression rate in hybrid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power* 29, 3 (may 2013), 559–572.
- [79] KUMAR, R., AND RAMAKRISHNA, P. Measurement of regression rate in hybrid rocket using combustion chamber pressure. *Acta Astronautica* 103 (2014), 226 – 234.
- [80] KUO, K., AND CHIAVERINI, M. Challenges of hybrid rocket propulsion in the 21st century. In *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, vol. 218. Progress in Astronautics and Aeronautics, edited by Chiaverini M. and Kuo K., 2007, ch. 15.
- [81] KUO, K., AND HOUM, R. Theoretical modeling and numerical simulation challenges of combustion processes of hybrid rockets. In *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (2011).
- [82] LAGNEAU, L. Pour le général lavigne, la question de doter l’armée de l’air d’un drone spatial se posera un jour. *zone militaire opex360.com* (October 2019).
- [83] LAI, A., C. LIN, Y., S. WEI, S., H. CHOU, T., W. LIN, J., WU, J., AND CHEN, Y.-S. Numerical investigation of a N2O/HTPB hybrid rocket motor with a dual-vortical-flow (dvf) design. *Journal of Mechanics* 33 (2017).

- [84] LAZZARIN, M., BARATO, F., BELLOMO, N., FAENZA, M., BETTELLA, A., AND PAVARIN, D. Analysis of fluid-dynamic systems to increase combustion efficiency in hybrid rockets. In *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, July 2013).
- [85] LAZZARIN, M., BARATO, F., BELLOMO, N., PAVARIN, D., BETTELLA, A., GROSSE, M., AND FAENZA, M. Cfd simulation of a hybrid rocket motor with liquid injection. In *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 2011* (07 2011).
- [86] LAZZARIN, M., BARATO, F., BETTELLA, A., AND PAVARIN, D. Computational fluid dynamics simulation of regression rate in hybrid rockets. *Journal of Propulsion and Power* 29, 6 (2013), 1445–1452.
- [87] LAZZARIN, M., BARATO, F., FAENZA, M., BELLOMO, N., PAVARIN, D., AND BETTELLA, A. Numerical investigation of hybrid motors for the eu fp7 spartan program. In *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 2012* (07 2012).
- [88] LAZZARIN, M., FAENZA, M., BARATO, F., BELLOMO, N., AND BETTELLA, A. Numerical simulation of hybrid rockets liquid injection and comparison with experiments. *Journal of Propulsion and Power* 31, 1 (jan 2015), 352–364.
- [89] LAZZARIN, M., FAENZA, M., BARATO, F., BELLOMO, N., BETTELLA, A., AND PAVARIN, D. Computational fluid dynamics simulation of hybrid rockets of different scales. *Journal of Propulsion and Power* 31, 5 (sep 2015), 1458–1469.
- [90] LECCESE, G., BIANCHI, D., AND NASUTI, F. Modeling of paraffin-based fuels in the simulation of hybrid rocket flowfields. In *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (2016), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [91] LECCESE, G., BIANCHI, D., AND NASUTI, F. Simulations of hybrid rocket flowfields including modeling of fuel pyrolysis and thermal radiation. In *Space Propulsion Conference* (2016).
- [92] LECCESE, G., BIANCHI, D., AND NASUTI, F. Modeling and simulation of paraffin-based hybrid rocket internal ballistics. In *Joint Propulsion Conference* (2018).
- [93] LECCESE, G., BIANCHI, D., NASUTI, F., STOBER, K., NARSAI, P., AND CANTWELL, B. Experimental and numerical evaluation of the radiative wall heat flux in the post-chamber of a paraffin-based hybrid rocket engine. In *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 2017).
- [94] LECCESE, G., BIANCHI, D., NASUTI, F., STOBER, K., NARSAI, P., AND CANTWELL, B. Simulations of paraffin-based hybrid rocket motors and comparison with experiments. In *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (2017), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [95] LENGELLÉ, G. Thermal degradation kinetics and surface pyrolysis of vinyl polymers. *AIAA Journal* 8, 11 (1970), 1989–1996.
- [96] LENGELLÉ, G., FOUREST, B., J.C., G., AND GUIN, C. Condensed phase behavior and ablation rate of fuels for hybrid propulsion. In *AIAA/SAE/ASME/ASEE 29th Joint Propulsion Conference & Exhibit* (Monterey, CA, 1993), AIAA Paper 1993–2413.
- [97] LENGELLÉ, G. Solid-fuel pyrolysis phenomena and regression rate, part 1 : Mechanisms. In *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, vol. 218. Progress in Astronautics and Aeronautics, edited by Chiaverini, M. J. and Kuo, K. K., 2007, ch. 3, p. 127.
- [98] LESTRADE, J.-Y. *Modélisation de la régression des combustibles liquéfiables dans un moteur hybride*. PhD thesis, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE), December 2012.
- [99] LESTRADE, J.-Y., ANTHOINE, J., VERBERNE, O., BOIRON, A. J., KHIMECHE, G., AND FIGUS, C. Experimental demonstration of the vacuum specific impulse of a hybrid rocket engine. *Journal of Spacecraft and Rockets* 54, 1 (jan 2017), 101–108.
- [100] LESTRADE, J.-Y., MESSINEO, J., HIJLKEMA, J., PRÉVOT, P., CASALIS, G., AND ANTHOINE, J. Hybrid chemical engines : recent advances from sounding rocket propulsion and vision for spacecraft propulsion. *AerospaceLab Journal* 11 (June 2016).
- [101] LESTRADE, J.-Y., PRÉVOT, P., MESSINEO, J., ANTHOINE, J., CASU, S., AND GEIGER, B. Development of a catalyst for high concentrated hydrogen peroxide. In *6th International Symposium on Propulsion for Space Transportation (Space Propulsion)* (2016), SP2016–3125136.
- [102] LI, X., TIAN, H., AND CAI, G. Numerical analysis of fuel regression rate distribution characteristics in hybrid rocket motors with different fuel types. *Science China Technological Sciences* 56, 7 (may 2013), 1807–1817.

- [103] LIN, J. L. Two-phase flow effect on hybrid rocket combustion. *Acta Astronautica* 65, 7 (2009), 1042–1057.
- [104] MAGNUSSEN, B., AND HJERTAGER, B. On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. *Symposium (International) on Combustion* 16, 1 (jan 1977), 719–729.
- [105] MANGEOT, A., GASCOIN, N., AND GILLARD, P. Methodologies for detailed chemistry computation, application to hybrid rocket combustion chamber simulations. In *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (2013), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [106] MARBLE, F. E., AND BROADWELL, J. E. The coherent flame model for turbulent chemical reactions. In *Prepared for Project SQUID* (1977), TRW Systems Group. 29314-6001-RU-00.
- [107] MARXMAN, G., AND GILBERT, M. Turbulent boundary layer combustion in the hybrid rocket. *Symposium (International) on Combustion* 9, 1 (jan 1963), 371–383.
- [108] MAZZETTI, A., AND BARBANTE, P. Object oriented techniques for the numerical simulation of combustion processes in hybrid rocket engines. In *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 2013).
- [109] MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32, 8 (aug 1994), 1598–1605.
- [110] MESSINEO, J., LESTRADE, J.-Y., HIJLKEMA, J., AND ANTHOINE, J. 3d miles simulation of a hybrid rocket with swirl injection. In *Space Propulsion 2016* (ROME, Italy, May 2016).
- [111] MESSINEO, J., LESTRADE, J.-Y., HIJLKEMA, J., AND ANTHOINE, J. Vortex shedding influence on hybrid rocket pressure oscillations and combustion efficiency. *Journal of Propulsion and Power* 32, 6 (nov 2016), 1386–1394.
- [112] MOFFAT, R. J., AND KAYS, W. M. The turbulent boundary layer on a porous plate : Experimental heat transfer with uniform blowing and suction. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 11, 10 (1968), 1547 – 1566.
- [113] MOTOE, M., MATSUNO, T., AND SHIMADA, T. Numerical analysis of combustion field in hybrid rocket motor with swirling and axial oxidizer injection. In *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences* (Rhode-Saint-Genève, 2017).
- [114] NAGATA, H., NAKAYAMA, H., WATANABE, M., WAKITA, M., AND TOTANI, T. Accuracy and applicable range of a reconstruction technique for hybrid rockets. *Advances in aircraft and spacecraft science* 1, 3 (07 2014), 273–289.
- [115] NETZER, D. Modeling solid-fuel ramjet combustion. *Journal of Spacecraft and Rockets* 14, 12 (1977), 762–766.
- [116] NOVOZHILOV, V., JOSEPH, P., ISHIKO, K., SHIMADA, T., WANG, H., AND LIU, J. Polymer combustion as a basis for hybrid propulsion : A comprehensive review and new numerical approaches. *Energies* 4, 10 (2011), 1779–1839.
- [117] OTTO, M. Suborbital reusable launch vehicles and their manufacturers. In *Feasibility Study and Future Projections of Suborbital Space Tourism at the Example of Virgin Galactic*. Diplomica Verlag, 2009, ch. 3.3, p. 40.
- [118] PACCAGNELLA, E., BARATO, F., PAVARIN, D., AND KARABEYOĞLU, A. Scaling parameters of swirling oxidizer injection in hybrid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power* (mar 2017), 1–17.
- [119] PACCAGNELLA, E., BARATO, F., PAVARIN, D., AND KARABEYOĞLU, A. M. Scaling of hybrid rocket motors with swirling oxidizer injection. In *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (2015), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [120] PEARLMAN, R. Sierra nevada corporation begins dream chaser main hybrid rocket motor testing. *Collect Space* (July 2013).
- [121] PETRAROLO, A., KOBALD, M., AND SCHLECHTRIEM, S. Understanding kelvin–helmholtz instability in paraffin-based hybrid rocket fuels. *Experiments in Fluids* 59, 62 (March 2018), 6.
- [122] PRESS, T. C. Virgin galactic vss unity spaceship rockets over mojave desert. *Design Engineering* (April 2018).
- [123] REDDY, V. S. The spacex effect. *New Space* 6, 2 (2018), 125–134. Mary Ann Liebert, Inc.

- [124] REFLOCH, A., COURBET, B., MURRONE, A., VILLEDIEU, P., LAURENT, C., GILBANK, P., TROYES, J., TESSÉ, L., CHAINERAY, G., AND DARGAUD, J. Cedre software. *The ONERA Journal AerospaceLab* (Mar. 2011), 3–5.
- [125] RICE, E., GUSTAFSON, R., CHIAVERINI, M., ST. CLAIR, C., AND KNUTH, W. Mars ISRU CO/o<sub>2</sub> hybrid engine development status. In *38th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* (jan 2000), American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA).
- [126] RUSSO SORGE, A., ESPOSITO, A., QUARANTA, G., AND TORELLA, G. Regression rate measurements in a hybrid rocket. In *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (Las Vegas, NV, 2000), AIAA Paper 2000–3438.
- [127] SAITO, Y., KAMPS, L. T., KOMIZU, K., BIANCHI, D., NASUTI, F., AND NAGATA, H. The accuracy of reconstruction techniques for determining hybrid rocket fuel regression rate. In *2018 Joint Propulsion Conference* (2018), AIAA 2018–4923.
- [128] SÁNCHEZ HERNÁNDEZ, L. C. Characterization and improvement of a hybrid chemical rocket. Master thesis, University Carlos III of Madrid, Aerospace Engineering, Leganés, Madrid, 2017.
- [129] SANKARAN, V. Computational fluid dynamics modeling of hybrid rocket flowfields. In *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, vol. 218. Progress in Astronautics and Aeronautics, edited by Chiaverini, M. J. and Kuo, K. K., 2007, ch. 8, p. 334.
- [130] SANKARAN, V., AND MERKLE, C. Size scale-up in hybrid rocket motors. In *34th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* (1996).
- [131] SHAN, F., HOU, L., AND PIAO, Y. Combustion performance and scale effect from n<sub>2</sub>o/htpb hybrid rocket motor simulations. *Acta Astronautica* 85 (04 2013), 1–11.
- [132] SIEGEL, R., AND HOWELL, J. *Thermal Radiation Heat Transfer*, 4th ed. ed. Taylor and Francis, 2002.
- [133] SIVATHANU, Y., AND FAETH, G. Generalized state relationships for scalar properties in nonpremixed hydrocarbon/air flames. *Combustion and Flame* 82, 2 (nov 1990), 211–230.
- [134] SRINIVAS, S. Breaking barriers ; spacex’s historic milestones. *Science Reporter* (07 2018), 24–28.
- [135] STRAND, L., JONES, M., RAY, R., AND COHEN, N. Characterization of hybrid rocket internal heat flux and htpb fuel pyrolysis. In *30th Joint Propulsion Conference & Exhibit* (1994), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [136] SUN, X., TIAN, H., YU, N., AND CAI, G. Regression rate and combustion performance investigation of aluminum metallized htpb/98hp hybrid rocket motor with numerical simulation. *Aerospace Science and Technology* 42, Complete (2015), 287–296.
- [137] TIAN, H., LI, X., YU, N., AND CAI, G. Numerical and experimental investigation on the effects of aft mixing chamber diaphragm in hybrid rocket motor. *Science China Technological Sciences* 56, 11 (2013), 2721.
- [138] TIAN, H., LI, Y., AND ZENG, P. Transient simulation of regression rate on thrust regulation process in hybrid rocket motor. *Chinese Journal of Aeronautics* 27, 6 (2014), 1343 – 1351.
- [139] TORO, E., SPRUCE, M., AND SPEARES, W. Restoration of the contact surface in the hll-riemann solver. *Shock Waves* 4, 1 (July 1994), 25–34.
- [140] TURCHI, A., BIANCHI, D., THAKRE, P., NASUTI, F., AND YANG, V. Radiation and roughness effects on nozzle thermochemical erosion in solid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power* 30, 2 (2014), 314–324.
- [141] WERNIMONT, E. J., AND HEISTER, S. D. Reconstruction technique for reducing hybrid-rocket combustion test data. *Journal of Propulsion and Power* 15, 1 (jan 1999), 128–136.
- [142] WESTBROOK, C. K., AND DRYER, F. L. Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames. *Combustion Science and Technology* 27, 1–2 (dec 1981), 31–43.
- [143] WHITMORE, S., AND MERKLEY, S. Effects of radiation heating on additively printed hybrid fuel grain O/F shift. In *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* (jul 2016), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [144] WHITMORE, S. A., WALKER, S., MERKLEY, D., AND SOBBI, M. High regression rate hybrid rocket fuel grains with helical port structures. *Journal of Propulsion and Power* 31 (Nov. 2015), 1727–1738.
- [145] WILCOX, D. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal* 26, 11 (nov 1988), 1299–1310.

- 
- [146] WILCOX, D. *Turbulence Modeling for CFD*, 2nd ed. ed. DCW Industries, 1998.
- [147] WILCOX, D. Effects of compressibility. In *Turbulence Modeling For CFD*, vol. 1. DCW Industries, 3rd edition, 2006, ch. 5, pp. 243–251.
- [148] WILCOX, D. One–equation and two–equation models. In *Turbulence Modeling For CFD*, vol. 1. DCW Industries, 3rd edition, 2006, ch. 4, pp. 192–209.
- [149] WILCOX, D. C. Formulation of the k-w turbulence model revisited. *AIAA Journal* 46, 11 (Nov 2008), 2823–2838.
- [150] YAM, C., AND DWYER, H. Investigation of the influence of blowing and combustion on turbulent wall boundary layers. *AIAA Journal* 27 (03 1989), 370–372.
- [151] ZHANG, S., HU, F., WANG, D., OKOLO.N, P., AND ZHANG, W. Numerical simulations on unsteady operation processes of N<sub>2</sub>O/HTPB hybrid rocket motor with/without diaphragm. *Acta Astronautica* 136 (2017), 115 – 124.