

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

Laboratoire PRISME

THÈSE présentée par :
Pierre BREQUIGNY

soutenue le : **12 décembre 2014**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Mécanique & Energétique

**Influence de la nature du carburant sur la
combustion en moteur à allumage
commandé**

Impact de l'étirement de flamme

THÈSE dirigée par :

Christine MOUNAÏM-ROUSSELLE
Fabien HALTER

Professeur, Université d'Orléans
Professeur, Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

Olivier COLIN
Bruno RENOU

Ingénieur de recherche HdR, IFP Energies Nouvelles
Professeur, INSA de Rouen

JURY :

Marc BELLENOUE
Norbert PETERS
Thomas DUBOIS

Professeur, ENSMA Poitiers, Président du Jury
Professeur, RWTH Aachen University, Examineur
Ingénieur R&D, Total CRES Solaize, Invité

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes deux directeurs de thèse : Christine Mounaïm-Rousselle et Fabien Halter : Christine, pour la confiance aussi bien professionnelle que personnelle qu'elle m'a accordée, d'avoir toujours exigé le meilleur, et pour sa présence dans les moments plus difficiles; Fabien pour sa disponibilité au quotidien (j'ai presque envie de dire de tous les instants), sa pédagogie et ses nombreuses explications. Ces trois années sont passées vite et je vous remercie pour le cadre de travail que vous m'avez offert et les bons moments qui en ont découlé. Je n'aurais pas pu imaginer mieux !

Je remercie aussi Thomas Dubois pour son suivi et m'avoir permis de placer ce sujet dans un cadre industriel avec les nombreux points d'avancement et réunions de ces trois années. Je suis également reconnaissant d'avoir pu profiter des formations et avoir eu l'opportunité de présenter ces travaux à plusieurs reprises à Total. Je tiens d'ailleurs à remercier Eric Lacroix, responsable des coopérations avec la recherche universitaire de Total Marketing & Services, pour m'avoir proposé ces formations (entre autres).

Je souhaite également exprimer ma gratitude à tous les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail : Marc Bellenoue (Président du jury), Olivier Colin, Norbert Peters, Bruno Renou, Thomas Dubois, Fabien Halter et Christine Mounaïm-Rousselle. Je remercie plus particulièrement Olivier Colin et Bruno Renou pour m'avoir fait l'honneur d'être rapporteurs de ce travail.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des personnels techniques de l'axe ECM du laboratoire PRISME : Bruno Moreau (pour les conseils et bricolages en tout genre sur sphère et moteur optique ; « Tu prends ton multimètre et $U=RI$!»), Julien Lemaire (les baies et le gaz), Benoit Bellicaud (l'électricité), Kristan Gillet (la canne chauffante et les masses), Yahia Haidous (l'OPC server et le « russe »). Je remercie également Fabrice Foucher, animateur de l'axe ECM, pour les nombreux échanges, conseils (notamment pour mes premiers déculassages), et discussions au labo et en dehors. Je suis probablement le dernier thésard de la thématique combustion à avoir réalisé ses essais en EULER mais j'espère que les suivants pourront eux aussi profiter de vos conseils et expertises à tous. Je remercie Christine Mounaïm-Rousselle et Azeddine Kourta, directeurs successifs du laboratoire PRISME pendant ma thèse, Sylvie « Vivie » Plessard, secrétaire du laboratoire, qui nous facilite grandement le travail administratif, et l'ensemble des membres des axes et ESA et ECM. Merci également à Benoit Clavier et Pierre Amelot (« Salut Pierre ! ») du service informatique de Polytech'Orléans. Je termine ces remerciements au laboratoire par ceux qui font le quotidien : mes collègues doctorants, post-docs, stagiaires, ATER : Guillaume, Jérémie, et Bénédicte (mes prédécesseurs, merci pour le démarrage), Jianxi, Amine, JB (« air-wick gazole »), Charles, Alexandre (même si t'es 1/3 PRISME), Padipan (notre mascotte), Mehdi, Ricardo, Haïfa, Antonio (« Forza Napoli »), Sokratis (la filière grecque), Pierre Malbois (M. Nitromethane), Vincent (l'ancien, M. Trucs et Astuces), Julien et Fiona, Salim, Pierre

Michel, Pietro, Florian et ceux que j'oublie. Et côté ESA : Arnaud, Yannaël, Audrey, Kévin, Pierre et Boris (ATER mais pas KO), et Rafaëlle. Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger et de collaborer, en particulier Guillaume Dayma et Philippe Dagaut du laboratoire ICARE, Francesco Contino et Stéphane Backaert de VUB et UCL Belgique, et enfin Christophe Preterre, qui a sa petite part de responsabilité dans ma venue à Orléans.

Enfin je terminerai ces lignes en remerciant mes Parents pour m'avoir toujours encouragé à faire ce qui me plaisait, mon frère qui me connaît si bien et a su trouver les mots dans les moments de stress, mes amis, ceux qui ont suivi ces trois années et sont toujours là. Je dédie ce travail à ma future épouse, qui a accepté de me laisser ces trois ans et pour son soutien malgré les obstacles sur son chemin. « Every little things gonna be alright now ».

Table des matières

Remerciements	5
Table des matières	9
Introduction	13
Chapitre 1. Caractéristiques connues de l'étirement dans la chambre de combustion d'un moteur de type allumage commandé.	19
1.1 Caractéristiques de la combustion laminaire prémélangée	19
1.2 Epaisseur et Vitesse de flamme laminaire	20
1.3 Instabilités de Combustion	21
1.3.1 Instabilités des forces de gravité	22
1.3.2 Instabilités hydrodynamiques	22
1.3.3 Instabilités thermodiffusives	23
1.4 Définition de l'étirement	24
1.5 Relation entre vitesse de flamme laminaire et étirement.	27
1.6 Longueur de Markstein et instabilités thermodiffusives	29
1.7 Influence de la richesse, de la température et de la pression	30
1.7.1 Impact sur la vitesse	30
1.7.2 Impact sur la longueur de Markstein	31
1.7.3 Apparition de cellules : Nombre de Peclet	33
1.8 Combustion Turbulente prémélangée	35
1.8.1 Diagramme de combustion : le régime des flammelettes	35
1.8.2 Propriétés de la flamme turbulente prémélangée	39
1.9 Etirement dans un moteur à allumage commandé	40
1.9.1 Etudes Expérimentales	40
1.9.2 Modélisation des effets d'étirement en moteur à allumage commandé.	47
Chapitre 2. Sélection de mélanges hydrocarbure-air. Essais en moteur monocylindre à allumage commandé.	55
2.1 Introduction	55
2.2 Identification de mélanges	56
2.3 Chambre sphérique de combustion laminaire	58
2.3.1 Dispositif Expérimental	58
2.3.2 Détermination de la vitesse de flamme laminaire non étirée	60
2.3.3 Résultats	62

2.4	Essais sur moteur monocylindre opaque.	64
2.4.1	Dispositif expérimental	64
2.4.2	Résultats	67
2.5	Conclusion	71
Chapitre 3. Essais en moteur à accès optiques. Visualisation directe de la flamme		75
3.1	Introduction	75
3.2	Dispositif Expérimental	76
3.2.1	Le moteur à accès optiques	76
3.2.2	Propriétés des mélanges	79
3.2.3	Acquisition et traitement des images	80
3.3	Résultats	82
3.3.1	Analyse Thermodynamique de la pression cylindre : CA05	82
3.3.2	Rayon équivalent de flamme.	84
3.3.3	Étirement de flamme et vitesse de propagation	87
3.3.4	Sensibilités à l'étirement	92
3.4	Résumé des résultats obtenus	94
Chapitre 4. Moteur à accès optiques, Tomographie rapide.		97
4.1	Introduction	97
4.2	Dispositif expérimental	98
4.2.1	Le moteur à accès optiques	98
4.2.2	Traitement des images	100
4.2.3	Propriétés des mélanges carburant-air	103
4.3	Résultats	106
4.3.1	Propriétés des mélanges pendant l'acquisition d'image	106
4.3.2	Rayons de flamme	107
4.3.3	Plissement de flamme	108
4.3.4	Vitesse de propagation de flamme	109
4.3.5	Étirement de flamme	109
4.3.6	Sensibilités des mélanges à l'étirement de flamme en moteur à allumage commandé	111
4.3.7	Courbure de flamme	114
4.3.8	Analyse thermodynamique: fraction de masse brûlée	117
4.4	Conclusion	120

Chapitre 5. Etude de la propagation de flamme dans une chambre sphérique de combustion turbulente	123
5.1 Introduction	123
5.2 Dispositif expérimental	124
5.2.1 La sphère de combustion turbulente	124
5.2.2 Acquisition et analyse des images	127
5.3 Résultats	132
5.3.1 Vérification des vitesses non étirée et des longueurs de Markstein en écoulement laminaire	132
5.3.2 Rayons et plissements de flamme	134
5.3.3 Courbure de flamme	136
5.3.4 Vitesses de flammes	138
5.3.5 Etirement de flamme	141
5.3.6 Sensibilités à l'étirement	143
5.4 Loi « unifiée » des flammes turbulentes de prémélange en expansion	146
5.5 Conclusion	149
Conclusions et Perspectives	153
Références Bibliographiques	159
Annexe A. Obtention du modèle non linéaire pour la détermination de la vitesse de propagation de flamme non étirée	171
Annexe B. Rappels sur le moteur à allumage commandé	175
Annexe C. Compléments de résultats sur la sphère de combustion turbulente	181

Introduction

Aussi bien présente dans les domaines de la production d'électricité, de la chaleur, ou des transports, la combustion reste le procédé majeur des systèmes énergétiques actuels. Fournissant plus de $\frac{3}{4}$ de l'énergie consommée au niveau mondial, la combustion des énergies fossiles est cependant l'une des principales responsables du changement climatique et de la dégradation de la biodiversité à cause des émissions de polluants (tels que les oxydes d'azote, le monoxyde de carbone et les hydrocarbures imbrulés) et de gaz à effets de serre (dioxyde de carbone). Le secteur des transports tient une grande part de responsabilité dans l'émission de ces polluants et gaz à effets de serre puisqu'il est responsable de 13% des émissions mondiales de gaz à effet de serre (source : rapport GEO-5, Programme des Nations Unies pour l'environnement, 2012). Ainsi l'augmentation de la demande énergétique, entre autres due au nombre croissant de véhicules dans les pays émergents (BRICS) (cf. Figure 0-1) nécessite une amélioration des rendements de combustion pour une diminution de la consommation et une diminution encore plus drastique des émissions polluantes.

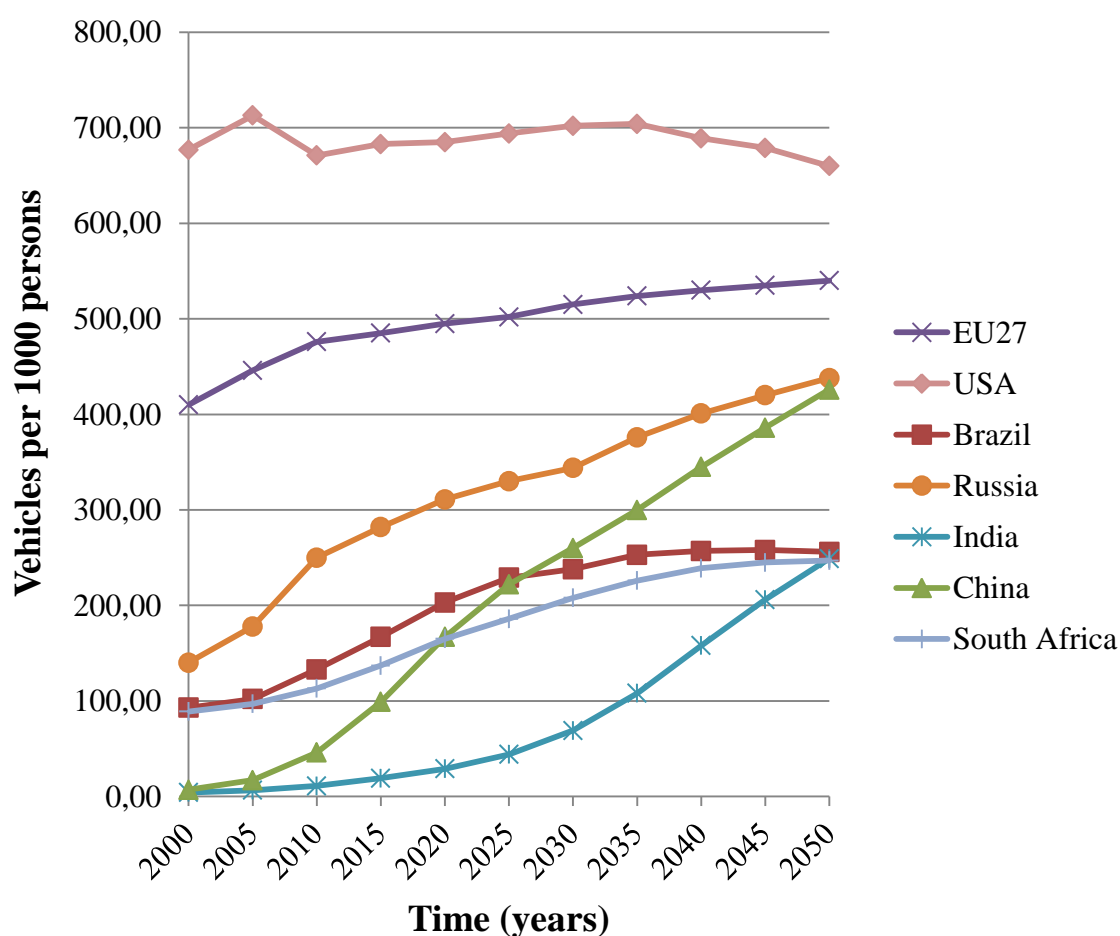


Figure 0-1: Augmentation du nombre de véhicules par région (Source : Agence Internationale de l'Énergie)

Dans le secteur automobile, la mise en place des normes telles que EURO X en 1992 et leur évolution (Figure 0-2) ont permis une très forte diminution des émissions polluantes. Bien que ces normes concernent les polluants nocifs pour la santé comme les NOx, le CO, les HC et les particules, des avancées sur les taux d'émissions de gaz à effets de serre comme le CO₂ ont aussi été obtenues. Les normes européennes fixent les taux de CO₂ à 130g par km en 2015 et à 95g en 2020. Face à ces mesures de plus en plus sévères et à l'augmentation des prix du pétrole, de nouveaux concepts et technologies innovantes ont été et sont développées comme par exemple le « downsizing » ou l'injection directe essence. Le downsizing, basé sur l'évolution du rendement face à la cylindrée, consiste à réduire la taille des moteurs pour un même niveau de performance. En parallèle des évolutions touchant aux technologies des moteurs, des systèmes de dépollution à l'échappement ont été développés tels que le catalyseur 3 voies et le filtre à particules. Ainsi avec cette évolution des motorisations automobiles et des contraintes, les producteurs de carburants ont dû aussi s'adapter en proposant des produits efficaces afin d'améliorer les performances des moteurs ou au minima de les garantir. L'ajout d'additif au carburant pour éviter l'encrassement des systèmes d'injection en est un bon exemple.

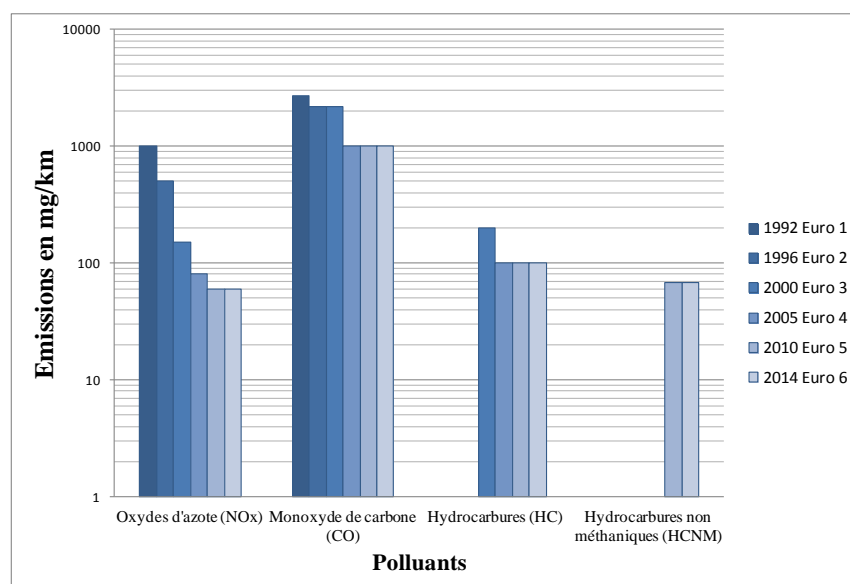


Figure 0-2. Evolution de la norme EURO sur les émissions polluantes pour les véhicules essences (Source : Journal Officiel de l'union Européenne)

Pour répondre à la problématique de la diminution de la ressource pétrolière, la production des biocarburants a en parallèle fortement augmenté ces dernières années comme le montre la Figure 0-3. Les automobilistes ont alors assisté à l'apparition de nouveaux carburants dans les stations-services, par exemple l'E10 et l'E85 pour le moteur à allumage commandé ou le biodiesel pour le moteur Diesel.

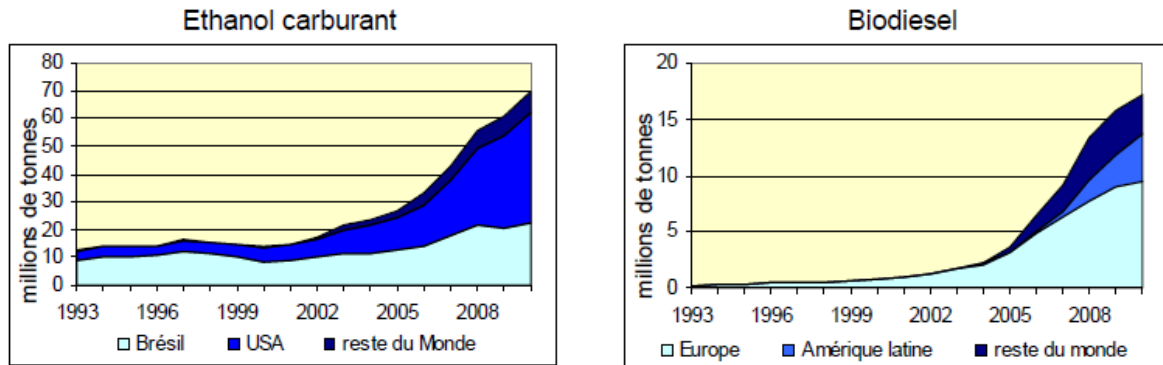


Figure 0-3. Evolution de la production mondiale des biocarburants. Source : ADEME

Bien que de nombreux progrès ont permis l'exploitation de nouvelles sources de pétrole, de nouveaux procédés de fabrication de carburant typés gaz émergent (méthanisation pour produire du biogaz). Le secteur des transports fait donc face à un contexte de diversification des carburants comme le décrit Figure 0-4.

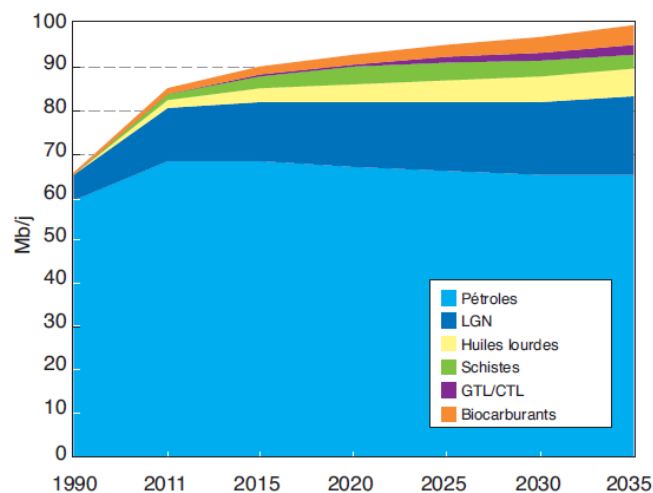


Figure 0-4. Evolution de la production mondiale de pétrole et de carburants alternatifs.

Dans ce contexte d'évolution des motorisations et de diversification des carburants, la compréhension des phénomènes de combustion et l'impact de l'usage de ces différents carburants sur les performances de la combustion dans le moteur automobile apparaît comme un point clé.

Dans un moteur à allumage commandé, la performance dépend du dégagement de chaleur produit par la combustion. Ce dégagement d'énergie est directement lié à la vitesse à laquelle est consommé le mélange air-carburant. Dans la chambre de combustion de ce type de moteur, le carburant et l'air sont « intimement » mélangés et la flamme est initiée par une étincelle produite entre les électrodes d'une bougie. Le front de flamme qui peut être vu comme une interface mince séparant les gaz frais des gaz brûlés

va alors se propager de la bougie vers les gaz frais pour les consommer. Les réactions chimiques exothermiques qui ont lieu au sein de cette interface qu'est le front de flamme sont responsables du dégagement de chaleur. La vitesse à laquelle se propage le front de flamme dans un moteur à allumage commandé est en partie pilotée par la vitesse fondamentale de combustion laminaire. Cette vitesse prend en compte la nature du mélange (carburant, richesse, dilution par les gaz brûlés réinjectés à l'admission) en présence dans la chambre de combustion de même que les conditions thermodynamiques. Cependant les flammes qui se propagent dans un moteur à allumage commandé sont soumises à la fois à des effets de cisaillement et de courbure de flamme, tous deux participant à l'étirement de flamme, défini comme le taux d'accroissement relatif de la surface de flamme. Chaque mélange (air-carburant) répond de manière spécifique à l'étirement. Il se pose alors la question de savoir comment la dépendance de la propagation de flamme à l'étirement impacte le dégagement de chaleur dans un moteur à allumage commandé et comment la caractérisation de cette dépendance permettrait de prédire l'énergie produite par le moteur avec tel ou tel carburant.

L'objectif de ce travail de doctorat est donc de comprendre l'impact de l'étirement de la flamme sur les performances des carburants en terme de combustion dans les moteurs à allumage commandé, et plus précisément de saisir comment les différentes réponses des carburants à l'étirement peuvent impacter les performances du moteur à allumage commandé et dans quelle mesure. Le but ultime serait de dégager des orientations dans le choix des produits pour la formulation des carburants à partir de la connaissance de leur vitesse de combustion fondamentale, de leur sensibilité à l'étirement et de leur impact sur la combustion dans le moteur à allumage commandé. Les données expérimentales recueillies peuvent aussi permettre d'améliorer les codes de calculs CFD (Computational Fluid Dynamics) existant en prenant en compte la sensibilité des mélanges à l'étirement et ainsi développer de nouveaux modèles de simulation pour le moteur à allumage commandé.

Le mémoire est structuré en 5 parties :

La première partie est centrée sur le rappel des caractéristiques de la combustion en moteur à allumage commandé. Les propriétés de la combustion prémélangée en régime laminaire ainsi que les différentes instabilités auxquelles le front de flamme laminaire est soumis sont rappelées. Un état de l'art non exhaustif sur les effets de l'étirement sur la combustion laminaire de prémélange y est également développé. Les grandeurs caractéristiques de la turbulence sont ensuite détaillées de même que les différents régimes de combustion turbulente utilisés pour classer les flammes. Enfin un état de l'art sur les effets d'étirement en moteur à allumage commandé est présenté.

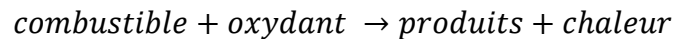
Les résultats issus des expériences réalisées au cours de ce travail de thèse seront développés suivant quatre parties :

- Un chapitre est dédié à la méthode de sélection de différents mélanges air-carburant (paramètres carburant et richesse) pour cette étude avec une validation et une caractérisation de la combustion et de son déroulement dans un moteur monocylindre opaque pour les différents mélanges sélectionnés.
- La combustion est par la suite caractérisée in-situ dans le moteur à accès optiques, à partir de la visualisation rapide qui permet d'estimer l'évolution de la surface de la flamme. L'effet de la turbulence à travers la variation du régime moteur y est plus particulièrement étudié.
- La tomographie par plan laser est ensuite appliquée afin de caractériser plus finement et spatialement la combustion, par l'estimation du contour de flamme et de ses niveaux de courbure.
- Enfin afin d'évaluer un peu plus l'interaction turbulence/comportement de la flamme à l'étirement, des expériences ont été menées dans une enceinte de combustion sphérique en régime turbulent à volume constant, qui permet de fonctionner à pression et température initiales constantes et de varier plus facilement la turbulence. L'objectif est ainsi de valider ou non les résultats et hypothèses émises lors des expériences sur moteur à accès optiques.

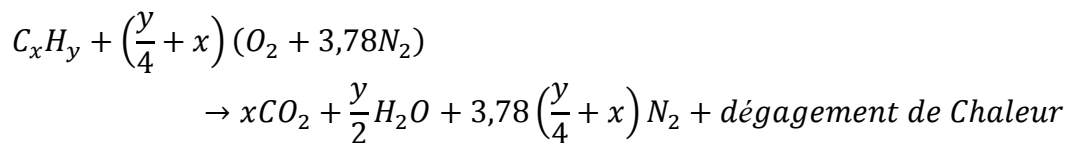
Chapitre 1. Caractéristiques connues de l'étirement dans la chambre de combustion d'un moteur de type allumage commandé.

1.1 Caractéristiques de la combustion laminaire prémélangée

Lorsque la température d'un mélange combustible/comburant s'élève au-dessus de la température d'inflammabilité du mélange, il se crée une réaction exothermique produisant localement des espèces réactives. La chaleur et ces espèces diffusent alors vers les gaz frais conduisant ainsi à la propagation de flamme de proche en proche. Celle-ci consomme alors les réactifs et laisse derrière elle des produits de combustion. Cette réaction appelée Combustion peut se schématiser de la manière suivante :



Dans le cas plus particulier d'un hydrocarbure réagissant avec de l'air :



Cette réaction est caractérisée par son taux de réaction, fortement non linéaire et qui peut être décrit par une loi d'Arrhenius :

$$\dot{\omega}(T) = BY_O^{no} Y_C^{nc} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (1.1)$$

Y_k est la fraction molaire de l'espèce k .

E représente l'énergie d'activation qui est très grande devant le produit RT

R est la constante des gaz parfaits et T la température.

B est une constante et no et nc désignent respectivement les coefficients stœchiométriques de l'oxydant et du combustible.

D'après la théorie de Mallard et Le Châtelier (1883), la zone intermédiaire à l'interface des gaz brûlés et des gaz frais peut être séparée en deux zones : la zone de réaction et la zone de préchauffage comme décrit sur la Figure 1-1. Dans la zone de réaction, les phénomènes de réactions chimiques et de diffusion sont prédominants et vont générer des flux de chaleur vers les gaz frais situés en amont. Le pic de dégagement de chaleur dans cette zone est produit par les réactions chimiques. Dans la zone de préchauffage, la température augmente jusqu'à atteindre la température d'activation du mélange et ainsi déclencher les réactions chimiques.

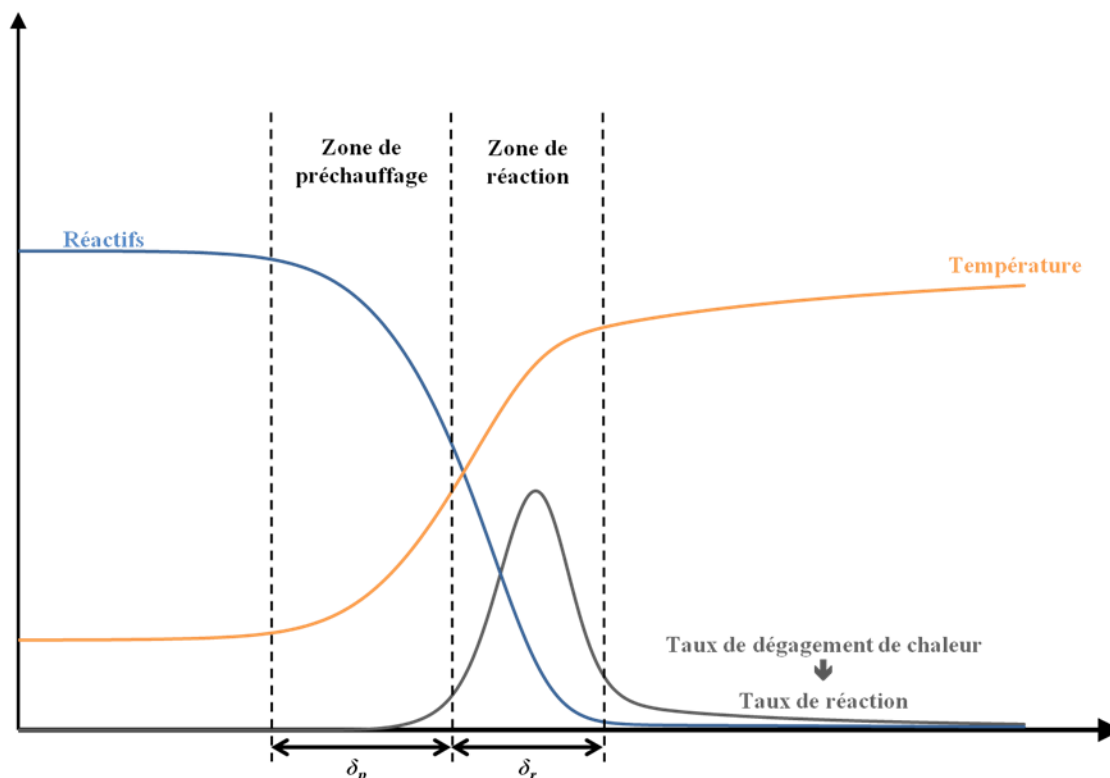


Figure 1-1 : Description du front de flamme laminaire prémélangée

1.2 Epaisseur et Vitesse de flamme laminaire

Dans un milieu prémélangé en écoulement laminaire, la flamme peut être représentée comme une surface séparant les gaz frais des gaz brûlés. Dans le référentiel de la flamme, le mélange fluide se propage à la vitesse de propagation V_p . Les gaz frais sont transportés vers la surface de flamme avec une vitesse u_g . Soit dA un élément de la surface de flamme représenté en Figure 1-2. Dans le référentiel du laboratoire celui-ci se propage avec une vitesse centrée sur le point O , notée S_b , appelée « vitesse spatiale » par Borghi et Destriau [1].

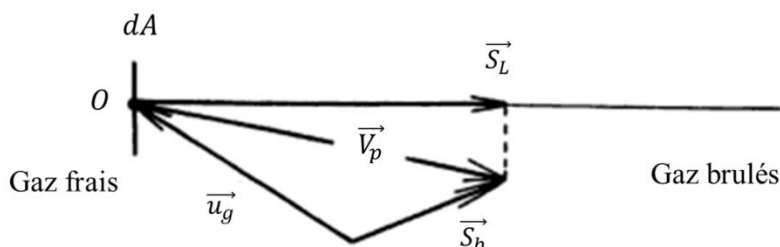


Figure 1-2. Schéma de la propagation d'une flamme laminaire (Borghi et Destriau [1])

Cependant, la grandeur la plus représentative du schéma de la Figure 1-2 est la composante normale au front de flamme de la vitesse V_p , appelée vitesse de flamme laminaire S_L .

$$\vec{V}_p = \vec{S}_b - \vec{u}_g \quad (1.2)$$

Dans le cas d'une flamme plane monodimensionnelle, la vitesse de propagation est normale au front et donc égale à S_L . La relation (1.2) devient alors

$$\vec{S}_L = \vec{S}_b - \vec{u}_g \quad (1.3)$$

Lorsque la flamme n'est pas soumise à l'étirement, sa vitesse de flamme laminaire s'écrit S_L^0 . C'est le cas tout particulièrement d'une flamme plane monodimensionnelle se propageant dans un milieu ouvert initialement au repos ($u_g=0$). L'étirement est défini précisément ultérieurement.

L'une des autres grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire est l'épaisseur de flamme laminaire δ_L qui peut être définie de la manière suivante :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{C_p \rho_r S_L} \quad (1.4)$$

Où λ est la conductivité thermique du mélange réactif, C_p la chaleur spécifique à pression constante des réactifs et ρ_r , la masse volumique des gaz réactifs.

Cette définition se base sur le principe de l'équilibre entre la diffusion thermique et la diffusion des espèces, autrement dit la quantité de chaleur dégagée par la combustion sert à augmenter la température des gaz frais à la température adiabatique de flamme dans l'épaisseur δ_L . Par ailleurs l'épaisseur de flamme laminaire peut être considérée égale à la somme de l'épaisseur de réaction δ_r et de préchauffage δ_p définies dans la Figure 1-1.

1.3 Instabilités de Combustion

Au cours de la propagation d'un front de flamme en régime laminaire, diverses instabilités peuvent apparaître et ainsi influencer la dynamique de la flamme. Ces instabilités peuvent induire des hétérogénéités de concentration des espèces ou de température induisant des déséquilibres locaux entre diffusion de chaleur et d'espèces. Ces déséquilibres sont alors responsables de la déformation et du déplacement du front de flamme. Trois types d'instabilités seront présentés ici :

- Les instabilités des forces de gravité,
- Les instabilités hydrodynamiques,
- Les instabilités thermodiffusives.

Chacun de ces phénomènes peut avoir des effets stabilisants et ramener la flamme dans un état stable ou au contraire accentuer les déséquilibres jusqu'à parfois conduire à des extinctions du front de flamme.

1.3.1 Instabilités des forces de gravité

Dans un champ soumis à la gravité, si deux fluides de différentes densités sont superposés, des instabilités de gravité peuvent naître. Comme schématisé sur la Figure 1-3, dans le cas où le fluide le plus dense (les gaz frais) se trouve au-dessus, il est alors soumis à la gravité et l'instabilité se crée dans la zone d'interaction des deux fluides. Si le front de flamme se propage vers le haut, le fluide le plus dense va à la « rencontre » du front de flamme conduisant ainsi à un effet stabilisant. A l'inverse si la flamme se propage vers le bas, les gaz frais, plus denses, se trouvent en dessous des gaz brûlés et vont « fuir » le front de flamme sous l'effet de la gravité. Les temps caractéristiques mis en jeu dans ces instabilités sont toutefois très grands et elles ne seront pas étudiées par la suite.

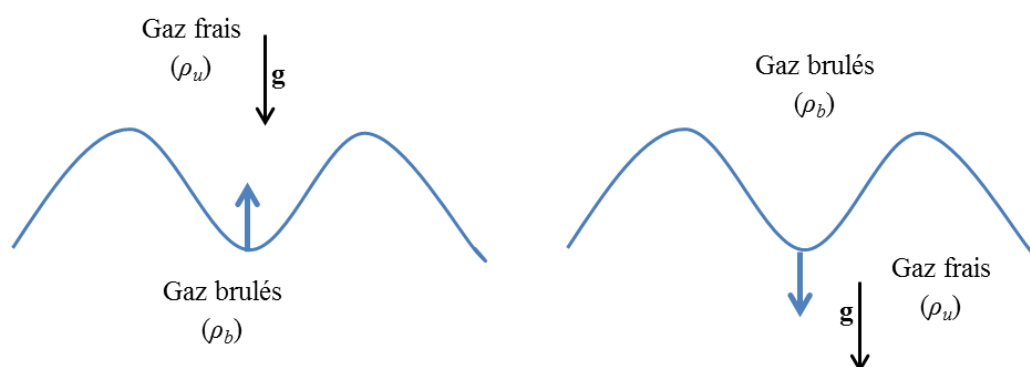


Figure 1-3. Instabilités dues aux forces de gravité.

1.3.2 Instabilités hydrodynamiques

Une flamme de prémélange se caractérise par une grande différence de masse volumique entre les gaz frais et les gaz brûlés. Ainsi compte tenu du fort gradient de température de part et d'autre du front de flamme, la vitesse normale à celui-ci est multipliée par le facteur d'expansion ρ_b/ρ_u lors du passage des gaz brûlés aux gaz frais. Darrieus [2] et Landau [3] ont montré qu'une flamme étant considérée comme une instabilité hydrodynamique est inconditionnellement instable. La variation de vitesse à la traversée de l'interface qu'est le front de flamme induit une déviation des lignes de courant vers la normale au front du côté des gaz brûlés. Par conséquent l'écoulement de gaz brûlés converge en aval des parties convexes par rapport aux gaz frais. Inversement l'écoulement de gaz brûlés diverge en aval des parties concaves par rapport aux gaz frais (Figure 1-4). Ainsi la courbure des lignes de courant, entraîne la formation de gradient de pression parallèlement au front de flamme. La modification du front de flamme en aval par ces gradients se répercute donc immédiatement sur l'écoulement en amont. L'écoulement de gaz frais est alors ralenti en face des parties convexes et inversement accéléré en face des parties concaves. Ce phénomène est responsable d'une augmentation des plissements et la longueur d'onde des perturbations est inversement proportionnelle au taux de croissance de ces dernières. Par nature, une flamme de prémélange est ainsi instable et les plissements augmentent de manière continue.

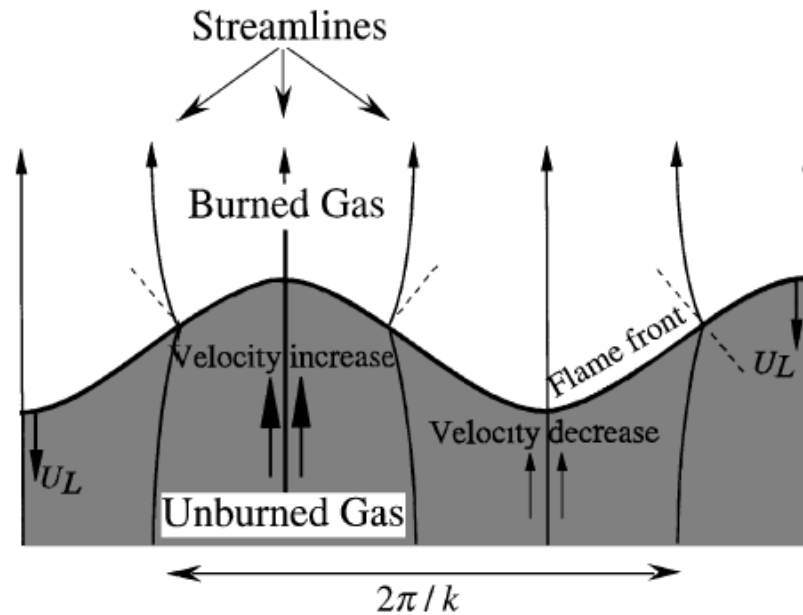


Figure 1-4. Déviation des lignes de courant conduisant à l'instabilité de Darrieus-Landau. (Clanet & Searby [4])

1.3.3 Instabilités thermodiffusives

Dans le milieu considéré, les flux de masse sont proportionnels au coefficient de diffusion massique D_m et les flux de chaleur sont proportionnels au coefficient de diffusion thermique D_{th} . Ces flux de diffusions thermiques et d'espèces sont observés perpendiculairement aux zones réactives de la flamme et dans des directions opposées comme le schématise la Figure 1-5. Cela entraîne des enrichissements locaux de masse et de température. La compétition entre ces deux phénomènes de diffusion est caractérisée par le nombre de Lewis, noté Le , et défini par :

$$Le = \frac{D_{th}}{D_m} \quad (1.5)$$

La diffusivité massique est généralement défini comme la diffusivité de l'espèce minoritaire dans l'espèce majoritaire. Par exemple, dans le cas d'un mélange pauvre il s'agira de la diffusivité du carburant dans le diazote.

Si le nombre de Lewis est supérieur (inférieur) au nombre de Lewis critique du mélange, la flamme est stable (instable). Ce nombre de Lewis critique est généralement proche de l'unité et dépend essentiellement du carburant au travers de l'énergie d'activation et de la température adiabatique de flamme. Il peut être défini par la relation suivante proposée par Williams [5]:

$$Le_c = 1 - \frac{RT_b}{E} \frac{(2\sigma \ln \sigma)}{\int_0^{\sigma-1} \frac{1}{x} \ln(1+x) dx}$$

Où σ est le rapport des masses volumiques (gaz brûlés sur gaz frais) et x la distance.

Le nombre de Lewis apparait donc comme un paramètre important de la combustion laminaire et turbulente avec une influence sur la stabilité, la dynamique mais

aussi la structure de la flamme. Pour un nombre de Lewis égal au Lewis critique, la flamme est stable et son plissement est principalement dû à l'écoulement turbulent. Comme le montre Figure 1-5, si le nombre de Lewis est supérieur au Lewis critique, la diffusion de chaleur l'emporte sur les phénomènes de diffusion d'espèces ce qui a un effet stabilisant. Enfin pour un nombre de Lewis inférieur à la valeur critique, les instabilités s'amplifient du fait des effets de diffusion d'espèces qui l'emportent sur la diffusion thermique. En effet la diffusion de masse a un effet déstabilisant sur la flamme et cela se traduit visuellement par l'apparition de « cellules ».

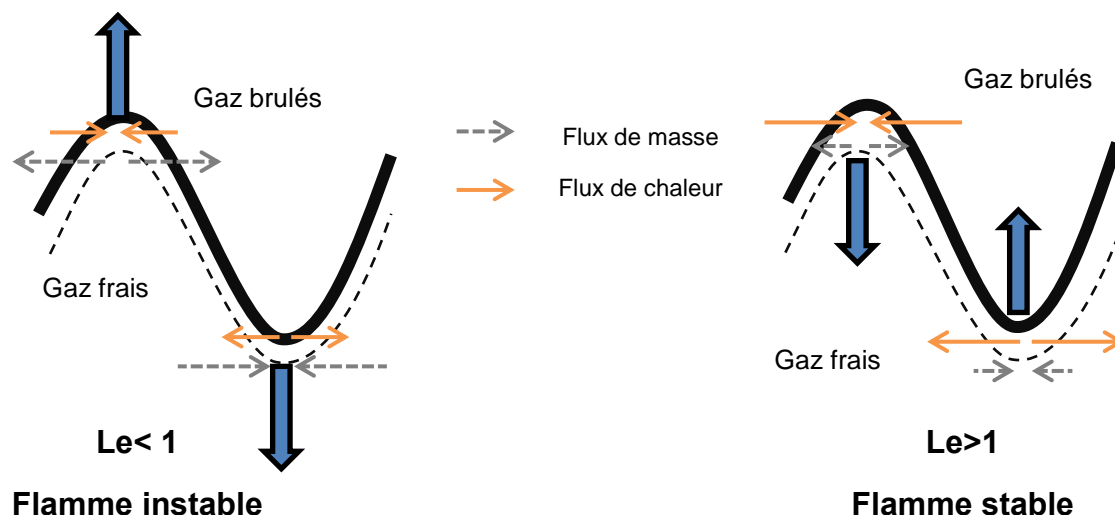


Figure 1-5 : Effets du nombre de Lewis sur la stabilité de la flamme (Renou [6]).

Les travaux d'Abdel-Gayed et al. [7] et de Renou [8]–[10] ont contribué à la compréhension de l'impact des instabilités thermodiffusives sur les flammes de prémélange.

1.4 Définition de l'étirement

L'étirement représente le taux d'accroissement de la surface de flamme dans le temps, comme le schématise la Figure 1-6. L'étirement exprimé en s^{-1} peut s'écrire de la manière suivante (Williams [11]) avec A un élément infinitésimal de la surface de flamme :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (1.6)$$

Les premières études de Markstein [12] et de Karlovitz et al. [13] ont révélé que l'étirement avait un impact sur la vitesse de la flamme. Le développement présenté ci-après est issu des travaux de Candel et Poinot [14].

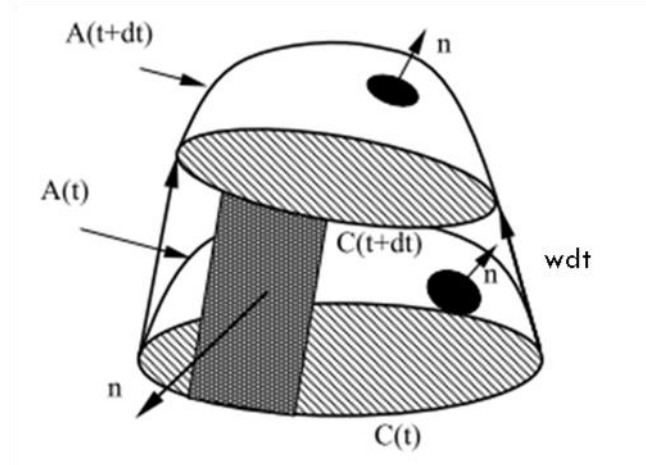


Figure 1-6 : Déplacement d'une flamme laminaire courbée entre t et t+dt [14]. L'élément de surface A(t) se déplace avec la vitesse w. La normale à la surface de flamme est n. C désigne le contour de la flamme.

Considérons maintenant le flux d'un vecteur G à travers la surface A(t) :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} G \cdot n dA$$

Où n est le vecteur normal à la surface A. L'élément de surface A(t) se déplace avec la vitesse w.

Le théorème de transport nous donne la relation suivante :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} G \cdot n dA = \int_{A(t)} \left[\frac{\partial G}{\partial t} + w \cdot \nabla G - G \cdot \nabla w + G \nabla \cdot w \right] \cdot n dA$$

Si on prend le vecteur G égal à n, on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} dA = \int_{A(t)} \left[\frac{\partial n}{\partial t} + w \cdot \nabla n - n \cdot \nabla w + n \nabla \cdot w \right] \cdot n dA$$

Or n est un vecteur normal et unitaire :

$$\frac{\partial n}{\partial t} \cdot n = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial t} = 0$$

$$(w \cdot \nabla n) \cdot n = w \cdot \nabla \left(\frac{1}{2} n^2 \right) = 0$$

On obtient alors :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} dA = \int_{A(t)} (-nn : \nabla w + \nabla \cdot w) dA$$

$$\text{avec } nn : \nabla w = n_i n_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j}$$

L'étirement K peut donc être écrit de la manière suivante :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = -nn : \nabla w + \nabla \cdot w$$

En exprimant w en fonction de S_L^0 et u_g :

$$w = S_L^0 \cdot n - u_g$$

L'expression de l'étirement devient :

$$K = -nn : \nabla u_g + \nabla \cdot u_g + S_L^0 \nabla \cdot n \quad (1.7)$$

Il apparait alors deux contributions dans l'expression de l'étirement :

- la première K_s liée aux contraintes tangentielles provoquées par l'écoulement qui correspond à du cisaillement

$$K_s = -nn : \nabla u_g + \nabla \cdot u_g \quad (1.8)$$

- la deuxième K_c liée à la courbure de la flamme

$$K_c = S_L^0 \nabla \cdot n \quad (1.9)$$

Ces deux contributions ont également été mises en évidence par Matalon [15]. Ces expressions montrent que l'étirement est fortement lié à la géométrie de la flamme. Par exemple pour une flamme sphérique laminaire en expansion dans un milieu au repos, la composante de cisaillement est nulle et ce sont les effets de courbure qui prédominent.

L'étirement peut alors s'écrire :

$$K = \frac{2}{r} \frac{dr}{dt} = \frac{2S_b}{r} \quad (1.10)$$

Où r est le rayon de la flamme et S_b sa vitesse de propagation. Pour remonter à la vitesse de flamme laminaire S_L , la relation suivante est utilisée en faisant l'hypothèse d'une combustion isobare et que les gaz brûlés sont au repos:

$$S_L = \sigma S_b \quad \text{avec } \sigma = \frac{\rho_b}{\rho_u} \quad (1.11)$$

Où σ est le facteur d'expansion, ρ_b la masse volumique des gaz brûlés, et ρ_u la masse volumique des gaz frais.

Si pour des configurations de flamme relativement simple comme la flamme sphérique ou la flamme plane à jets opposés, l'une ou l'autre des contributions est nulle, il en sera autrement pour une flamme se propageant dans la chambre d'un moteur à allumage commandé et l'estimation de chacune des contributions de l'étirement au sein d'un tel milieu représente un véritable challenge, malgré les développements récents des techniques optiques.

1.5 Relation entre vitesse de flamme laminaire et étirement

L'étirement a une influence importante sur la vitesse de flamme laminaire. On définit alors une vitesse de flamme laminaire non étirée ($K=0$) notée S_L^0 . Les premiers travaux faisaient état d'une relation linéaire entre S_L^0 , S_L et K (Markstein [12], Clavin [16], Matalon & Matkovsky [17]). Cette relation linéaire s'écrit de la manière suivante:

$$S_L = S_L^0 - L_u K \quad (1.12)$$

Où S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire non étirée, S_L la vitesse de flamme, K l'étirement et L_u la longueur de Markstein côté gaz frais.

De manière pratique, il est plus facile de mesurer l'expansion du rayon de la flamme dans le temps et donc de déterminer la vitesse de propagation. La vitesse de propagation non étirée est donc reliée à la vitesse de propagation et l'étirement par la relation suivante :

$$S_b = S_b^0 - L_b K \quad (1.13)$$

Avec L_b la longueur de Markstein mesurée côté gaz brûlés (différente de L_u). Dans la plupart des travaux concernant les flammes laminaires sphériques en expansion, on détermine les vitesses de propagation et les longueurs de Markstein côté gaz brûlés, la vitesse de flamme laminaire est ensuite déterminée à l'aide du facteur d'expansion σ . En effet la mesure la vitesse de flamme laminaire nécessite de mesurer la vitesse des gaz frais à l'entrée du front de flamme, ce qui est difficile à mettre en œuvre techniquement (Varéa et al. [18], Balusamy et al.[19]).

De nombreuses études expérimentales se sont intéressées à l'impact du carburant et de la longueur de Markstein sur la vitesse de flamme laminaire. On peut citer les travaux de Bradley et al. [20] sur des carburants comme l'isooctane, le n-heptane, le méthane ou encore l'éthanol.

Les dernières études (Chen [21], Chen & Ju [22], Halter et al. [23], Kelley et al. [24], C.K. Law et al.[25], [26]) laissent penser qu'une relation non linéaire entre vitesse de propagation et étirement est plus proche de la réalité. En effet le modèle linéaire utilisé jusqu'alors induit une surestimation de la vitesse de propagation non étirée pour certains mélanges. C'est par exemple le cas pour le méthane riche dans la Figure 1-7(Halter et al. [23]). Ainsi la relation pour calculer la vitesse de propagation non étirée s'écrit :

$$\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2 \ln\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right) = -\frac{2L_b K}{S_b^0} \quad (1.14)$$

Cette relation non linéaire est obtenue à partir des équations de conservations de masse, et d'énergie en appliquant les hypothèses suivantes (Chen & Ju [22]) :

- la flamme est considérée comme quasi-stationnaire
- les transferts radiatifs sont négligés
- l'énergie d'allumage déposée dans le milieu n'est pas prise en compte
- l'épaisseur de la flamme est considérée négligeable devant son rayon
- l'énergie d'activation du mélange est élevée ($E \gg RT$)
- la flamme est considérée adiabatique et isobare
- les gaz sont considérés parfaits
- les gaz sont au repos

Les travaux de Chen & Ju[22], présentés en annexe, montrent que le modèle linéaire utilisé autrefois dans les expériences peut être retrouvé en appliquant un développement limité sur la relation non linéaire.

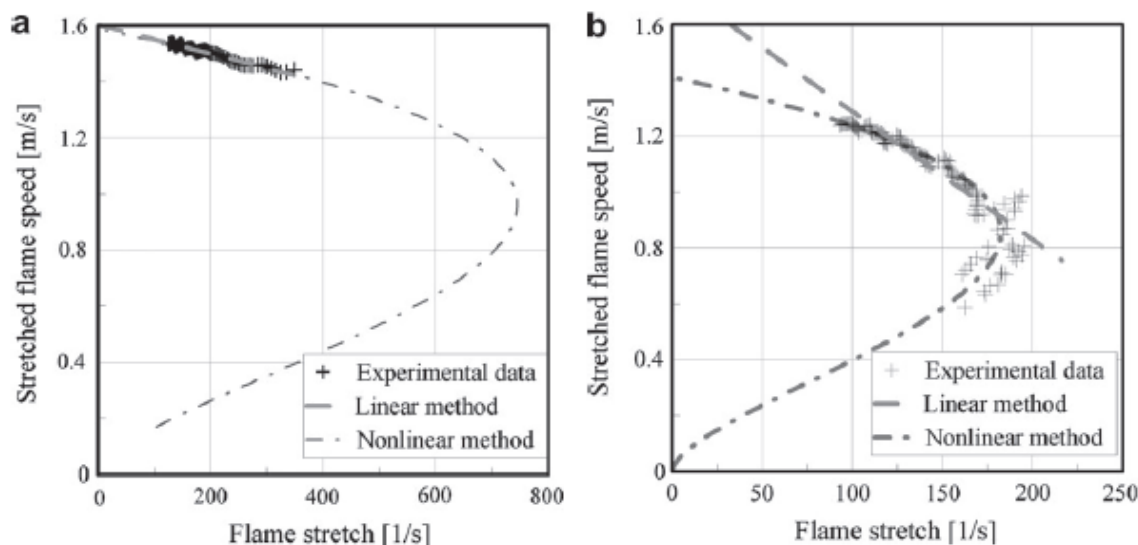


Figure 1-7 : Evolution de la vitesse de propagation étirée en fonction de l'étirement pour un mélange CH_4 -air : a. $\Phi=0,8$ b. $\Phi=1,3$ ($P=1$ Bar, $T=300$ K). Halter et al. [23]

Dernièrement les travaux de Varéa et al. [18] ont permis de mesurer directement la vitesse de flamme laminaire par estimation de la vitesse des gaz frais (1.2) à l'aide de la PIV (Particle Image Velocimetry). Cette étude avait également pour but de ne plus utiliser le facteur d'expansion pour calculer la vitesse de flamme laminaire. Le facteur d'expansion σ est calculé en supposant que l'équilibre chimique est atteint. Or, dans la plupart des cas le temps sur lequel est réalisée la mesure de vitesse de propagation n'est pas suffisant pour atteindre cet équilibre. On introduit donc une erreur dans le calcul de la vitesse de flamme laminaire non étirée.

1.6 Longueur de Markstein et instabilités thermodiffusives

Nous avons pu voir précédemment que la longueur de Markstein est une grandeur caractéristique de l'étirement. Notée L_b , elle mesure la sensibilité de la vitesse de propagation à l'étirement. Elle peut être estimée à partir de la relation suivante [23] :

$$L_b \simeq \frac{Z}{2} \left(1 - \frac{1}{Le}\right) \delta_L^0 \quad (1.15)$$

Où Z représente le nombre de Zeldovich:

$$Z = \frac{E}{RT_b^2} (T_b - T_u) \quad (1.16)$$

T_b est la température dans les gaz brûlés, T_u celle des gaz frais, δ_L^0 l'épaisseur du front de flamme, E l'énergie d'activation du mélange et Le le nombre de Lewis.

La longueur de Markstein et donc la sensibilité de la flamme à l'étirement est intimement liée aux instabilités thermodiffusives (Matalon et Matkovsky [17]) et au nombre de Lewis. Ainsi la longueur de Markstein change de signe pour une valeur critique du nombre de Lewis défini dans le paragraphe 1.3.3, généralement proche de l'unité.

Le	L_b	S_L	Stabilité (Figure 1-5)
$0 < Le < Le_c$	< 0	$\nearrow K \rightarrow \nearrow S_L$	Instable
$Le = Le_c$	$= 0$	$= S_L^0$	Stable
$Le > Le_c$	> 0	$\nearrow K \rightarrow \searrow S_L$	Stable

Tableau 1-1 : Impact du Lewis sur la longueur de Markstein, la vitesse de flamme laminaire et la stabilité de la flamme

Matalon et Matkovsky [17] ont également montré par la relation (1.17) que l'étirement avait un impact sur la température. En effet dans le cas d'un nombre de Lewis supérieur à 1, la température diminue lorsque l'étirement augmente et la température finale est inférieure à la température adiabatique. A l'opposé si le Lewis est inférieur à 1 la température des gaz brûlés sera supérieure à la température adiabatique de flamme. Enfin dans le cas où Le est égal à 1, les effets de diffusion massique et thermique se compensent et la température des gaz brûlés atteint la température adiabatique.

$$\frac{T_b - T_{ad}}{T_{ad}} = \left(\frac{1 - Le}{Le}\right) \frac{D}{S_L^0{}^2} K \quad (1.17)$$

1.7 Influence de la richesse, de la température et de la pression

Les expériences de Metghalchi et Keck [27], Bradley et al. [20], Galmiche et al.[28], Gillespie et al. [29] en chambre de combustion sphérique permettent de montrer l'influence de la richesse du mélange, de la température et de la pression initiales sur les vitesses de flamme laminaire et sur les longueurs de Markstein. Les chambres de combustion des moteurs étant des environnements haute pression et haute température, il est important de connaître les effets de ces paramètres sur les propriétés de la flamme.

1.7.1 Impact sur la vitesse

L'évolution de la vitesse en fonction de la richesse est pour les hydrocarbures de forme parabolique comme sur la Figure 1-8. De plus, il apparaît que la vitesse de flamme laminaire non étirée diminue avec l'augmentation de pression et augmente avec la température comme le montre la Figure 1-9. Il en est de même pour l'évolution de la vitesse de propagation sur la Figure 1-10 et la Figure 1-11.

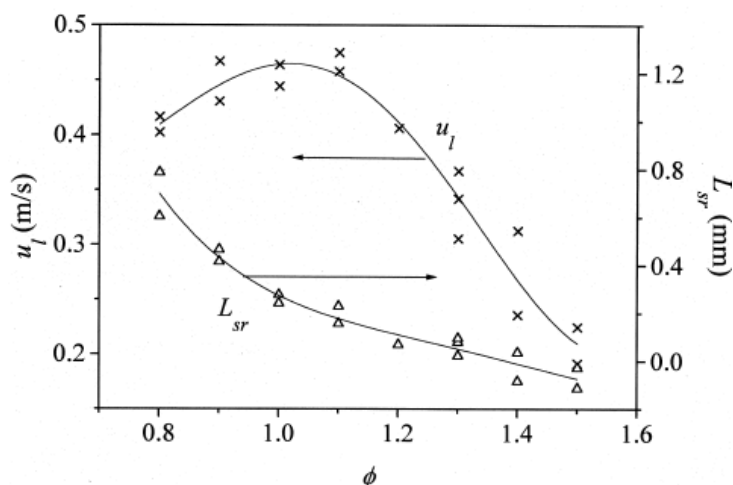


Figure 1-8. Effet de la richesse sur la vitesse de flamme laminaire non étirée et sur la longueur de Markstein (Gillespie et al.[29]).

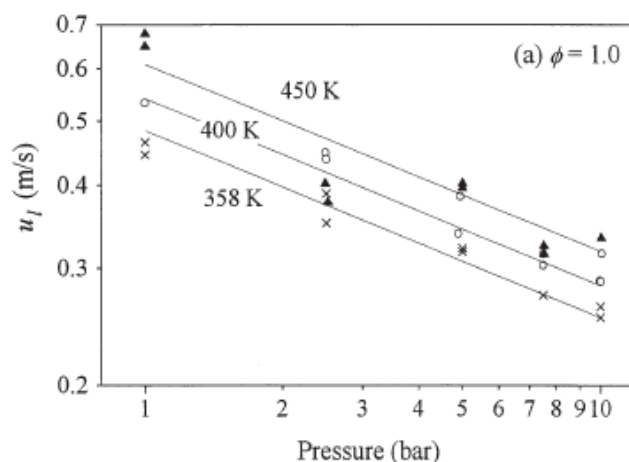


Figure 1-9 : Evolution de la vitesse de flamme laminaire non étirée en fonction de la pression pour un mélange iso-octane-air pour trois températures différentes (Bradley et al. [20])

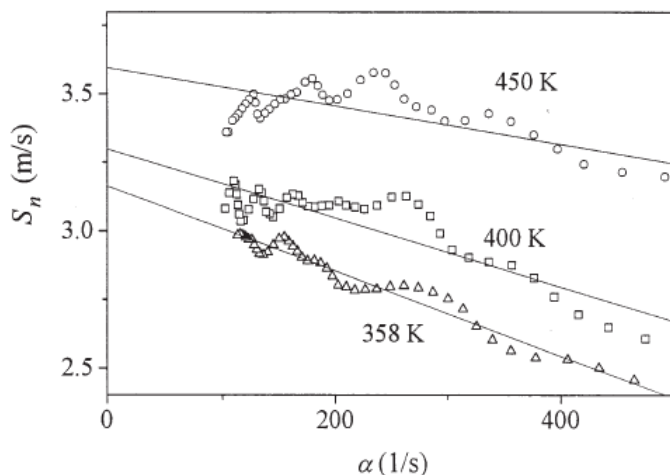


Figure 1-10. Variation de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement et de la température pour un mélange iso-octane-air à richesse 1 (Bradley et al.[30])

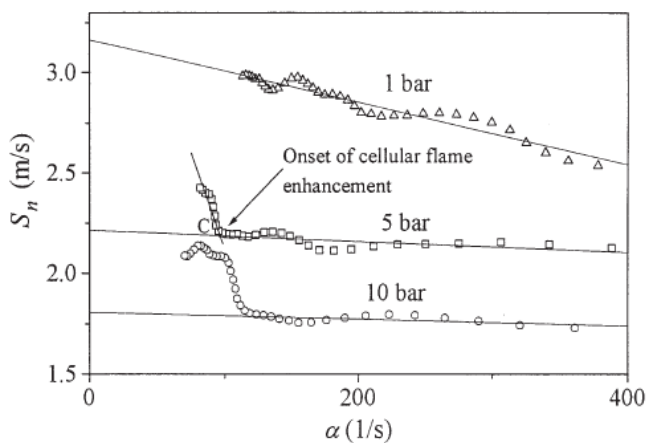


Figure 1-11. Evolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement pour un mélange iso-octane-air à richesse 1 et pour 3 pressions (Bradley et al. [30])

1.7.2 Impact sur la longueur de Markstein

La longueur de Markstein présente une dépendance plutôt linéaire à la richesse (cf. Figure 1-8). Toutefois le comportement n'est pas identique d'un carburant à l'autre. Par exemple, pour l'iso-octane l'augmentation de richesse entraîne une diminution de L_b , alors que la tendance inverse est observée pour le méthane. L'augmentation de la température semble être responsable d'une légère diminution de la longueur de Markstein comme le montrent les pentes des courbes de la Figure 1-10 qui diminuent avec la température. Cette tendance est également présente pour de l'iso-octane avec des richesses inférieures à 1,2 dans les travaux de Galmiche et al.[28] et présentés Figure 1-12. Pour des richesses plus élevées, la tendance semble être inverse : l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la longueur de Markstein.

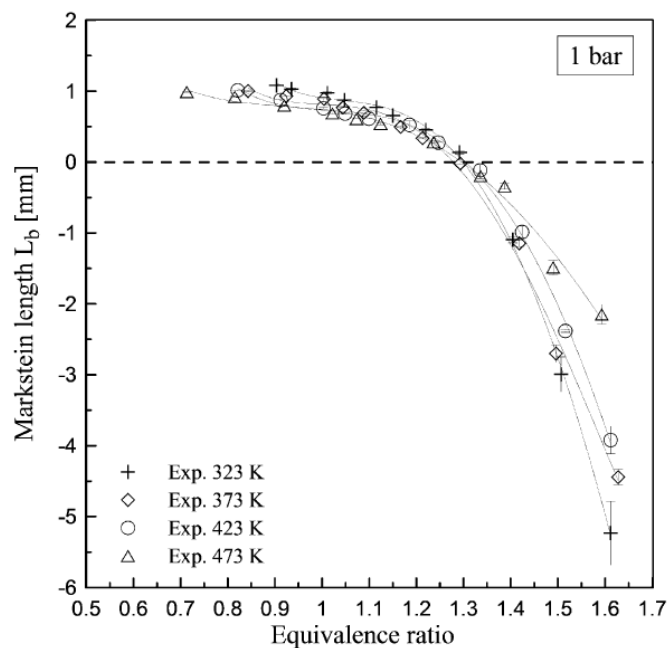


Figure 1-12. Evolution de la longueur de Markstein en fonction de la richesse pour un mélange iso-octane-air. Effet de la température. Galmiche et al.[28].

L'augmentation de la pression entraîne quant à elle, non seulement une diminution des vitesses de flamme mais aussi de la sensibilité à l'étirement comme l'indique les pentes des droites de la Figure 1-11 et la Figure 1-13.

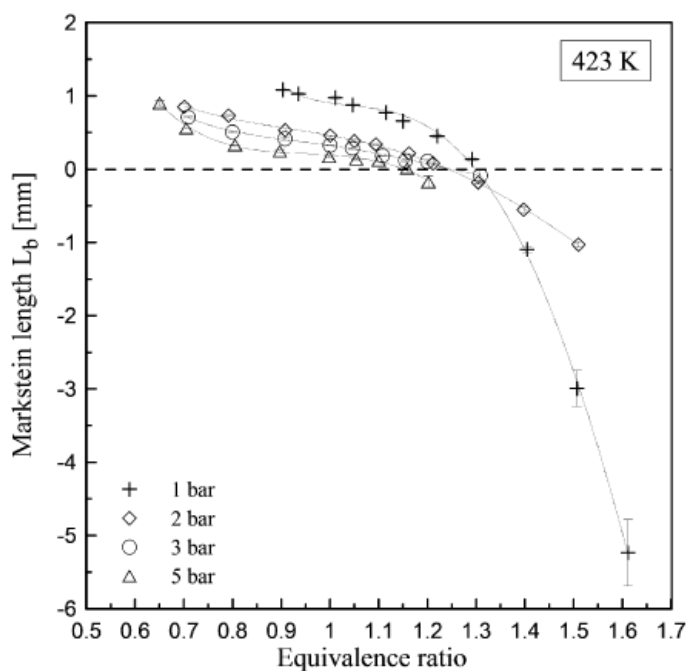


Figure 1-13. Evolution de la longueur de Markstein en fonction de la richesse pour un mélange iso-octane-air. Effet de la pression. Galmiche et al.[28].

1.7.3 Apparition de cellules : Nombre de Peclet

Les résultats de Bradley et al. [20] montrent une diminution de la sensibilité à l'étirement avec l'augmentation de la pression initiale et l'apparition d'une rupture de pente pour des étirements de l'ordre de 100 s^{-1} à partir de 5 Bar. Cette rupture de pente s'apparente à une structure cellulaire et donc à une instabilité de la flamme étudiée. Le rayon de flamme à ce point de rupture peut être exprimé sous la forme d'un nombre sans dimension : le nombre de Peclet qui correspond au rayon de flamme au point C de la Figure 1-11 divisée par l'épaisseur de flamme. Il apparaît que ce nombre de Peclet est fonction de nombre de Markstein, c'est-à-dire de la longueur de Markstein adimensionnée par l'épaisseur de flamme. La relation entre le nombre de Peclet et le nombre de Markstein est linéaire [20], [29].

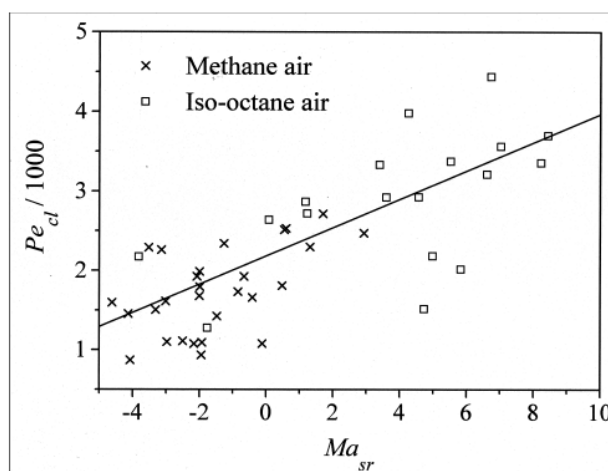


Figure 1-14. Variation du nombre de Peclet critique en fonction du nombre de Markstein (Gillespie et al. [29])

La Figure 1-14 montre que les mélanges avec des petits nombres de Markstein (donc des petites longueurs de Markstein) auront un faible nombre de Peclet et donc une propension à générer plus facilement des structures cellulaires comme sur la Figure 1-15.

Par ailleurs l'une des principales observations est qu'avec l'augmentation de pression initiale, des structures cellulaires apparaissent modifiant ainsi le comportement de la flamme. Ceci s'explique par l'apparition d'instabilités hydrodynamiques liées à la variation brusque de la masse volumique de chaque côté du front de flamme causée par la diminution de son épaisseur. Ce changement de masse volumique entraîne une variation de la vitesse des gaz frais qui sera ainsi en déséquilibre avec la vitesse de flamme laminaire provoquant alors le plissement de la flamme et l'apparition de cellules. Ce type de flamme est considérée instable.



Figure 1-15 : Image de flamme laminaire obtenue par ombroscopie à 10 Bar et 400K présentant des structures cellulaires

1.8 Combustion Turbulente prémélangée

1.8.1 Diagramme de combustion : le régime des flammelettes

Afin de caractériser qualitativement la flamme turbulente, il est utile de comparer les différentes échelles spatiales et temporelles des deux principaux phénomènes mis en jeu : la turbulence et la combustion. Ainsi à l'aide de nombres adimensionnels, des diagrammes de combustion turbulente ont été établis, permettant ainsi de classer les flammes suivant différents régime.

Les principaux nombres adimensionnels permettant la comparaison des échelles sont :

- Le nombre de Reynolds turbulent, noté Re_t . Ce nombre permet la comparaison de l'intensité de la turbulence à celle des forces de viscosité. Lorsqu'il est inférieur (supérieur) à 1, l'écoulement est laminaire (turbulent).

$$Re_t = \frac{u'L}{\nu} \quad (1.18)$$

Où u' désigne l'intensité turbulente, L l'échelle intégrale de la turbulence, et ν la viscosité cinématique.

- Le nombre de Damköhler, noté Da . Ce nombre compare les temps caractéristiques de la turbulence à ceux de la chimie de la combustion.

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{L S_L^0}{\delta_L u'} \quad (1.19)$$

- Le nombre de Karlovitz, noté Ka . Il compare le temps caractéristiques des échelles les plus petites de la turbulence, les échelles de Kolmogorov, au temps caractéristique de la chimie. Dans l'hypothèse d'une turbulence homogène isotrope, il s'exprime de la façon suivante :

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} = \frac{\delta_L}{S_L^0} \left(\frac{\eta}{u_\eta} \right)^{-1} = \left(\frac{L}{\delta_L} \right)^{-1/2} \left(\frac{u'}{S_L^0} \right)^{3/2} \quad (1.20)$$

Ce nombre peut également être défini comme l'étirement adimensionné. En régime turbulent, d'autres définitions ont été proposées pour l'étirement. L'équation (1.20) montre que l'étirement peut être défini comme l'inverse du temps caractéristique des plus petites échelles de la turbulence τ_η .

$$K = \frac{1}{\tau_\eta} \quad (1.21)$$

Les trois nombres ainsi décrits permettent de définir différents régime de combustion turbulente prémélangée sur un graphique comme celui de la Figure 1-16 présentant le rapport des vitesses u'/S_L en fonction du rapport des échelles spatiales L/δ_L .

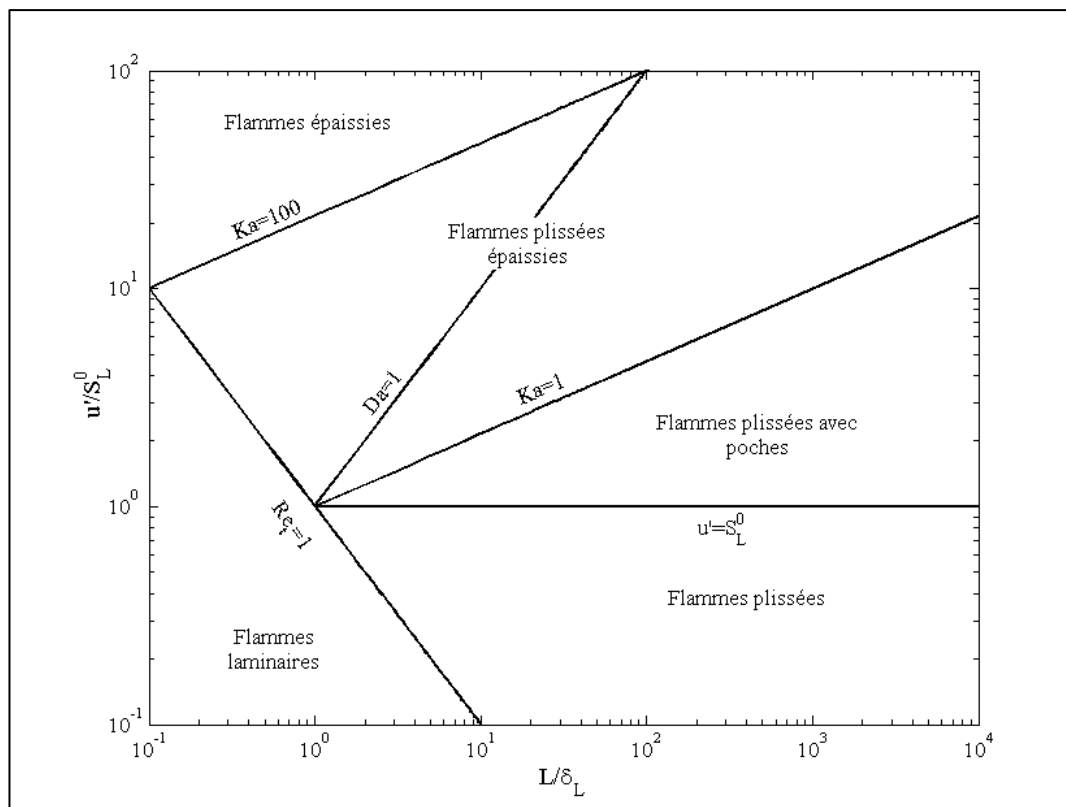


Figure 1-16 : Diagramme de combustion prémélangée proposé de Borghi - Peters [30]

Le diagramme de combustion proposé par Borghi [30] montre que le régime des flammelettes décrit par Peters [31] est défini par $Ka < 1$ et $Da > 1$. Ce qui implique d'après l'équation (1.20) que l'épaisseur de la flamme est plus petite que les plus petites échelles spatiales de la turbulence, et par conséquent négligeable devant les plus grosses structures de la turbulence qui ne peuvent pas pénétrer dans le front de flamme. Dans ce régime on considère que la flamme est constituée de plusieurs interfaces fines possédant localement les propriétés de la flamme laminaire et qui sont convectées par les structures de l'écoulement.

D'après la Figure 1-16, le régime des flammelettes, initialement décrit par Peters [31], peut être décomposé en deux sous régimes :

- Si $u'/S_L < 1$, la flamme est dans le régime de flammes plissées. L'interaction entre la flamme et la turbulence ainsi que le plissement sont relativement faibles et c'est le mécanisme de propagation laminaire qui domine.
- Si $u'/S_L > 1$, la flamme est en régime de flammes plissées avec poches. Les plus grosses structures de la turbulence ont suffisamment d'énergie pour venir plisser la flamme de manière conséquente et ainsi entraîner la formation de poches de gaz frais ou brûlés. Les fronts de flammes peuvent interagir entre eux, mais on considère toujours que la zone de réaction est une interface mince.

Cependant la présence de flammelettes ne se limite pas au critère $Ka=1$. En effet, Driscoll [32] a récemment rappelé que des flammelettes pouvaient exister pour des Karlovitz supérieur à 10. C'est le cas des flammes étudiées par Shepherd et al. [33], Buschmann et al. [34], Dinkelacker et al. [35], Chen et Bilger [36] qui présentent des épaisseurs de la zone de préchauffage inférieures ou égales à l'épaisseur de flamme laminaire pour des Karlovitz supérieurs à 10. Ainsi les flammelettes peuvent exister au sein du régime des flammes plissées épaissies délimité par les critères $Ka=1$, dit de Klimov-Williams, et $Ka=100$, introduit par Peters [37]. Ce dernier a en effet défini un autre nombre de Karlovitz basé sur l'épaisseur de la zone de réaction δ_r :

$$Ka_r = \left(\frac{\delta_r}{\eta}\right)^2 \approx \frac{1}{100} Ka \quad (1.22)$$

Dans ce régime des flammes plissées épaissies défini par $1 < Ka < 100$ ($Ka_r=1$), les structures turbulente deviennent assez petites pour entrer dans la zone de préchauffage et ainsi y augmenter le mélange, mais elles ne pénètrent pas au sein de la zone de réaction. Le critère $Ka_r=1$ (ou $Ka=100$) est donc un critère à prendre en compte pour l'étude des flammelettes. Il permet de distinguer le régime le régime des flammes plissées épaissies, appelé « thin reaction zones regime » par Peters [37], du régime des flammes épaissies. Deux zones composent le régime des flammes plissées épaissies :

- Si $Da < 1$, les temps caractéristiques de la chimie sont beaucoup plus long que ceux de la turbulence. Toutes les structures de la turbulence peuvent alors pénétrer le front de flamme car elles sont très petites devant l'épaisseur de celui-ci. Les réactions chimiques se déroulent très lentement, alors que le mélange à l'intérieur même de la flamme est très important. On parle alors de combustion distribuée.
- Si $Da > 1$, les temps caractéristiques de la chimie sont très rapides devant ceux de la turbulence. Le taux de la réaction est alors principalement piloté par la turbulence. Les structures de la turbulence ne peuvent pénétrer le front de flamme car très grandes devant l'épaisseur du front de flamme. Elles vont cependant plisser le front de flamme dont la structure s'apparente alors à celle d'une flammelette laminaire. Cette région du diagramme peut donc être considérée comme appartenant au régime des flammelettes.

Les résultats obtenus par Poinsot et al. [38] à partir de simulations numériques directes d'une flamme laminaire plane en interaction avec deux tournillons confirment que le critère de Peters ($Ka=100$) représente mieux la zone des flammelettes sur le diagramme de la Figure 1-16. Lorsque le Karlovitz devient supérieur à 100, les échelles de Kolmogorov deviennent plus petites que l'épaisseur de la zone de réaction et peuvent ainsi y pénétrer. La zone de réaction est alors fortement perturbée.

Ces deux régimes que sont le régime des flammelettes, plus précisément de flammes plissées avec poches, et de flammes plissées épaissies sont les régimes standards dans lesquels la combustion prémélangée se développent dans un moteur à allumage commandé (S. Richard [39], Linse et al. [40], Mounaïm-Rousselle et al. [41]). Les

travaux de Linse et al., dont la Figure 1-17 est extraite, permettent de situer dans quels régimes de combustion évoluent la flamme au cours d'un cycle dans un moteur à allumage commandé en fonction des différents paramètres comme le régime moteur ou la charge.

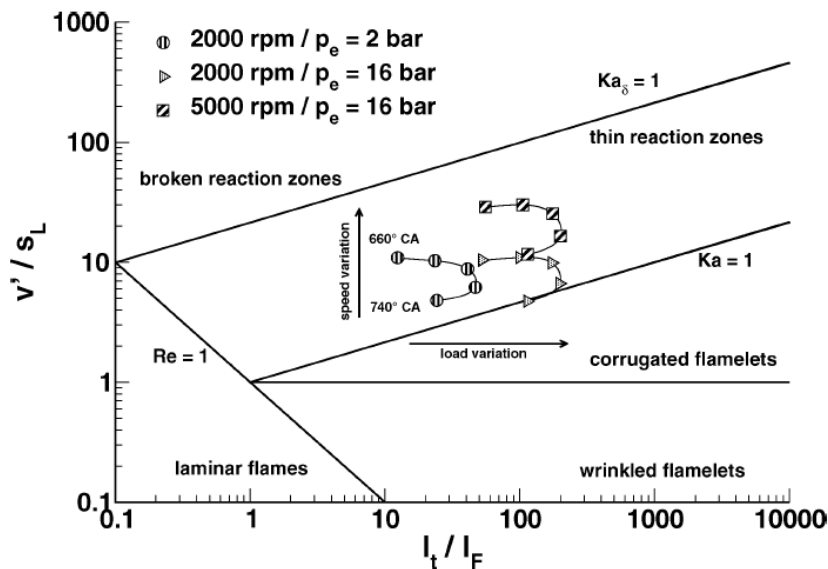


Figure 1-17. Comparaison des tracés de combustion sur le diagramme de Borghi-Peters en moteur à allumage commandé. Effet du régime et de la charge. Linse et al.[40]

Mounaïm-Rousselle et al. ont montré l'effet de la dilution avec des gaz d'échappement recyclé (EGR : « Exhaust Gas Recirculation ») sur les caractéristiques de la combustion. Les résultats obtenus et présentés en Figure 1-18 montrent que pour tous les taux de dilution étudiés, les tracés de combustion se placent toujours dans la zone du diagramme de Borghi correspondant au régime des flammelettes.

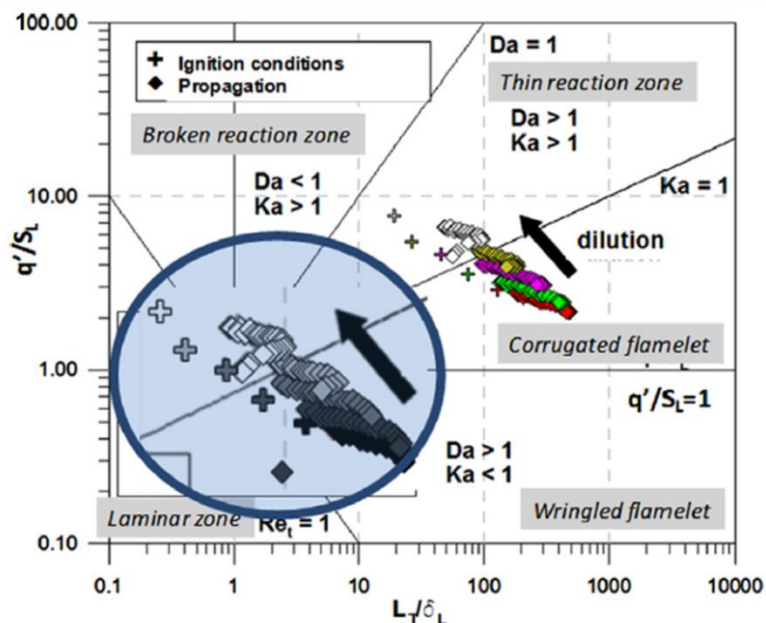


Figure 1-18. Comparaison des tracés de combustion sur le diagramme de Borghi-Peters. Effet de la dilution à l'EGR, rouge: 10% d'EGR, vert: 15% d'EGR, rose: 20% d'EGR, jaune: 25% d'EGR, blanc: 30% d'EGR. Mounaïm-Rousselle et al.[41].

1.8.2 Propriétés de la flamme turbulente prémélangée

Un écoulement turbulent peut modifier la structure du front de flamme par les gradients de vitesses dans le plan tangent au front de flamme. Inversement la flamme peut modifier l'écoulement par la propagation et l'expansion des gaz, les variations de masse volumiques ou même de viscosité. La turbulence va modifier le comportement de flamme sur principalement trois points:

- Les vitesses de flammes
- La surface de flamme qui va se plisser à cause de la turbulence
- L'augmentation des échanges entre gaz frais et gaz brûlés par l'augmentation de la diffusivité turbulente.

L'ensemble de ces phénomènes sera retranscrit par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces. Toutefois ce système d'équations n'est pas fermé et demande la modélisation de certaines grandeurs, comme le taux de réaction moyen. Dans le cas des modèles à densités de surface de flamme, qui sont régulièrement utilisés dans des applications moteurs, le taux de réaction moyen d'une flamme turbulente prémélangée est défini par la relation suivante :

$$\bar{\omega} = \rho_{GF} \langle S_c \rangle_S \Sigma \quad (1.23)$$

Où ρ_{GF} représente la densité des gaz frais. $\langle S_c \rangle_S$ est la vitesse de consommation des réactifs. Le symbole S indique que c'est la moyenne d'ensemble sur la surface de flamme qui est considérée. Σ est la densité de surface de flamme.

Dans l'hypothèse du régime des flammelettes (utilisée dans la plupart des modèles de calculs), la flamme turbulente peut être représentée comme une combinaison de flammelettes possédant localement les caractéristiques de la flamme laminaire et d'une interface mince plissée par l'écoulement.

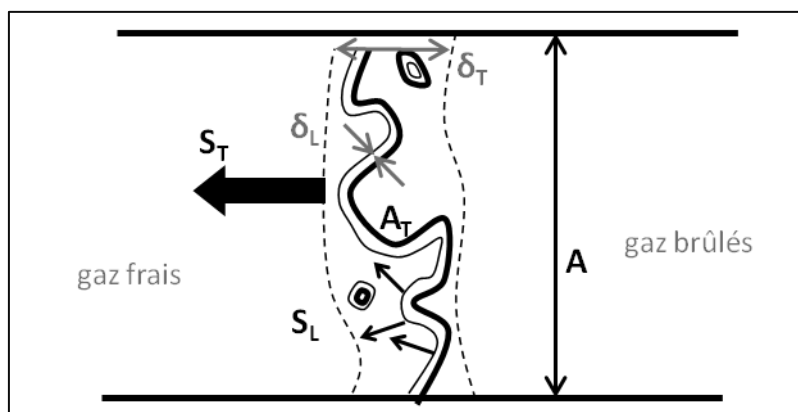


Figure 1-19 : Schéma d'une flamme turbulente

La flamme turbulente, vue comme une interface mince plissée par l'écoulement, est principalement caractérisée par sa surface de flamme A_T . On définit également la surface A , qui est la surface qu'aurait cette même flamme en écoulement laminaire.

La Figure 1-19 qui schématise le front de flamme turbulent indique que la masse de réactifs traversant la surface A , représentée par la ligne pointillée, est égale à :

$$\rho_{GF} \cdot A \cdot S_T$$

La masse de réactifs traversant la surface A_T , représentée par la ligne continue est égale à :

$$\rho_{GF} \cdot A_T \cdot \langle S_C \rangle_S$$

Si on égalise ces deux débits massiques (Driscoll, [32]) on obtient :

$$\frac{S_T}{\langle S_C \rangle_S} = \frac{A_T}{A} \quad (1.24)$$

La vitesse de consommation moyenne des réactifs $\langle S_C \rangle_S$ est quant à elle reliée à la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 par le facteur moyen d'étirement I_0 , défini par Bray [42]:

$$\langle S_C \rangle_S = I_0 S_L^0 \quad (1.25)$$

On obtient ainsi une relation entre la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 et la vitesse de flamme turbulente S_T (Driscoll [32]) :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = \frac{A_T}{A} I_0 \quad (1.26)$$

Cette relation est souvent utilisée dans les codes de calculs mais le facteur I_0 est difficile à estimer. Il peut être exprimé suivant la relation (1.27).

$$I_0 = 1 - Ma_T \frac{u'/L}{S_L^{02}/D_T} \quad (1.27)$$

Avec Ma_T , le nombre de Markstein turbulent, u' l'intensité turbulente, L l'échelle intégrale, et D_T la diffusivité thermique des réactifs.

Toutefois la mesure expérimentale d'un nombre de Markstein turbulent est actuellement impossible du fait de la difficulté de mesurer une vitesse de propagation instantanée et l'étirement d'une interface tridimensionnelle. Ainsi le facteur I_0 reste compliqué à déterminer et semble être plutôt ajusté au cas par cas dans les modèles.

1.9 Etirement dans un moteur à allumage commandé

1.9.1 Etudes Expérimentales

Peu d'études expérimentales se sont intéressées aux phénomènes d'étirement dans un moteur à allumage commandé. La compréhension de ce phénomène sur des cas de flamme turbulente de type laboratoire avec des niveaux de turbulence maîtrisés étant déjà complexe, on peut imaginer que dans un milieu comme un moteur avec des niveaux de pression et de température élevés et soumis à des variabilités cycliques, l'étude et la compréhension de ce phénomène ne seront que plus difficiles.

Cependant, Aleiferis et al. [43] s'est récemment consacré à l'étude du développement initial de la flamme dans un moteur à allumage commandé à accès optiques fonctionnant en mélange pauvre stratifié. Des visualisations de flamme par le piston (Figure 1-20) ainsi que par la culasse (Figure 1-21) ont été réalisées, ce qui permet d'obtenir une caractérisation en trois dimensions du développement de la flamme.

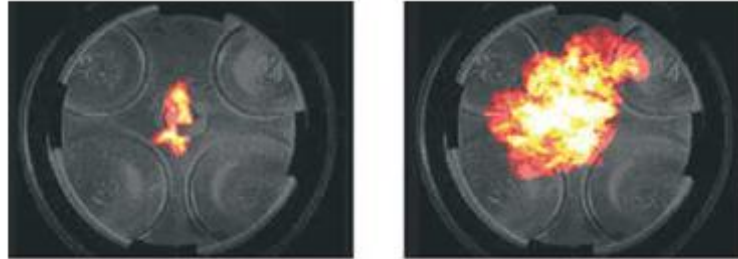


Figure 1-20 : Visualisation d'une flamme par le piston, richesse stœchiométrique, à 10 et 20° Vilebrequin après l'allumage (Aleiferis et al [43])

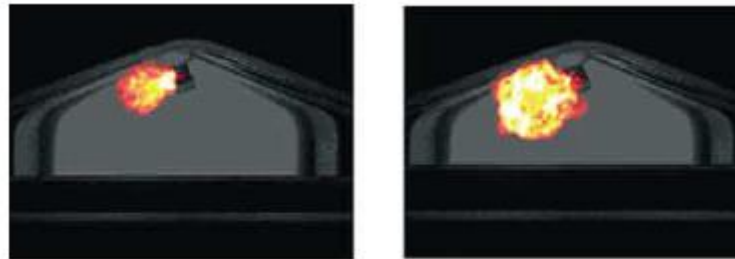


Figure 1-21 : Visualisation d'une flamme par la culasse, richesse stœchiométrique, à 10 et 25° Vilebrequin après l'allumage (Aleiferis et al. [43])

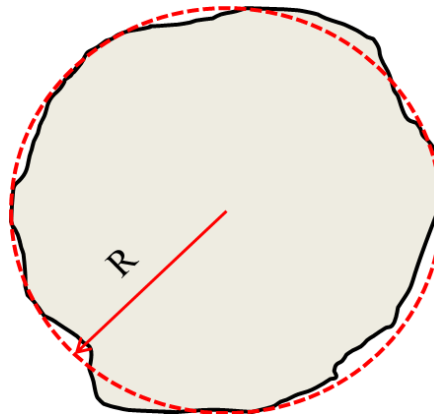


Figure 1-22. Obtention d'un rayon équivalent de flamme à partir de la surface projeté dans le plan du piston

La Figure 1-22 décrit comment, à partir des visualisations par le piston, il est possible d'estimer un rayon de flamme R à partir de la surface de flamme approximée comme étant sphérique.

Ceci permet ensuite d'obtenir une valeur de la vitesse de propagation V_s et d'étirement K avec les relations suivantes :

$$V_s = \frac{dR}{dt} \quad (1.28)$$

$$K = \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} \quad (1.29)$$

Le moteur fonctionnant en mélange pauvre stratifié, on observe des différences cycle à cycle dans les propriétés des mélanges ce qui induit des différences de vitesse de propagation et de niveau d'étirement en particulier sur le début de la combustion. Principalement deux résultats en termes d'étirement ont été mis en évidence dans cette étude par les visualisations faites dans le plan du piston (Figure 1-23) :

- Après avoir atteint un rayon de 5 mm, les flammes présentent des niveaux d'étirement similaires, quelle que soit la valeur du $\theta_{Xb5\%}$ (ou CA05), qui correspond à l'angle vilebrequin pour lequel 5% du mélange est brûlé.
- En revanche, pour des rayons entre 2 et 5 mm, il semble que ce sont les cycles les plus lents donc les $\theta_{Xb5\%}$ les plus élevés qui présentent les taux d'étirement les plus importants. Cette différence d'étirement s'explique par les variations cycliques de la vitesse de propagation qui intervient dans l'expression (1.29).

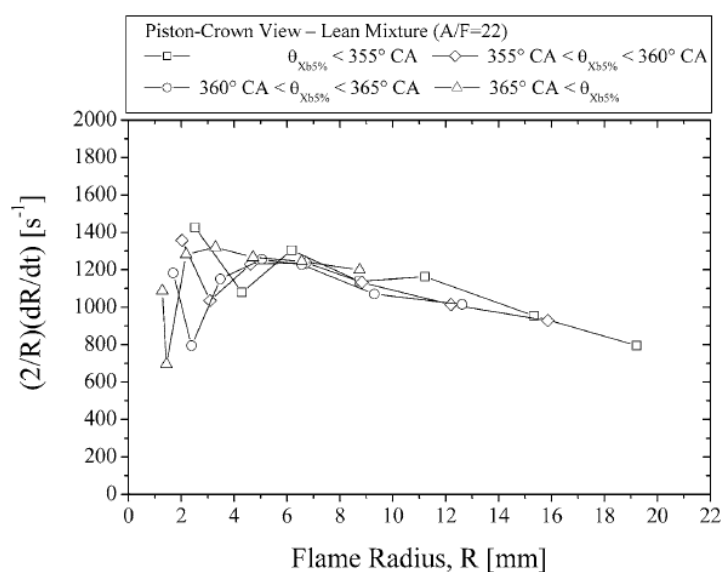


Figure 1-23 : Etirement en fonction du rayon de flamme pour différents cycles moteur, calculé à partir des vues par le piston. Mélange pauvre. $\theta_{Xb5\%}$ est l'angle vilebrequin pour lequel 5% de la masse est brûlée. [43]

Dans une étude plus récente, Aleiferis et al. [44] a comparé différents carburants (méthane, essence, isooctane, butanol, éthanol) à différentes richesses $\Phi=1$ et $\Phi=0,83$ afin d'étudier l'impact de différents carburants sur les caractéristiques de la combustion. Grâce à la chimiluminescence et à la mesure de la pression cylindre, les comparaisons sont réalisées sur la fraction de masse brûlée, l'évolution du rayon équivalent de flamme, la vitesse de propagation et l'étirement. Les résultats présentés en exemple, ci-dessous ont

été obtenus pour un régime moteur de 1500tr/min, une pression d'admission de 0,5 bar, et une avance à l'allumage de 35 degré vilebrequin (DV) avant le point mort haut (PMH). Les courbes de fractions de masse brûlées pour $\Phi=1$ et $\Phi=0,83$ sont respectivement présentées en Figure 1-24 et Figure 1-25. On observe une sorte de classement entre les carburants : les alcools brûlent en premier puis viennent le méthane, l'essence et l'isooctane. Ce classement est encore plus marqué en mélange pauvre qu'à la stœchiométrie.

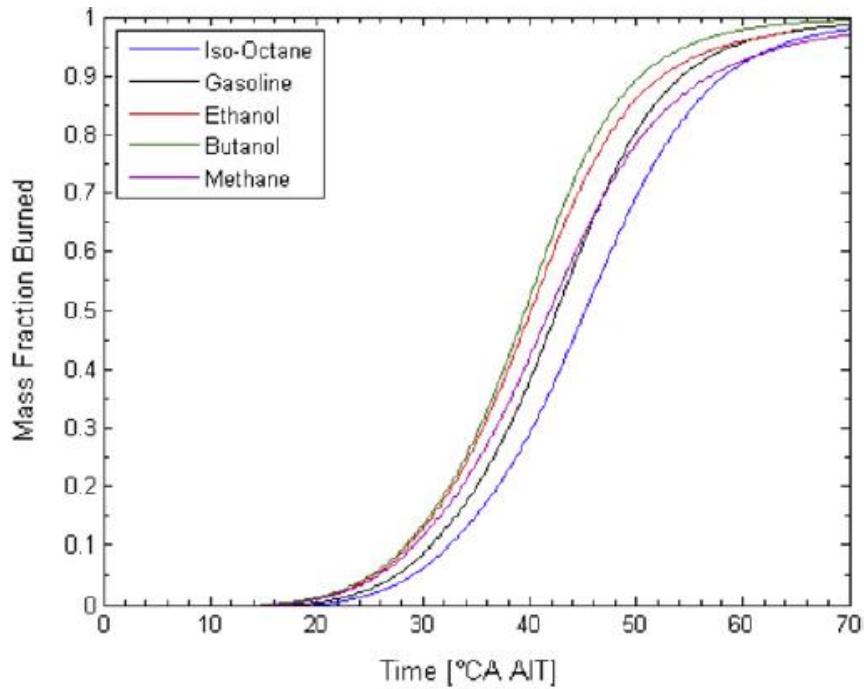


Figure 1-24. Fraction de masse brûlée à $\Phi=1$ [44]

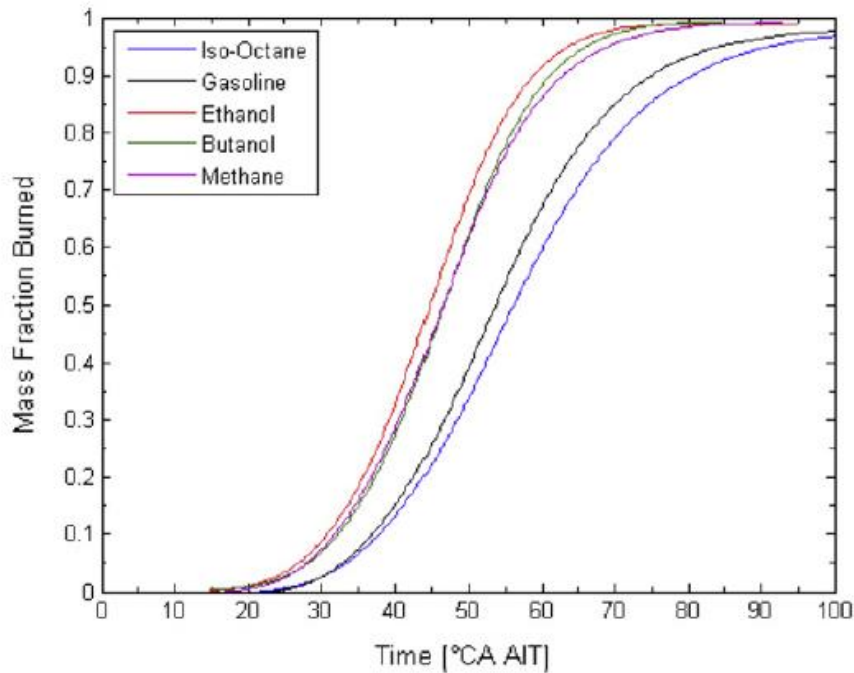


Figure 1-25. Fraction de masse brûlée à $\Phi=0,83$ [44]

Les courbes d'évolutions des rayons de flamme présentées Figure 1-26 sont en concordance avec celles de fractions de masse brûlée. Le classement des mélanges est conservé mais seul le cas à la stœchiométrie a été étudié.

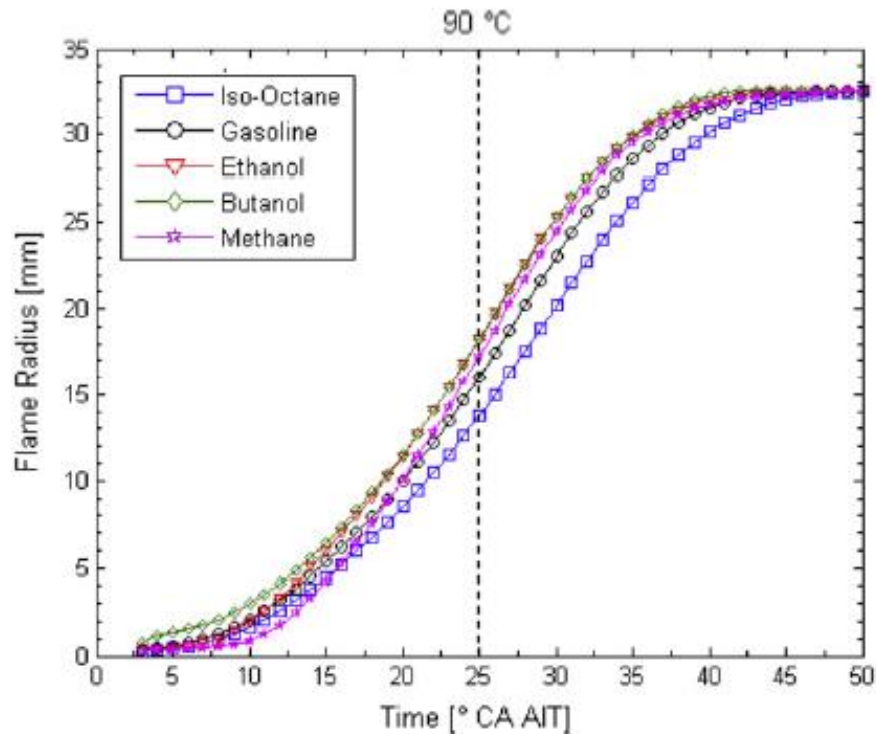


Figure 1-26. Evolution du rayon de flamme à $\Phi=1$ [44]

A partir de l'évolution du rayon, les auteurs ont pu ainsi calculer une vitesse de propagation de flamme. Les mélanges peuvent alors être classés (Figure 1-27) du plus lent au plus rapide de la manière suivante : isooctane, essence, butanol, éthanol et méthane. Ce classement respecte globalement celui de la fraction de masse brûlée excepté pour le méthane qui semble être le plus rapide et devrait donc brûler en premier sur le graphique de la fraction de masse brûlée.

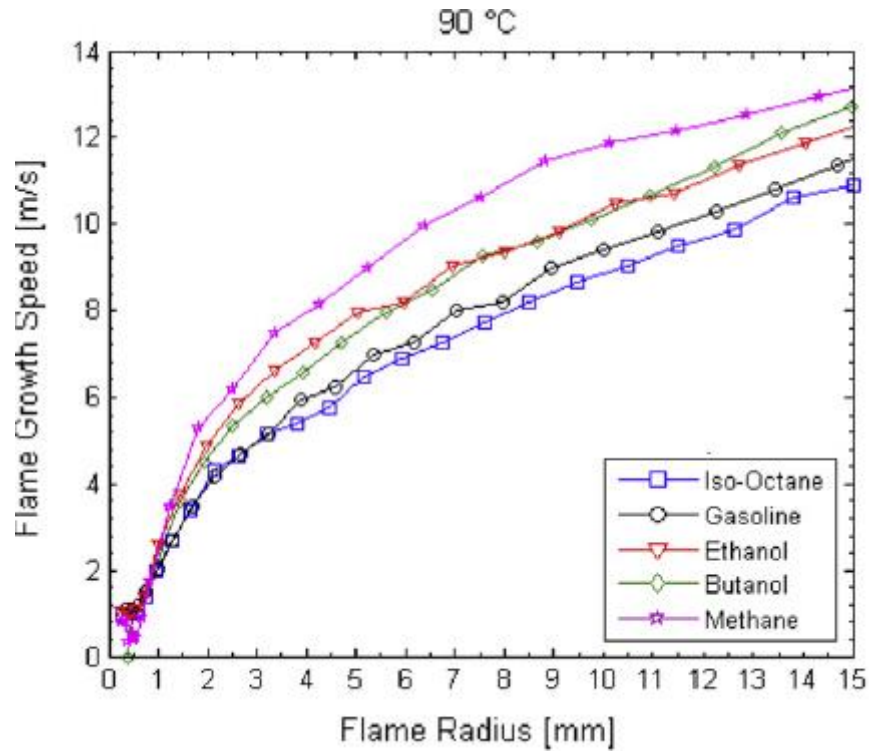


Figure 1-27. Evolution de la vitesse de propagation de flamme en fonction du rayon de flamme à $\Phi=1$ [44].

Aleiferis et al. [44] ont également réalisé des mesures d'étirement calculé à partir de l'expression (1.29). Les résultats présentés Figure 1-28 montrent des différences dans les différents niveaux d'étirement mais celles-ci sont en grande partie liées aux différences de vitesse de propagation entre les mélanges car cette dernière intervient dans le calcul de l'étirement via la dérivée temporelle du rayon de flamme.

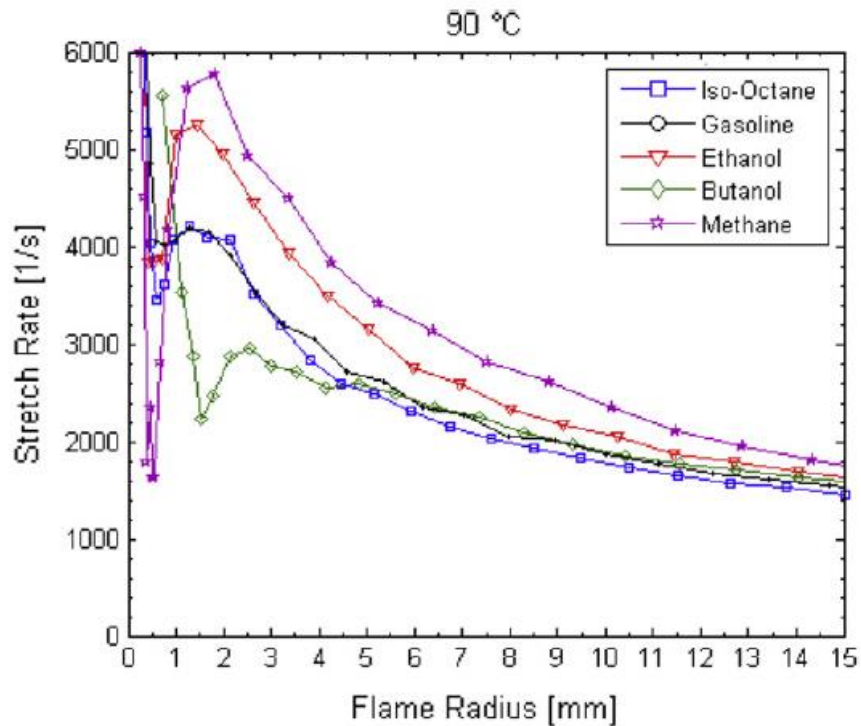


Figure 1-28. Evolution de l'étirement en fonction du rayon de flamme [44].

Cette étude permet déjà de constater de fortes différences sur la combustion en moteur à allumage commandé selon les carburants utilisés. Par ailleurs Aleiferis et al. ont pu aussi relever que les carburants présentant les nombres de Markstein les plus faibles présentaient les vitesses de combustion les plus élevées suggérant ainsi un impact de la sensibilité à l'étirement dans le moteur à allumage commandé. Cependant ces carburants sont étudiés à la même richesse et possèdent des vitesses de flamme laminaire différentes. Localement ils ne brûlent donc pas à la même vitesse. Autrement dit, ils n'ont pas tous la même vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 . Il est donc difficile d'isoler les effets d'étirement dans cette étude et de tirer une conclusion définitive quant à l'impact de la sensibilité à l'étirement en moteur.

Afin de réellement isoler ces effets, une sélection de mélanges appropriés apparaît comme un point clé: avec une similarité d'un point de vue thermochimique et de la vitesse de flamme laminaire mais des différences du point de vue de la sensibilité à l'étirement.

1.9.2 Modélisation des effets d'étirement en moteur à allumage commandé.

Si les modèles dits RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) permettent aujourd'hui de prédire correctement des quantités moyennes comme la pression ou le dégagement de chaleur, ils ne peuvent cependant pas rendre compte de phénomènes instationnaires comme les instabilités cycliques ou les transitoires du moteur (variation de régime, de pression d'admission, etc.). Les modèles LES (Large Eddy Simulations) en permettant de résoudre explicitement les mouvements de l'écoulement aux grandes échelles sont beaucoup plus adaptés pour simuler les instationnarités. Cependant la LES demande une modélisation des phénomènes de sous-maille, c'est à dire des phénomènes ayant lieu à des échelles non résolues par le maillage de la simulation. En effet dans l'hypothèse des flammelettes, les réactions ont lieu dans des zones très fines de tailles nettement inférieures à la taille des cellules d'un maillage. A ces très petites échelles, des modèles doivent être utilisés pour représenter les phénomènes mis en jeu. On parle d'effets de sous-maille, souvent notés SGS pour « Sub-Grid Scale ».

De nombreuses modélisations des moteurs à allumage commandé par LES ont été développées dernièrement. Deux approches principales peuvent être citées pour la modélisation de la combustion en moteur à allumage commandé : le modèle Thickened Flames (TFLES) et le modèle Coherent Flame (CFM-LES voire ECFM-LES). Le modèle TFLES a été initialement établi par Buttler, O'Rourke et Bracco ([45], [46]). Il est basé sur un épaississement artificiel du front de flamme par un facteur suffisamment grand pour pouvoir être résolu sur le maillage. S'il n'affecte pas la vitesse laminaire de propagation de flamme, il affecte en revanche l'épaisseur de flamme et la nature des interactions avec la turbulence. Par exemple les petits tourbillons initialement résolus peuvent ainsi devenir incapables de plisser le front de flamme épaissi. La production de surface de flamme est alors sous-estimée. Pour corriger ce défaut, il est nécessaire de modéliser le plissement qu'aurait dû avoir la flamme sans l'épaississement artificiel. La modélisation de ce plissement fait intervenir une fonction d'efficacité aussi appelée fonction d'étirement notée F . En effet celle-ci permet de modéliser l'étirement de sous-maille. Toutefois, jusqu'à récemment les effets liés au Lewis n'étaient pas pris en compte dans les modèles TFLES puisqu'un nombre de Lewis d'une valeur de 1 était généralement utilisé. Mais Quillatre et al. ([47], [48]) ont développé un modèle de transport pour tenir compte des effets du Lewis dans le modèle TFLES. Le principe consiste à remplacer les nombres de Lewis réalistes Le par des nombres de Lewis adaptés au facteur d'épaississement F , notés Le^* , en respectant la relation suivante :

$$F\delta_L^0(Le^* - 1) = \delta_L^0(Le - 1) \quad (1.30)$$

Cette condition est suggérée par le fait que l'expression de la longueur de Markstein relative à la vitesse de consommation des réactifs est contrôlée par le produit $\delta(Le-1)$. Ce modèle pour tenir compte du Lewis dans le modèle TFLES a été validé par Quillatre grâce à des Simulations Numériques Directes (DNS) sur des flammes laminares sphériques en expansion [48] et a été appliqué à des cas de déflagration dans une chambre

ventilée. Cependant, à ce jour aucune application de ce modèle en moteur à allumage commandé n'a été réalisée.

Les modèles CFM-LES(Richard et al. [49]) et ECFM-LES(Vermorel et al. [50]) se basent quant à eux sur l'écriture d'une équation de transport pour la densité de surface de flamme. Dans ce modèle, la flamme est considérée infiniment mince et sépare les gaz frais des gaz brûlés. Contrairement au modèle TFLES, ce modèle n'épaissit pas la zone de réaction mais utilise un nouveau filtre LES permettant une augmentation de la résolution du front de flamme. L'équation de transport pour la densité de surface de flamme s'écrit de la façon suivante ([49], [50]) :

$$\frac{\partial \bar{\Sigma}}{\partial t} + T_{res} = T_{sgs} + S_{res} + S_{sgs} - P + C_{res} + C_{sgs} \quad (1.31)$$

T_{res} , S_{res} , C_{res} et P correspondent respectivement aux termes de transport, d'étirement (cisaillement), de courbure et de propagation dus à l'écoulement et résolus par le maillage. Les termes T_{sgs} , S_{sgs} , C_{sgs} sont respectivement les termes de transport, d'étirement, et de courbure de sous-maille qui demandent à être modélisés. L'objectif ici est de rappeler les termes impactant l'étirement et les effets thermodiffusifs. Les termes de propagation P et de courbure résolue C_{res} sont ceux qui assurent la propagation laminaire du front de flamme lorsque la turbulence de sous-maille est trop faible. Ils se calculent avec les relations suivantes :

$$P = \nabla \cdot (S_d \mathbf{N} \bar{\Sigma}) \quad (1.32)$$

$$C_{res} = S_d (\nabla \cdot \mathbf{N}) \bar{\Sigma} \quad (1.33)$$

Ces expressions sont basées sur la normale \mathbf{N} à l'iso-surface de la variable de progrès filtrée notée \tilde{c} .

$$\mathbf{N} = - \frac{\nabla \tilde{c}}{|\nabla \tilde{c}|} \quad (1.34)$$

Il est intéressant de remarquer que la vitesse S_d qui est la vitesse de propagation relative à la vitesse moyenne de l'écoulement de l'iso-surface pour la variable \tilde{c} est définie par:

$$S_d = -(1 + \tau \tilde{c}) S_l \quad (1.35)$$

Avec $\tau = \rho_u / \rho_b - 1$ l'expansion thermique à travers le front de flamme, ρ_u et ρ_b les masses volumiques des gaz frais et brûlés.

La vitesse de flamme notée ici S_l est en fait une vitesse de flamme laminaire non étirée que l'on a notée précédemment S_L^0 . Celle-ci est généralement calculée à partir d'une corrélation de type Metgalchi et Keck [27] et ne prend donc pas en compte la sensibilité du mélange à l'étirement ou le nombre de Lewis. Cependant une autre définition de la vitesse S_d pourrait permettre de tenir compte des effets thermodiffusifs, comme proposés par Han et Huh [51] dans leur équation de densité de surface de flamme. En effet ils décrivent la vitesse S_d suivant deux termes : le premier est un terme de réaction, le

deuxième est un terme de diffusion (faisant intervenir la diffusion massique D) qui est donc directement lié au Lewis :

$$S_d = -\frac{\omega}{\rho|\nabla Y_R|} - \frac{\nabla \cdot (\rho D \nabla Y_R)}{\rho|\nabla Y_R|} \quad (1.36)$$

Han et Huh ont ainsi montré l'effet de l'augmentation du Lewis sur le rapport S_T/S_L (en réalité S_L^0) à l'aide de DNS 3D d'une flamme se propageant en turbulence isotrope. Le résultat est présenté dans la Figure 1-29 et montre que l'augmentation du Lewis entraîne une diminution de la vitesse de flamme turbulente.

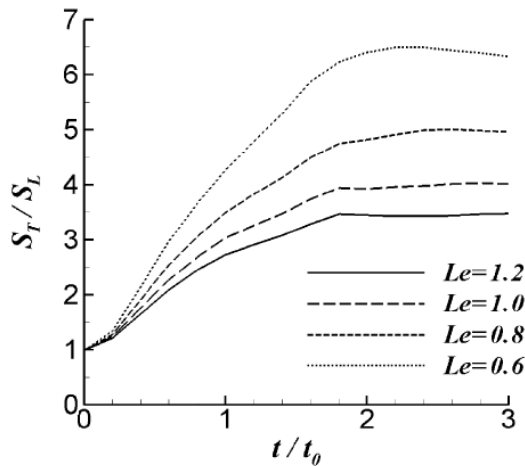


Figure 1-29. Effet du Lewis sur la vitesse de flamme turbulente (Han & Huh [51])

Revenons aux termes de courbure et d'étirement de sous-maille respectivement C_{sgs} et S_{sgs} des modèles CFM-LES. Dans les travaux de Richard et al. [49] et Vermorel et al. [50], ils sont modélisés de la façon suivante :

$$C_{sgs} = \beta S_l \frac{c^* - \bar{c}}{\bar{c}(1 - \bar{c})} (\bar{\Sigma} - \bar{\Sigma}_{lam}) \bar{\Sigma} \quad (1.37)$$

$$S_{sgs} = \frac{\Gamma}{\sigma_c} \frac{\hat{u}'}{\hat{\Delta}} \bar{\Sigma} \quad (1.38)$$

Là encore, la vitesse S_l qui intervient dans le terme de courbure de sous-maille est une vitesse à étirement nul qui ne tient donc pas compte de la sensibilité du mélange à l'étirement. En ce qui concerne le terme d'étirement de sous-maille, il représente l'influence des structures non résolues, c'est-à-dire celles dont la taille est inférieure au filtre $\hat{\Delta}$ de la LES. On retrouve dans l'équation (1.38), la fonction d'efficacité Γ utilisée dans le calcul du plissement de sous-maille pour le modèle TFLES.

Historiquement, la fonction d'efficacité était d'abord basée sur le modèle ITNFS (Intermittent Net Flame Stretch) de Ménéveau et Poinot [52]. Ce modèle fut en effet adapté à la LES en 2000 par Colin et al. [53]. L'inconvénient de ce modèle est qu'il suppose la connaissance de l'échelle intégrale ce qui est rarement le cas dans la pratique.

De plus, dans certaines applications comme les moteurs, l'échelle intégrale peut varier spatialement et au cours du temps, ce qui complexifie davantage le problème. Afin d'éviter ce problème Charlette et al. [54], [55] ont par la suite proposé une fonction d'efficacité basée sur une analyse spectrale. Ce modèle a pour intérêt de ne prendre en compte que la partie non résolue du spectre de turbulence et ne dépend donc pas de l'échelle intégrale. De plus dans le modèle de Charlette et al. les tourbillons de faible vitesse, typiquement $< S_L^0/2$, ne peuvent pas plisser le front de flamme. Finalement S. Richard [39] a modifié la fonction d'efficacité de Charlette et al. afin d'obtenir des résultats plus proches du modèle ITNFS qui donnait de bons résultats pour des configurations moteurs en RANS.

Pour tous ces cas, le terme de d'étirement de sous-maille peut s'écrire comme dans l'équation (1.38). La fonction d'efficacité est fonction de différents paramètres:

$$\Gamma = \Gamma\left(\frac{\hat{\Delta}}{l_f}, \frac{u'_{\hat{\Delta}}}{S_l}, Re_{\hat{\Delta}}\right) \quad (1.39)$$

Avec l_f , l'épaisseur de flamme, $\hat{\Delta}$ l'échelle du filtre LES, $u'_{\hat{\Delta}}$ et $Re_{\hat{\Delta}}$ respectivement l'intensité turbulente et le Reynolds à cette même échelle. Ainsi, si l'influence de la turbulence sur le front de flamme semble bien prise en compte dans la fonction d'efficacité, il semble cependant que l'impact de la sensibilité du mélange à l'étirement soit négligé. En effet, comme pour les autres termes de l'équation de la densité de surface (1.31), c'est la vitesse de flamme laminaire non étirée qui est utilisée. Se pose alors la question de savoir si des calculs pour deux mélanges avec des S_L^0 identiques mais des nombres de Lewis différents pourraient présenter des différences de résultats. Récemment les travaux de Bougrine et al. ([56], [57]) ont insisté sur le fait que la plupart des modèles faisaient l'hypothèse que l'ensemble des effets chimiques, comprenant les variations de richesse ou de composition du carburant sont complètement et uniquement pris en compte au travers de la vitesse de flamme laminaire non étirée. De plus les fonctions d'efficacité (1.39) antérieures aux travaux de Bougrine et al. ont toutes été établies pour un nombre de Lewis égal à 1,2 et avec une chimie à une étape.

Afin de tester cette hypothèse, Bougrine et al. [57] ont réalisé des DNS d'une flamme interagissant avec deux vortex contrarotatifs pour différents mélanges. Plusieurs carburants, richesses et nombre de Lewis ont donc été étudiés. Les auteurs montrent que la vitesse de flamme laminaire non étirée et l'épaisseur de flamme suffisent pour décrire l'effet de la richesse pour un même carburant puisque des différences sont observées dans les valeurs données par la fonction d'efficacité. Cependant, il faut noter que cette observation est valable pour le méthane utilisé par Bougrine et al. pour leur étude. Or le nombre de Lewis de ce carburant varie peu avec la richesse et reste proche de l'unité. Pour des carburants dont le nombre de Lewis varie de manière significative avec la richesse comme l'isooctane, cette observation ne serait probablement plus valable.

Bougrine et al. montrent en effet dans un deuxième temps l'effet du nombre de Lewis sur le plissement du front de flamme. Le plissement obtenu avec le H_2 ($Le=0,4$) est bien plus

important que pour les mélanges possédant un nombre de Lewis supérieur à 1. Cette observation est confirmée par les valeurs de la fonction d'efficacité qui donne une valeur maximale de 1 pour $Le \geq 1$ alors qu'elle peut atteindre une valeur de 2 pour le H_2 pur. Sur ces observations, une fonction d'efficacité tenant compte du Lewis a été proposée. Celle-ci montre une erreur relative de 5,2% par rapport aux niveaux d'étirement calculés avec la DNS. De plus S. Bougrine [56] a également testé cette fonction sur des simulations en moteur à allumage commandé et l'a validée grâce à une comparaison avec les courbes de pression cylindre obtenues expérimentalement.

Récemment afin de modéliser plus finement l'allumage et l'initiation de la combustion, de nouveaux modèles de calcul de moteur à injection directe ont fait leur apparition comme le modèle SparkCIMM [58], [59] (Spark Channel Ignition Monitoring Model). Ces modèles ont pour but d'améliorer les résultats obtenus par le calcul et de se rapprocher des résultats expérimentaux notamment au niveau de l'étincelle, de la formation du noyau de flamme puis de sa propagation.

Dans leurs travaux sur la modélisation de l'initiation de la flamme, Dahms et al. [58], [59] et Drake et al. [60] ont introduit la sensibilité des mélanges aux effets de courbures dans les modèles à l'aide d'une relation linéaire de type Clavin (1.13). Le modèle SparkCIMM développe une nouvelle méthode pour la simulation de l'allumage, basée sur une approche Lagrangienne (suivi de particules). Le mélange s'enflamme localement le long de l'étincelle si, suite au dépôt d'énergie par la bougie, la température dépasse localement une valeur critique et si le Karlovitz est situé sous un seuil pour ne pas que la flamme s'éteigne tout de suite. Les noyaux de flamme ainsi allumés le long de l'étincelle se propagent de manière quasi linéaire. Les noyaux étant trop petits pour que leur forme soit résolue par le maillage, le mouvement de ces noyaux est suivi de manière Lagrangienne comme des particules isolées. Dans le modèle SparkCIMM, la vitesse de flamme turbulente de ces noyaux est définie comme une fonction de la vitesse de flamme laminaire étirée. Elle dépend donc de la sensibilité du mélange à l'étirement. Pour calculer cette vitesse, une relation linéaire de type Clavin est utilisée par Dahms et al.. Les effets d'étirement tangentiel, liés à l'écoulement, sont quant à eux négligés car le Damköhler (1.19) est considéré inférieur à 1. Ceci signifie que la flamme est davantage pilotée par la vitesse de flamme laminaire que par la turbulence car le temps caractéristique de la turbulence est petit devant celui de la chimie. L'expression dans ces modèles des effets d'étirements s'appuie sur les développements de la « G-equation » réalisés par Peters [37].

La « G-equation » est une équation qui rend compte de l'évolution de la position du front de flamme basée sur le scalaire $G(x, t)$. Initialement proposée par Williams [61], cette équation ne prenait pas en compte les effets d'étirement. Peters a proposé une équation valable pour deux régimes de combustion prémélangée : le régime des flammes plissées avec poches ($Ka < 1$) et le régime de zone de réaction mince ou de flammes plissées épaissies ($Ka > 1$) (voir Figure 1-16). Cette équation est donc valable à la fois pour

les petites et les grandes échelles de la turbulence. Elle se présente sous la forme suivante :

$$\rho \frac{\partial G}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla G = \rho S_L^0 \sigma - \rho D \kappa \sigma + \rho L n \cdot \nabla v \cdot n \quad (1.40)$$

Dans cette équation l'étirement se manifeste au travers de la courbure dans le deuxième terme du membre de droite et du cisaillement dans le troisième terme du membre de droite. Par ailleurs la sensibilité à l'étirement est prise en compte dans cette équation car elle apparaît dans le terme d'étirement tangentiel via la longueur de Markstein L . Concernant les effets thermodiffusifs, la diffusivité massique D intervient dans le terme de courbure mais la diffusivité thermique n'apparaît pas.

Toutefois les modèles « G-equation » nécessite un modèle pour la vitesse de propagation turbulente $\overline{S_T}$. Une corrélation de ce type est généralement utilisée :

$$\frac{\overline{S_T}}{S_L^0} = 1 + \alpha \left(\frac{\overline{u'}}{S_L^0} \right)^n \quad (1.41)$$

Où $\overline{u'}$ est l'intensité turbulente de sous-maille. Les constantes n et α sont généralement issues de résultats expérimentaux présents dans la littérature.

L'un des inconvénients des modèles « G-equation » est qu'il existe une large gamme de corrélations obtenues expérimentalement ou même utilisées en RANS et qui sont utilisés en LES pour la relation (1.41), parfois sans justification. Cependant aucune relation universelle pour la vitesse de propagation turbulence S_T n'a été montrée. Toutefois ce type de modèle a été utilisé plusieurs fois pour modéliser la combustion dans un moteur à allumage commandé, par exemple par Tian et Reitz [62] et par Ewald et Peters [63].

Enfin, il est intéressant de remarquer qu'à ce jour peu de modèles prennent en compte les propriétés chimiques des carburants et des mélanges qui sont directement responsables de la réponse de la flamme à l'étirement. Cette problématique apparaît comme relativement récente pour la modélisation de la combustion en moteur à allumage commandé et les modèles sont encore en cours de développement pour améliorer la prise en compte de ces phénomènes.

Chapitre 2. Sélection de mélanges hydrocarbure-air. Essais en moteur monocylindre à allumage commandé.

2.1 Introduction

L'objectif des travaux présentés dans ce chapitre est d'identifier l'étirement et son impact sur la combustion et le dégagement de chaleur dans un moteur à allumage commandé. Comme il l'a été montré dans le chapitre précédent, jusqu'à récemment l'ensemble des modèles de simulation pour le moteur à allumage commandé ne prenait en compte que la vitesse de flamme laminaire non étirée. Or des mélanges avec des vitesses laminaires à étirement nul identiques ne brûlent pas nécessairement de la même manière et ne présentent ainsi pas un déroulement de la combustion en moteur similaire.

En effet, nous avons vu que les mélanges hydrocarbures/air peuvent avoir des sensibilités à l'étirement différentes conduisant à des vitesses de propagation de flamme instantanées différentes. Afin d'isoler au mieux les effets d'étirements dans le moteur, il a fallu dans un premier temps identifier et sélectionner différents mélanges hydrocarbure-air avec des propriétés thermochimiques identiques (ou quasi-similaires), des vitesses de flammes non étirées identiques (laminaire fondamentale S_L^0 et de propagation S_b^0), mais répondant différemment à l'étirement (nombre de Lewis et longueur de Markstein).

Une première étude sur une sphère de combustion laminaire a été nécessaire afin de cibler des mélanges hydrocarbure-air ayant les caractéristiques recherchées. Une fois identifiés, les mélanges ont été testés sur un moteur monocylindre opaque pour, dans un premier temps identifier les effets d'étirement et dans un second temps, en évaluer les impacts.

Finalement, les effets de l'étirement sur la combustion en moteur à allumage commandé semblent se révéler au travers du dégagement de chaleur cumulé et des durées de combustion durant les premiers instants de la combustion (cf. Annexe B). Les résultats obtenus montrent bien l'intérêt d'une étude de ces phénomènes dans un moteur à accès optiques pour vérifier que le dégagement de chaleur est réellement impacté par l'étirement de flamme, comprendre l'interaction entre la flamme et la turbulence et estimer les niveaux d'étirement vus par le front de flamme au sein de la chambre de combustion.

2.2 Identification de mélanges

Comme rappelé dans la première partie, la longueur de Markstein et le nombre de Lewis sont les grandeurs caractéristiques qui permettent de quantifier la sensibilité à l'étirement. La littérature montre que pour un même carburant, il est possible d'obtenir des mélanges avec une vitesse de flamme identique mais des nombres de Lewis et des longueurs de Markstein différentes (Bradley et al. [20], Galmiche et al.[28], Varéa et al. [18]). Cela est tout particulièrement dû à l'évolution parabolique de la vitesse de flamme en fonction de la richesse comme le montrent les Figure 2-1 et Figure 2-2.

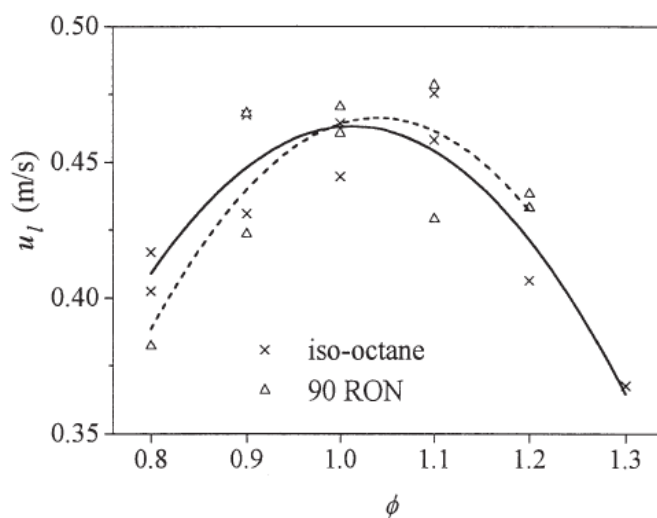


Figure 2-1 : Variations de la vitesse de flamme laminaire non étirée en fonction de la richesse à 1 Bar et 358K pour des mélanges iso-octane - air (croix et ligne continue) et un mélange "90 RON" : 90% iso-octane/10% n-heptane - air (triangle et ligne pointillée). Bradley et al.[20].

Pour obtenir des mélanges avec les propriétés requises il suffit donc de se placer de part et d'autre de la parabole par exemple. La longueur de Markstein et le nombre de Lewis étant fonction de la richesse, pour des vitesses qui seront identiques la flamme présentera des sensibilités aux effets d'étirement différentes. Néanmoins les mélanges riches peuvent être plus difficiles à allumer en particulier en fonctionnement moteur et génèrent davantage de polluants liés à une combustion incomplète (HC, CO). Le choix s'est donc porté sur des carburants différents mais dans des conditions de mélange pauvre. Afin d'avoir une première idée des richesses recherchées, la corrélation (2.1) basée sur l'approche de Metghalchi et Keck [27] pour calculer les vitesses de flamme en fonction de la richesse, la pression et la température a été utilisée.

$$S_L^0 = S_{L_{réf}}^0 \left(\frac{T_u}{T_{réf}} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_{réf}} \right)^\beta \quad (2.1)$$

Les exposants α et β sont des polynômes uniquement fonction de la richesse, indépendant du carburant :

$$\alpha = a_0 + a_1 \phi \quad (2.2)$$

$$\beta = b_0 + b_1 \phi \quad (2.3)$$

Les coefficients des polynômes sont les coefficients communs de Metghalchi et Keck.

a_0	a_1	b_0	b_1
2,98	-0,8	-0,38	0,22

Tableau 2-1 : Coefficients communs de Metghalchi et Keck [27]

La valeur de $S_{L_{réf}}^0$ est déterminée à une pression et une température de référence ($T_{réf}$, $P_{réf}$). Elle peut soit être directement lue sur des données expérimentales, soit calculée à l'aide de polynômes ou de fonctions obtenues à partir de données expérimentales. Pour utiliser ces corrélations, il est nécessaire de posséder une courbe de vitesse de flamme en fonction de la richesse à une pression et une température de référence, comme dans la littérature.

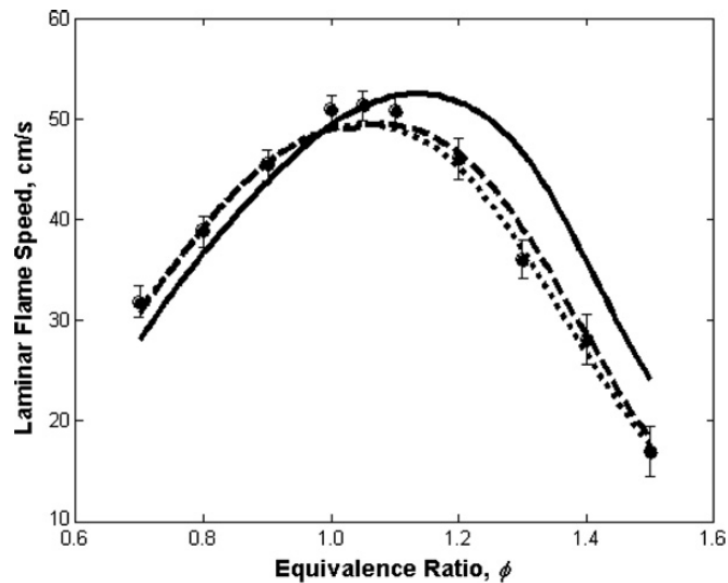


Figure 2-2. Vitesse de flamme laminaire non étirée en fonction de la richesse pour des mélanges propane – air ($P=1$ atm, $T=343$ K). Symboles : résultats expérimentaux, courbes : modèles de simulation. (Veloo et al [64].)

Dans un premier temps, un carburant proche de l'essence a été choisi : l'isooctane. Le méthane et le propane, carburant gazeux également utilisé en moteur à allumage commandé ont également été retenus. Le critère de sélection choisi porte sur la vitesse de propagation non étirée S_b^0 et non sur la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 . En effet, une mesure directe de la vitesse de propagation de la flamme est possible à l'aide

d'une enceinte sphérique de combustion laminaire et de la technique d'ombroscopie. Pour remonter à la vitesse de flamme laminaire non étirée, il est nécessaire de connaître le facteur d'expansion ce qui suppose de nombreuses conditions :

- gaz parfaits,
- Combustion Isobare
- Combustion Adiabatique
- Equilibre chimique

Or ces hypothèses ne sont pas toujours vérifiées ce qui peut induire des erreurs comme le décrit Varéa et al. [18]. Cependant, l'utilisation de la technique d'ombroscopie ne permet d'obtenir une mesure de vitesse flamme laminaire à étirement nul qu'avec ces hypothèses. Une vitesse de propagation non étirée identique a donc été le premier critère de sélection. La valeur de vitesse retenue est d'environ $2,4 \text{ m.s}^{-1}$ car atteignable pour des richesses suffisamment éloignées de la limite d'inflammabilité de tous les carburants sélectionnés. Les estimations réalisées avec les corrélations ont permis d'avoir une première idée des richesses qui seront testées sur la sphère de combustion laminaire.

Carburant	Plage de richesse côté pauvre
<i>Méthane</i>	$0,8 < \Phi < 0,9$
<i>Propane</i>	$0,7 < \Phi < 0,8$
<i>Isooctane</i>	$0,8 < \Phi < 0,9$

Tableau 2-2 : Plages de richesse identifiées pour les différents mélanges

Un mélange pauvre de butanol-air a été ajouté à notre étude pour étudier le cas d'un alcool avec des caractéristiques différentes des hydrocarbures. De plus de nombreuses données expérimentales sont disponibles pour ce carburant grâce aux travaux de Broustail et al. [65], [66].

2.3 Chambre sphérique de combustion laminaire

2.3.1 Dispositif Expérimental

Pour déterminer les vitesses de flamme non étirée, une chambre sphérique en acier inoxydable d'un volume intérieur de 4,22 litres a été utilisée. La sphère est équipée de deux hublots transparents afin de visualiser la propagation du front de flamme grâce à la technique d'ombroscopie.

Une résistance chauffante fixée sur la surface extérieure permet de chauffer la sphère de manière homogène. Pour cette étude une température initiale de 400 K a été retenue afin de pouvoir complètement évaporer l'isooctane et le butanol et d'éviter toute recondensation. La pression initiale est de 1 bar.

Avant de remplir la sphère avec les gaz, celle-ci est tirée au vide jusqu'à une pression inférieure à 0,003 bar au moyen d'une pompe à palettes. De l'air synthétique composé de 79,1 % de N_2 et de 20,9% d' O_2 est utilisé pour réaliser les mélanges. Les carburants gazeux ainsi que l'air synthétique sont injectés à l'aide de débitmètres massiques d'un débit maximal de 0,5 et 4 NL/min respectivement, avec une pression amont de 15 Bar. L'isooctane et le butanol ont été injectés à l'aide d'un débitmètre massique Coriolis (mini Coriflow Bronkhorst d'un débit maximal de 30 g/h). Le carburant liquide est stocké dans un réservoir pressurisé à l'Hélium à 10 Bar. Le débitmètre liquide est relié au débitmètre d'air par un capillaire afin de d'acheminer complètement le liquide jusqu'à la chambre. De plus l'injection de carburant liquide est encadrée dans le temps par l'injection d'air. Le mélange air-carburant est chauffé à 400K avant d'entrer dans la sphère afin de vaporiser le liquide. L'homogénéité du mélange est ensuite assurée par un ventilateur. Celui-ci se coupe 15 secondes avant le déclenchement de l'étincelle pour éviter toute perturbation qui pourrait venir altérer le front de flamme. L'allumage du mélange est réalisé par deux électrodes en tungstène séparées d'un millimètre et reliées à une bobine d'allumage dont le temps de charge est fixé à 3,5 millisecondes. L'écart maximal entre la pression de consigne et la pression initiale mesurée est inférieur à 0,5%. L'écart de température entre le mélange préparé et la température souhaitée est inférieur à 2 K.

Pour mesurer les vitesses de propagation de flamme non étirée, la technique d'ombroscopie a été utilisée. Les accès optiques à la chambre sont permis par deux hublots transparents opposés et d'un diamètre de 82 mm. Une lampe LED a été utilisée pour fournir une lumière incohérente et continue avec la longueur d'onde de 528 nm. Un faisceau parallèle a été obtenu au moyen d'un diaphragme placé en sortie de la lampe (pour recréer une source ponctuelle) suivi d'une lentille plano-convexe d'un diamètre de 70 mm et de focale 1 m. Le rayon lumineux est récupéré sur un écran situé de l'autre côté de la sphère après avoir illuminé le milieu. Une vue schématique de la chambre est présentée Figure 2-3.

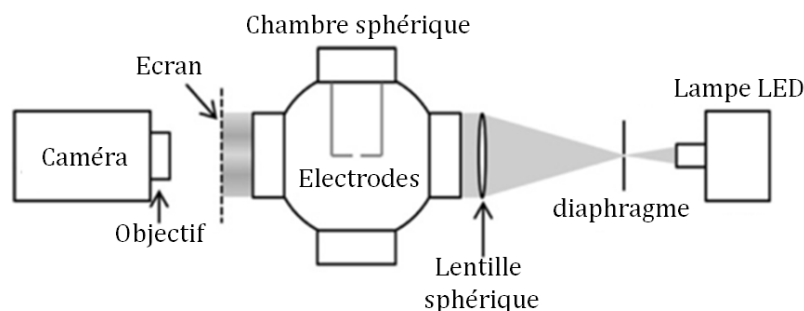


Figure 2-3. Schéma de la chambre et du système d'ombroscopie

La flamme étant un objet transparent possédant une variation d'indice de réfraction, des variations locales d'éclairement avec des zones claires (rayons non-déviés) et de zones plus foncées (rayons déviés) sont observées. Ce phénomène est causé par des gradients d'indice qui vont déformer l'onde sortant de l'objet transparent étudié.

Dans cette expérience, les variations d'indice de réfraction vont être dues aux forts gradients de température à l'intérieur du front de flamme. En effet les variations de température vont modifier la masse volumique des gaz (loi des gaz parfait avec pression constante) qui va induire une variation d'indice du milieu étudié. L'éclairement est proportionnel à la dérivée seconde de l'indice qui est lui-même proportionnel à la température. L'ombre de la propagation du front de flamme sera alors récupérée sur l'écran.

Les images instantanées de flammes sont acquises à l'aide d'une caméra Photron SA5 fonctionnant à une vitesse d'acquisition de 10000 images/secondes et une résolution spatiale de 512x512 pixels². Le grandissement est de 0,144 mm/pixel. Les images sont ensuite post-traitées. Par seuillage, la zone lumineuse est isolée par un cercle. En ne prenant en compte que les rayons de flammes compris entre 6.5 et 25 mm, les effets de l'allumage sont négligés d'une part, d'autre part le volume total de gaz brûlés en fin d'acquisition est inférieur à 1,6% de volume total de la chambre ce qui permet de considérer que la pression totale dans la chambre reste constante.

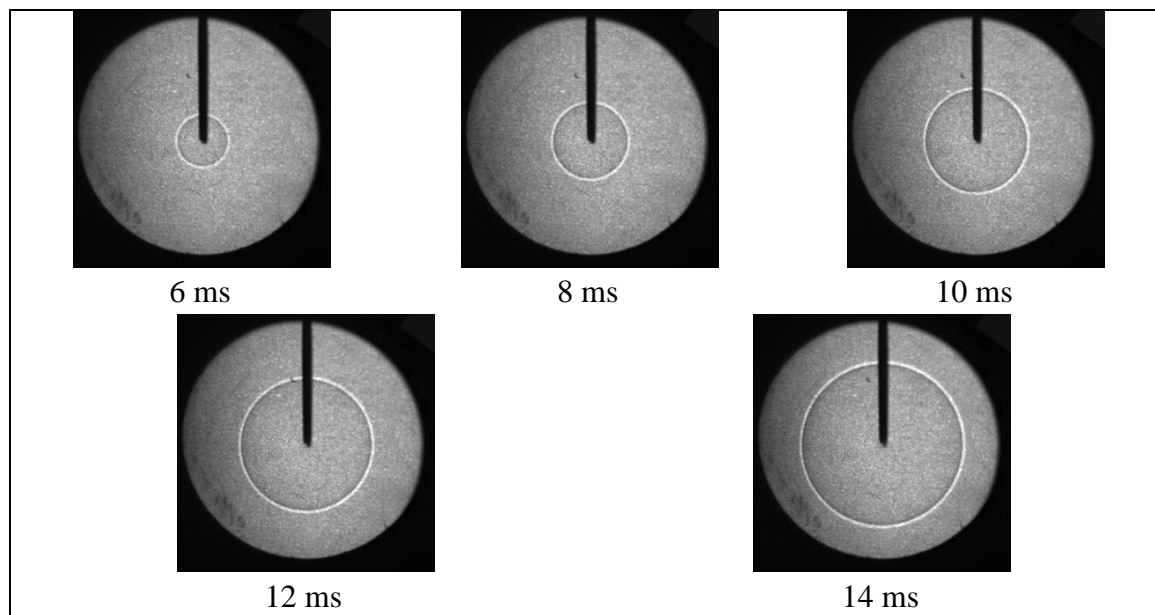


Figure 2-4 : Evolution temporelle du front de flamme pour un mélange iso-octane-air ($\Phi = 0,8$, $P=1$ Bar, $T= 400K$)

2.3.2 Détermination de la vitesse de flamme laminaire non étirée

A partir de l'évolution des rayons de flamme, la vitesse de propagation de flamme étirée des gaz brûlés, notée S_b , est calculée par la dérivée temporelle du rayon de flamme dans le temps :

$$S_b = \frac{dR_f}{dt} \quad (2.4)$$

Le taux d'étirement de la flamme, noté K , est lui calculé à partir de la dérivée temporelle de la surface de flamme projetée sur l'écran, noté A :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (2.5)$$

La flamme étant sphérique cette expression peut être simplifiée de la manière suivante :

$$K = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (2.6)$$

La vitesse de propagation non étirée S_b^0 peut être obtenue à partir d'un modèle linéaire proposé par Clavin [16] :

$$S_b = S_b^0 - L_b K \quad (2.7)$$

Avec L_b , la longueur de Markstein côté gaz brûlés. Cependant les études récentes ([23], [24]) ont montré que ce modèle pouvait surestimer la vitesse de propagation non étirée en particulier pour des mélanges riches de méthane-air ou pauvres d'isooctane-air. Un modèle non-linéaire décrit dans le chapitre précédent a été utilisé :

$$\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2 \ln\left(\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2\right) = -\frac{L_b K}{S_b^0} \quad (2.8)$$

S_b^0 est alors déterminée en résolvant l'équation différentielle non linéaire en rayon suivant la méthode proposée par Halter et al. [23]. En multipliant S_b^0 par le facteur d'expansion, i.e. le rapport entre les masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais, la vitesse de combustion laminaire S_L^0 est obtenue. Ces masses volumiques sont calculées à partir de la routine EQUIL [67] du logiciel CHEMKIN [68].

Les schémas cinétiques suivants ainsi que leurs données thermodynamiques ont été utilisés pour les calculs des masses volumiques des différents mélanges à l'équilibre :

- GRI-Mech 3.0 [69] pour le méthane validé sur de nombreux travaux expérimentaux [70]–[72]
- USC Mech II [73] pour le propane. Le schéma a été validé en vitesse de flamme à 1 Bar, 300 K pour du propane grâce aux données expérimentales de Vagelopoulos et Egolfopoulos [70]
- Sarathy et al. [74] pour le butanol validé en vitesse de flamme grâce aux données de Liu et al. [75].
- Et enfin le schéma de Hasse et al. [76] pour l'isooctane.

2.3.3 Résultats

La Figure 2-5 montre l'évolution de la vitesse de propagation de flamme en fonction de l'étirement pour les 4 mélanges testés dans la chambre de combustion sphérique. Les vitesses de propagation à étirement nul montrent des valeurs très similaires pour les 4 mélanges : entre 2,31 et 2,46 m.s⁻¹. De plus chaque courbe présente une pente différente. En effet pour un même niveau d'étirement, la vitesse de propagation de flamme est différente pour chaque mélange. Ainsi les mélanges possèdent des sensibilités à l'étirement différentes donc des longueurs de Markstein différentes.

Après calcul du facteur d'expansion via CHEMKIN, les vitesses de flamme laminaire non étirée ont été estimées. En outre, afin de s'assurer que les mélanges possédaient des propriétés thermochimiques similaires, le calcul de la température adiabatique de flamme et du coefficient calorifique des gaz brûlés à pression constante a été effectué. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-après.

Carburant	Φ	Le	L_b (mm)	S_b^0 (m.s ⁻¹)	S_L^0 (cm.s ⁻¹)	T_{adiab} (K)	Cp_{GB} (J.mol ⁻¹ .K ⁻¹)	PCI (kJ.kg ⁻¹)
Isooctane	0,8	3,05	1,03	2,39	42,70	2117,1	40,45	44310
Butanol	0,75	2,27	0,93	2,31	42,20	2036,4	41,10	33075
Propane	0,8	1,83	0,79	2,41	46,70	2107,4	40,45	45752
Méthane	0,85	0,99	0,46	2,46	45,90	2131,5	40,76	50009

Tableau 2-3. Propriétés des mélanges retenus

Le Tableau 2-3 montre bien de fortes similitudes sur les propriétés énergétiques T_{ad} , Cp_{GB} , PCI , ainsi que sur les vitesses à étirement nul d'une part, et d'autre part une importante variabilité sur les propriétés relatives à la sensibilité à l'étirement à savoir la longueur de Markstein et le nombre de Lewis. Les mélanges retenus possèdent donc bien les propriétés recherchées : vitesses laminaires à étirement nul identiques, potentiels énergétiques proches, et sensibilités à l'étirement différentes. La Figure 2-5 présente les résultats expérimentaux de vitesse de propagation de flamme S_b en fonction de l'étirement K . Seulement un essai par mélange est présenté dans cette courbe. Toutefois, 3 tirs par mélange ont été réalisés afin de calculer des moyennes et des écarts-types pour les vitesses non étirées et les longueurs de Markstein. Les écart-types relevés sur ces deux grandeurs sont inférieurs à 5%.

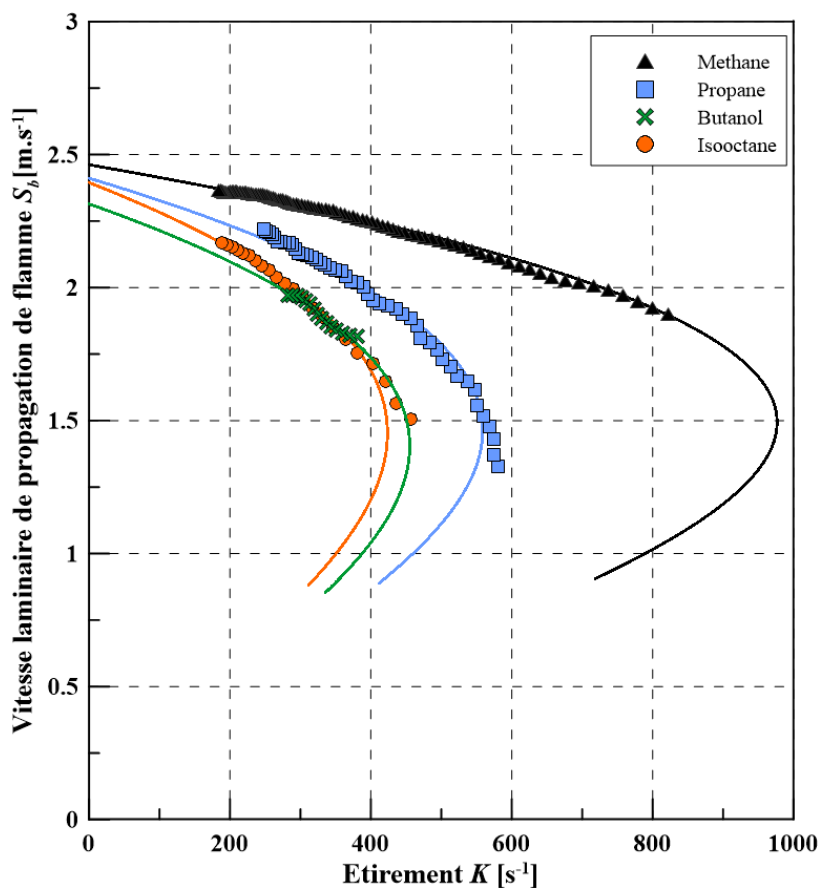


Figure 2-5. Vitesse de propagation de flamme en fonction de l'étirement pour les différents mélanges présentés dans le Tableau 2-3.

La courbe illustre bien le fait que malgré des vitesses de propagation non étirées similaires (ordonnées à l'origine) les mélanges ne réagissent pas de la manière à l'étirement: la vitesse diminue plus ou moins fortement avec l'augmentation de l'étirement. Il est important de savoir ici que l'étirement est le plus élevé lorsque la flamme est petite et diminue avec l'augmentation de la surface de flamme.

Finalement les mélanges retenus peuvent être classés du moins sensible au plus sensible à l'étirement de la manière suivante : méthane, propane, butanol, isooctane.

2.4 Essais sur moteur monocylindre opaque

2.4.1 Dispositif expérimental

Afin de vérifier si la sensibilité à l'étirement pouvait avoir un impact sur la combustion dans le moteur à allumage commandé, les mélanges présélectionnés ont été testés sur un moteur monocylindre opaque de type EP6 (PSA) dont les caractéristiques géométriques et de fonctionnement sont présentées dans le Tableau 2-4.

Moteur	EP6, PSA
Cylindrée	0,4 L
Rapport volumétrique	10,5
Pression d'admission	0,7 bar
Température d'admission	127°C
Régimes	1600, 1800, 2000, 2200 tr/min
AVA	-30 DV

Tableau 2-4 : Caractéristiques du moteur EP6

La température d'admission de 127°C est identique à la température initiale choisie pour les expériences sur la chambre de combustion sphérique, elle permet l'évaporation des carburants liquides : butanol et iso-octane. Ainsi le mélange homogène air-carburant est réalisé à l'admission avant d'être introduit dans la chambre de combustion. Avant d'entrer dans le conduit d'admission, l'air passe par un plenum qui permet d'éviter les oscillations de pression à l'admission. L'avance à l'allumage (AVA) est de -30 DV afin d'avoir un début de combustion phasé avant le PMH combustion et de maintenir des conditions de pression et de température proches entre les mélanges dans les premières phases de la combustion. Le codeur optique monté sur le vilebrequin donne une résolution de 0,1 degré vilebrequin. La pression cylindre est mesurée à l'aide d'un capteur AVL quartz refroidi à l'eau et branché à un amplificateur avec une résolution de 0,1 degré vilebrequin. 100 cycles consécutifs de pression sont enregistrés à l'aide d'une carte d'acquisition National Instruments. Les courbes de pression cylindre obtenues à l'aide du capteur AVL sont par la suite filtrées à l'aide d'un filtre passe-bas afin d'éliminer les bruits de mesures. La fréquence de coupure de ce filtre est choisie en réalisant une analyse du signal à l'aide d'un graphique présentant l'amplitude du signal en dB en fonction de la fréquence. Les fréquences supérieures à la fréquence de coupure sont ensuite supprimées et le signal temporel est reconstitué. Enfin les mesures à l'échappement sont réalisées grâce à une baie d'analyse Environnement S.A. : les espèces mesurées à l'échappement sont le CO₂, le CO, l'O₂, les HC (hydrocarbures imbrulés) et les NOx. Ces mesures permettent notamment de calculer le rendement de combustion à l'aide de la relation (2.9) [77] :

$$\eta_{comb} = 1 - \frac{\dot{m}_{HC}}{\dot{m}_{carburant}} - \frac{\dot{m}_{CO}}{4 \cdot \dot{m}_{carburant}} \quad (2.9)$$

Pour calculer le dégagement de chaleur lié à la combustion à partir de la courbe de pression cylindre, le code développé par P. Giansetti [78] a été utilisé. Celui-ci est basé sur un bilan d'énergie en système fermé afin de calculer le dégagement de chaleur apparent:

$$Q_{apparent} = \int \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{d\theta} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{dP_{cyl}}{d\theta} \right) d\theta \quad (2.10)$$

Avec γ le coefficient isentropique, P_{cyl} la pression cylindre, V_{cyl} le volume de la chambre de combustion, et θ l'angle vilebrequin. Pour retrouver le dégagement de chaleur lié à la combustion, les pertes thermiques sont ajoutées au dégagement de chaleur apparent. Elles sont estimées à partir d'un modèle de pertes aux parois : le modèle d'Hohenberg [79] qui permet de calculer le coefficient d'échange à la paroi via la relation (2.11) et ainsi déterminer le flux de chaleur perdu à la paroi. Ce modèle proche de celui de Woschni [80] permet de prendre sommairement en compte l'aspect turbulent du transfert thermique par l'ajout d'une constante dans le terme de vitesse w .

$$\begin{cases} h = 130 V_{cyl}^{-0,06} P_{cyl}^{0,8} w^{0,8} \\ w = \langle V_{piston} \rangle + 1,4 \end{cases} \quad (2.11)$$

Où $\langle V_{piston} \rangle$ est la vitesse de déplacement moyenne du piston.

Le calcul du dégagement de chaleur de combustion s'effectue de la manière suivante :

- Un premier dégagement de chaleur apparent est calculé avec un γ constant
- Les pertes thermiques aux parois sont calculées puis ajoutées au dégagement de chaleur apparent afin d'obtenir le dégagement de chaleur de combustion
- Une évolution de la température au sein de la chambre est ensuite calculée et permet l'évaluation d'un γ variable fonction de la température
- Le dégagement de chaleur apparent, les pertes aux parois et le dégagement de chaleur de la combustion sont alors recalculés avec ce γ variable.

A partir du dégagement de chaleur de combustion, la courbe d'évolution de fraction de masse brûlée peut être obtenue. Celle-ci permet de connaître le CAX (remplacer X par 05, 10, 50, etc.), c'est-à-dire l'angle pour lequel X% de la masse de mélange est brûlée. C'est une donnée importante pour évaluer des durées de combustion.

Un autre point important pour le calcul des dégagements de chaleur est le recalage du taux de compression. En effet, le taux de compression géométrique donné par le constructeur et spécifié dans le Tableau 2-4 ne correspond pas nécessairement au taux de compression thermodynamique réellement vu par le mélange dans le moteur. En effet la mesure du volume mort d'un moteur peut s'avérer imparfaite et induire des erreurs quant à l'estimation du taux de compression. Si tel est le cas, alors cela peut induire une erreur sur le volume, la température et le taux de dégagement de chaleur. Une méthode de correction du taux de compression basée sur la lecture de diagramme température-entropie a été développée par Tazerout et al. [81]. La Figure 2-6 présente un exemple de

courbes de dégagements de chaleur calculés avec un taux de compression non recalé et donc égal à celui mentionné dans le Tableau 2-4.

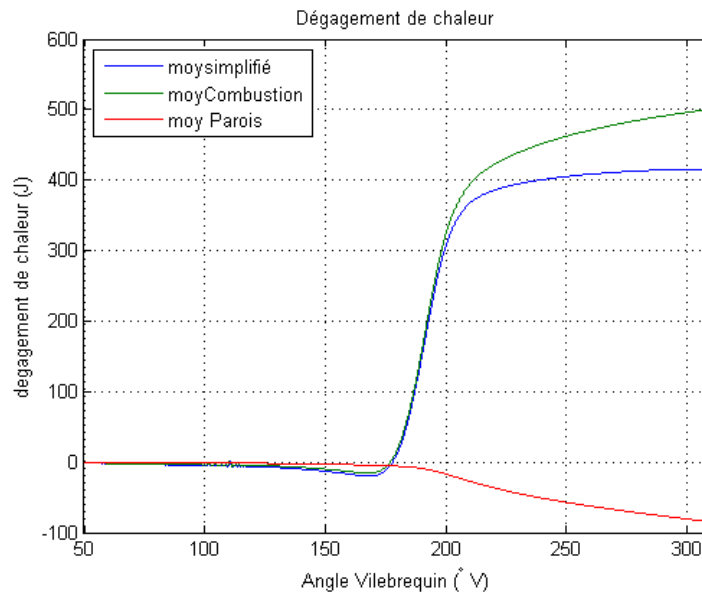


Figure 2-6. Courbes de dégagement de chaleur. Courbe bleue: dégagement de chaleur apparent, courbe verte : dégagement de combustion, courbe rouge: pertes aux parois.

La courbe du dégagement de chaleur de combustion (courbe verte) affiche une valeur négative avant l'instant d'allumage (-20 DV dans ce cas). Or celui-ci devrait être nul. D'autres modèles de pertes de parois ont été testés afin de voir si ceci pouvait corriger cette erreur, malheureusement aucun n'a donné de résultats satisfaisants. Le modèle d'Hohenberg a donc été conservé, et le taux de compression a été réajusté de sorte à obtenir un dégagement de combustion nul jusqu'à l'allumage. Les résultats obtenus pour le même point que la Figure 2-6 sont présentés en Figure 2-7.

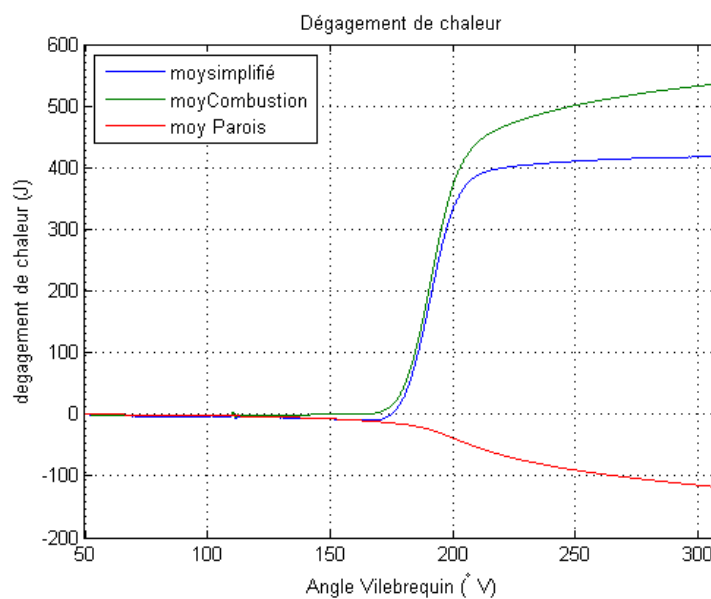


Figure 2-7. Courbes de dégagement de chaleur avec taux de compression recalé. Courbe bleue: dégagement de chaleur apparent, courbe verte : dégagement de combustion, courbe rouge: pertes aux parois.

2.4.2 Résultats

Les Figure 2-8 et Figure 2-9 présentent les courbes de pression cylindre en fonction de l'angle vilebrequin à 1800 tr.min⁻¹ pour chacun des mélanges étudiés. Chaque graphique présente 100 cycles de combustion et le PMH se situe à 180 DV sur ces figures. Il est intéressant de remarquer que le faisceau de courbe n'a pas la même largeur selon le mélange utilisé. En effet les faisceaux sont moins larges pour le méthane et le propane que pour le butanol et l'isooctane. Pour le méthane et le propane, la pression maximum se situe environ entre 29 et 34-35 bar, alors que pour le butanol et l'isooctane la pression maximum se situe environ entre 27 et 35-36 bar. Graphiquement il semblerait même que les largeurs des faisceaux de courbes de pression cylindre suivent le classement de sensibilité à l'étirement. En effet plus le mélange est sensible à l'étirement plus le faisceau de courbes est large.

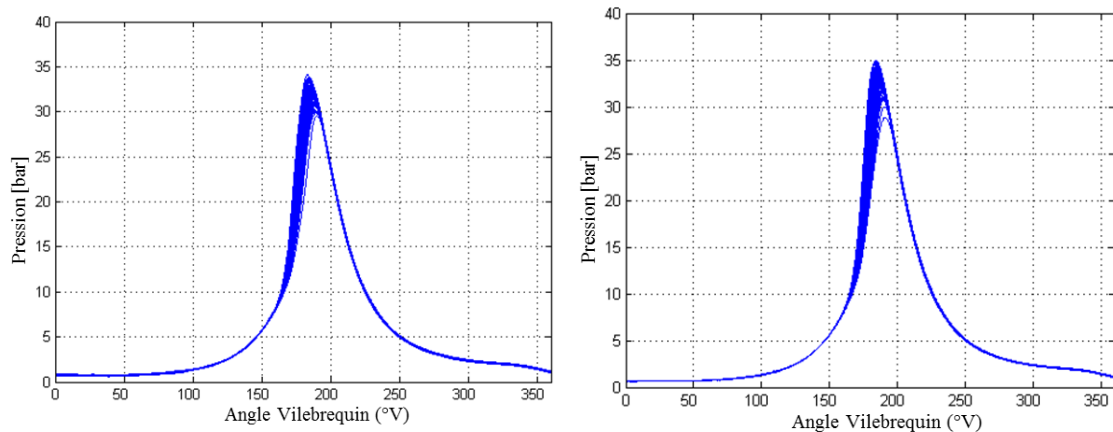


Figure 2-8. Evolution de la pression cylindre en fonction de l'angle vilebrequin pour le mélange de méthane (à gauche) et de propane (à droite).

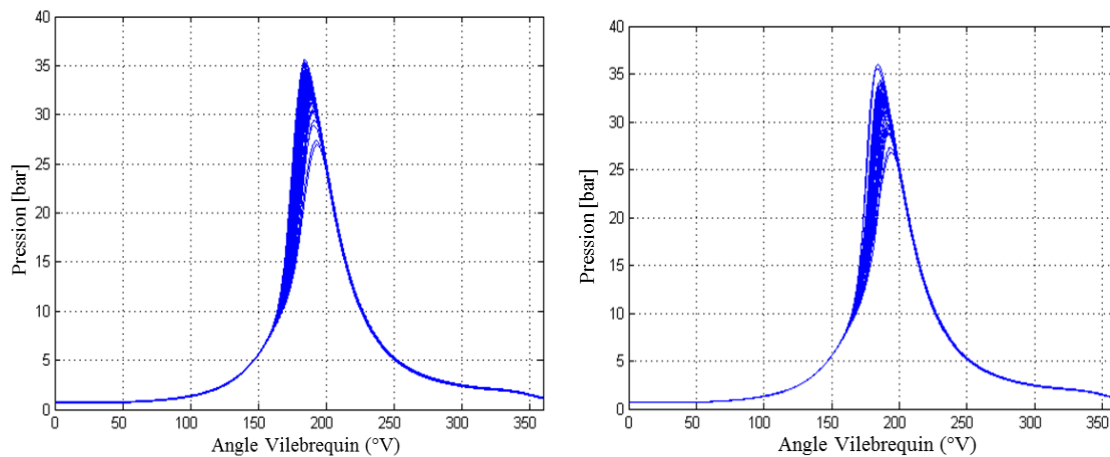


Figure 2-9. Evolution de la pression cylindre en fonction de l'angle vilebrequin pour le mélange de butanol (à gauche) et d'isooctane (à droite).

Il est également possible de visualiser la pression maximale moyenne notée P_{max} en fonction du régime pour l'ensemble des mélanges étudiés. Son évolution est présentée Figure 2-10.

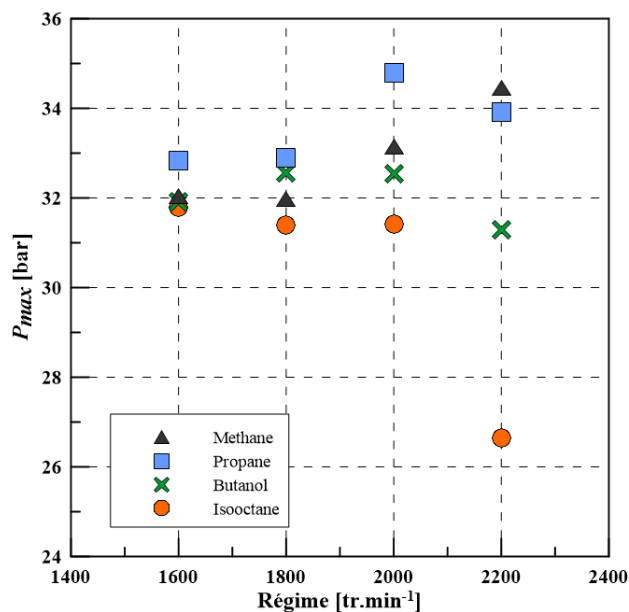


Figure 2-10. Evolution de la P_{max} en fonction du régime pour les 4 mélanges pauvres étudiés

Comme pour les courbes de pression cylindre, un classement entre les mélanges semble se dégager. En effet les mélanges les moins sensibles à l'étirement : le méthane et le propane ont une P_{max} plus élevée que les mélanges plus sensibles à l'étirement : butanol et isooctane. De plus cette tendance semble se renforcer avec l'augmentation en régime. Cette différence de pression peut s'expliquer par une différence de phasage de la combustion. En effet selon le moment du cycle auquel la combustion débute, la pression maximum récupérée par le piston varie. Ce phasage peut dans un premier temps se vérifier à l'aide de l' αP_{max} qui est l'angle vilebrequin auquel la P_{max} est obtenue. La Figure 2-11 présente l'évolution de l' αP_{max} en fonction du régime.

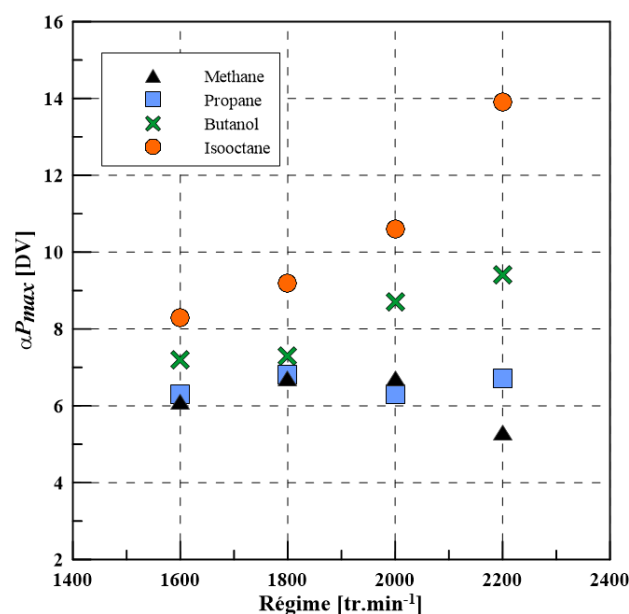


Figure 2-11. Evolution de αP_{max} en fonction du régime pour l'ensemble des mélanges ($PMH=0^\circ V$)

Le graphique montre que même si l'allumage est déclenché au même instant pour l'ensemble des mélanges : $30^\circ V$ avant le PMH, l' αP_{max} n'est pas le même pour tous les

mélanges. En effet les mélanges avec une valeur de L_b élevée présentent un maximum de pression plus tardif que les autres mélanges. De plus, l'augmentation en régime ne semble pas avoir d'effet sur l' αP_{max} pour le méthane et le propane alors que pour l'isooctane et le butanol, αP_{max} augmente avec le régime et le maximum de pression est donc retardé. Cette différence est due à une différence dans le phasage de la combustion qui peut être vérifiée par les calculs de dégagement de chaleur et de fraction de masse brûlée. La Figure 2-12 présente l'évolution du CA05 qui est l'angle vilebrequin pour lequel 5% du mélange est brûlé en fonction du régime pour l'ensemble des mélanges étudiés.

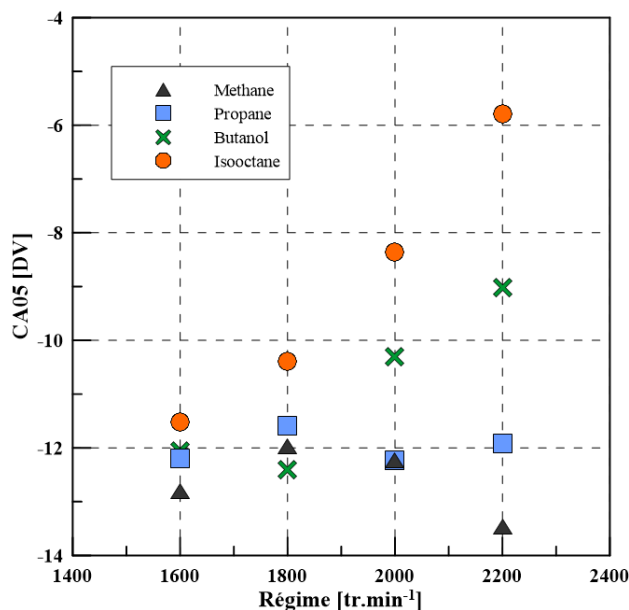


Figure 2-12. Evolution du CA05 en fonction du régime (PMH=0°V)

La Figure 2-12 présente des évolutions identiques à celles de la Figure 2-11, montrant ainsi le lien entre phasage de la combustion et phasage de la pression. Une fois de plus un classement se dégage de ces courbes. Plus les mélanges présentent des longueurs de Markstein et des nombres de Lewis élevés et plus les CA05 sont élevés. Les mélanges les plus sensibles à l'étirement brûlent donc moins vite ou plus tardivement (les résultats ne permettent pas de trancher) et cette tendance s'affirme avec l'augmentation du régime. En effet le CA05 du méthane et du propane demeure quasiment constant avec l'augmentation en régime alors que le CA05 du butanol et de l'isooctane augmente avec le régime. Cette augmentation est même plus importante pour l'isooctane que pour le butanol. Il est à ce stade difficile d'expliquer cette différence de réponse des mélanges à l'augmentation du régime car plusieurs phénomènes peuvent interagir. D'après Heywood [77], l'intensité turbulente dans le cylindre est proportionnelle au régime. L'augmentation de régime entraîne donc une augmentation du niveau de turbulence dans la chambre de combustion. Une turbulence plus intense peut être responsable dans un premier temps d'une augmentation de la vitesse de flamme mais peut en contrepartie générer des niveaux d'étirement plus élevés, impactant davantage les mélanges avec un L_b élevé. D'autre part, l'augmentation de la vitesse du piston entraîne une diminution du temps laissé à la flamme pour se propager ce qui peut induire un décalage de la combustion dans

le cycle. Comment donc expliquer ces différences de comportement des carburants avec le régime ? Par exemple pour l'isooctane, l'augmentation du CA05 est-elle dû à une augmentation de l'étirement ou au fait que la flamme à moins de temps pour se propager ? Dans le cas du méthane et du propane, la vitesse de flamme turbulente augmente-t-elle suffisamment avec le régime pour compenser la diminution de temps laissé à la flamme pour se propager et permettre de maintenir un phasage de combustion constant ? Avec les informations à disposition, répondre à ces questions est difficile. Néanmoins, des visualisations de flamme dans le moteur pourraient apporter des éléments de réponse.

Les observations faites sur la largeur des faisceaux de courbe de pression cylindre peuvent être corroborées par l'étude des écarts-types sur le CA05. La Figure 2-13 présente l'évolution de ces écarts-types en fonction du régime.

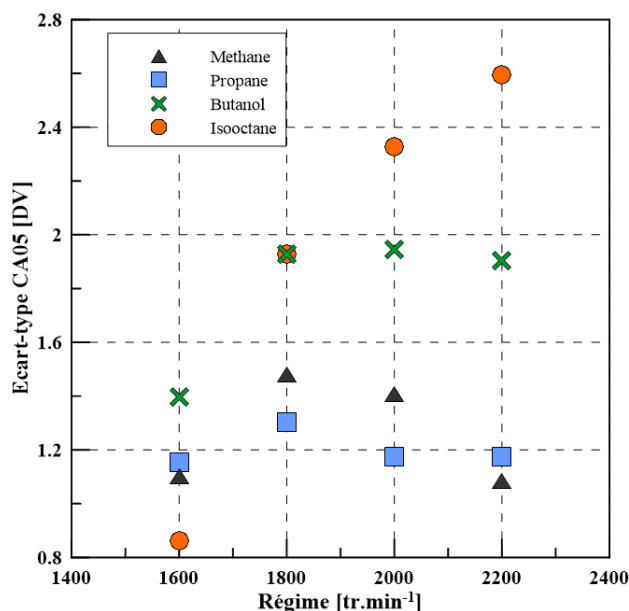


Figure 2-13. Écarts-types sur le CA05 en fonction du régime

Il est intéressant de constater que les observations faites sur la variabilité des courbes de pression cylindre se retrouve dans les écarts-types sur le CA05. En effet les mélanges les plus sensibles à l'étirement: butanol et isooctane, qui présentaient la plus grande variabilité sur les courbes de pression cylindre sont également ceux qui présentent la plus grande variabilité sur le CA05. Ce phénomène pourrait s'expliquer par les instabilités cycliques. En effet, la turbulence n'étant pas rigoureusement identique à chaque cycle à cause des instabilités cycliques, les niveaux d'étirement pourrait varier d'un cycle à l'autre. Ces variations cycliques des niveaux d'étirement impacteraient alors davantage les vitesses de combustion et donc le dégagement de chaleur des mélanges sensibles à l'étirement.

Enfin les rendements de combustion des différents mélanges ont été calculés pour tous les régimes étudiés grâce aux mesures de HC et CO en utilisant la relation (2.9). Les

résultats sont présentés dans le Tableau 2-5. L'augmentation en régime n'a pas eu d'impact sur ces rendements.

Carburant	Méthane	Propane	Butanol	Isooctane
η_{comb} (%)	98,5	98,4	98,2	97,7

Tableau 2-5. Rendements de combustion pour l'ensemble des mélanges testés

Une fois encore, une différence apparaît entre les mélanges sensibles et non sensibles à l'étirement. En effet le butanol et l'isooctane, qui présentent les nombres de Lewis plus élevés, affichent un rendement de combustion plus faible. Cependant ce résultat ne peut pas être généralisé à tous les points de fonctionnement du moteur. En effet, le rendement de combustion dépend aussi des conditions d'essais et plus particulièrement de l'avance à l'allumage, puisque le choix a été de garantir des conditions thermodynamiques identiques et non pas une avance à l'allumage optimale, qui influencerait le rendement de combustion.

2.5 Conclusion

Cette étude préliminaire a permis de sélectionner des carburants et des mélanges qui mettent en exergue un possible effet de la sensibilité à l'étirement des mélanges air-carburant sur les caractéristiques globales de la combustion dans un moteur à allumage commandé.

Les mélanges pauvres en carburant présentant des propriétés thermochimiques (C_p , Température adiabatique, PCI) et des vitesses de flamme laminaires similaires mais des longueurs de Markstein différentes ont ainsi été clairement identifiés, ce qui permettra d'isoler l'effet de la sensibilité du mélange à l'étirement.

Les essais sur moteur monocylindre opaque semblent montrer un impact de la sensibilité à l'étirement sur la combustion en moteur. Des différences notables ont été relevées du point de vue du phasage de la combustion (αP_{max} , CA05), mais aussi des instabilités cycliques et du rendement de combustion. Par ailleurs il apparaît que plus le mélange est sensible à l'étirement, plus la combustion se déroule tardivement dans le cycle et ce phénomène semble s'amplifier avec l'augmentation en régime. Des visualisations de flamme en moteur optique permettraient d'apporter des explications à ce phénomène. Toutefois une hypothèse peut être formulée : l'augmentation en régime est responsable d'une augmentation de l'intensité turbulente dans le cylindre ce qui provoque l'augmentation des niveaux d'étirement et les mélanges sensibles à l'étirement comme le mélange pauvre d'isooctane-air sont alors davantage impactés. Cependant rien ne nous indique que cet effet est prédominant en moteur à allumage commandé.

En outre, il faut souligner que les conditions dans le moteur sont très éloignées des conditions laminaires utilisées pour sélectionner les différents mélanges : pression, température et turbulence, qui de plus varient au cours du cycle. D'autres effets que la

réponse des mélanges à l'étirement peuvent donc intervenir et participer aux différences observées sur les résultats obtenus en moteur.

Afin de confirmer l'idée que la sensibilité des mélanges à l'étirement est le principal paramètre qui est responsable de ces différences, des expériences complémentaires en moteur à accès optiques ont alors été menées.

Chapitre 3. Essais en moteur à accès optiques. Visualisation directe de la flamme

3.1 Introduction

La synthèse bibliographique réalisée précédemment montre que très peu d'études expérimentales ont pour objet les effets d'étirement en moteur à allumage commandé. En effet, il semble que seuls les travaux d'Aleiferis et al.([43], [44]) montrent des mesures d'étirement dans un moteur à allumage commandé. Bien que ces résultats suggèrent un impact de la sensibilité à l'étirement sur la combustion dans le moteur à allumage commandé, son effet ne peut être isolé avec les mélanges choisis par Aleiferis et al.

De plus l'étude sur moteur monocylindre opaque de la combustion des mélanges sélectionnés selon leur vitesse de flamme laminaire étirée et non étirée similaires et leurs sensibilités à l'étirement différentes, réalisée dans le chapitre précédent montre des impacts non négligeables sur le phasage de la combustion. Afin de confirmer l'idée que ces différences sont principalement dues aux différentes réponses des mélanges à l'étirement, une étude de la propagation de la flamme dans le moteur apparaît nécessaire.

Pour cela, la propagation de la combustion pour ces mélanges a été étudiée par visualisation directe dans un moteur à accès optiques. L'impact du régime moteur, soit la turbulence induite, sur la propagation de la flamme a également été étudié. Des visualisations suivant deux accès ont été réalisées afin d'évaluer le comportement tridimensionnel de la flamme. Les mesures de pression cylindre ont permis une analyse identique à celle du chapitre précédent tout en couplant celles fournies par les images de flamme. L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier l'effet du carburant sur le développement de la combustion dans un moteur à accès optiques fonctionnant à différents régimes et de s'intéresser aux effets d'étirement par :

- la comparaison des fractions de masse brûlée obtenues à partir d'une analyse thermodynamique du signal de pression cylindre et plus particulièrement le CA05 qui est l'angle vilebrequin pour lequel 5% du mélange est consommé. Ceci permettra de valider les résultats exposés dans le chapitre précédent,
- l'étude de la propagation de flamme dans le cylindre pour chaque carburant et l'évaluation des niveaux d'étirement en présence,
- l'évaluation de l'impact de la sensibilité à l'étirement sur la flamme et sa propagation dans le moteur à allumage commandé.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication SAE Technical Paper [82].

3.2 Dispositif Expérimental

3.2.1 Le moteur à accès optiques

Les expériences présentées dans ce chapitre ont été réalisées dans un moteur monocylindre J4S (RENAULT) d'une cylindrée de 0,5 litre. Ce moteur présente une chambre de combustion en toit avec 4 soupapes. Cette forme génère un léger mouvement de Tumble dans la chambre de combustion (Pajot et al. [83]–[85]), c'est-à-dire circulaire autour d'un axe perpendiculaire au cylindre. L'ensemble des caractéristiques géométriques du moteur est présenté dans le Tableau 3-1.

Bielle (mm)	137
Course (mm)	82
Alésage (mm)	88
Taux de compression	9,5
Cylindrée (cm ³)	499
Nombre de soupapes	4

Tableau 3-1. Propriétés géométriques du moteur J4S

Les accès optiques sont fournis :

- d'une part par un hublot en quartz d'un diamètre de 66 mm fixé en haut du piston. Ce dernier est rallongé et creux afin d'accueillir un miroir à 45° et ainsi permettre un renvoi de l'image vers une caméra
- d'autre part par deux hublots latéraux en quartz fixés sur la chemise. Ceux-ci permettent non seulement un accès optique dans le plan vertical mais également d'éclairer le milieu avec un laser dans le cas d'études PIV par exemple.

Un schéma du dispositif expérimental ainsi qu'une photo du moteur en combustion sont présentés dans les Figure 3-1 et Figure 3-2 respectivement.

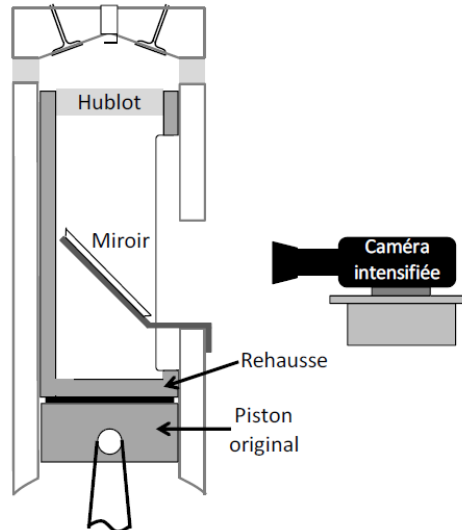


Figure 3-1. Schéma du dispositif expérimental

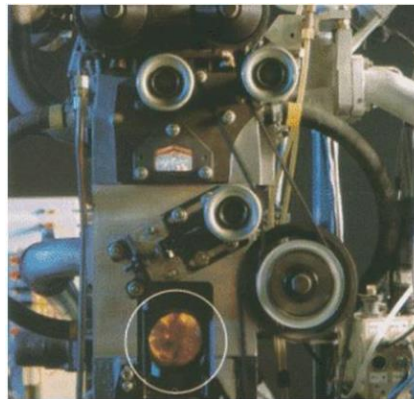


Figure 3-2. Moteur J4S à accès optiques en combustion

Le moteur est entraîné par une machine électrique qui permet de fonctionner à régime moteur constant. Pour cette étude 4 régimes ont été étudiés: 1400, 1600, 1800 et 2000 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$. Le régime maximum étudié ici est inférieur à l'étude précédente car le moteur à accès optiques ne peut pas fonctionner à régime et charge élevés à cause de la fragilité des hublots. La pression d'admission est identique aux expériences sur moteur opaque soit 0,7 bar.

L'aérodynamique interne du moteur a été caractérisée lors d'études précédentes ([83], [85]) : des valeurs moyennes d'intensité turbulente et de vitesse moyenne de $1,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $5,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ respectivement ont ainsi été obtenues pour un régime de 2000 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$ et ce, 50 DV avant le PMH. En se basant sur la corrélation (3.1) proposée par Heywood [77], il est possible d'estimer approximativement la valeur de l'intensité turbulente u' pour chaque régime étudié sur ce moteur.

$$u' = 0,29 * \bar{V}_p \quad (3.1)$$

Avec \bar{V}_p la vitesse moyenne du piston.

Les valeurs de u' ainsi obtenues sont présentées dans le Tableau 3-2.

Régime (tr.min ⁻¹)	u' (m.s ⁻¹)
1400	1,12
1600	1,28
1800	1,44
2000	1,60

Tableau 3-2. Intensité turbulente pour les 4 régimes étudiés

Afin d'éviter la présence de gaz résiduels, de conserver un mélange homogène et de maintenir ainsi une richesse constante, l'allumage par bougie est déclenché un cycle sur 6. Comme pour le chapitre précédent, l'AVA est de 30 DV avant le PMH pour tous les régimes et mélanges étudiés. L'huile et le liquide de refroidissement sont maintenus à des températures de 80 et 85°C respectivement.

Le moteur est alimenté en air à l'aide d'un débitmètre volumique Brooks ayant une précision de $\pm 0.7 \%$ sur le débit instantané. Avant d'arriver dans le conduit d'admission, l'air passe dans un plenum pour éviter les oscillations de pression à l'admission. Les carburants gazeux sont admis à l'aide d'un débitmètre Brooks et d'un diffuseur placé dans le conduit d'admission. Les carburants liquides sont pressurisés dans un réservoir. La quantité injectée est contrôlée par le temps d'injection et mesurée via un débitmètre massique Bronkhorst Cori-flow dans une gamme de 0 à 5 kg/h, avec une incertitude de $\pm 0.1 \%$ de la pleine échelle et de $\pm 0.2 \%$ du débit instantané. Pour assurer le prémélange du carburant liquide et de l'air dans la chambre, 4 injections par cycle sont réalisées à l'aide d'un injecteur mono-trou swirlé situé dans le conduit d'admission. Par ailleurs l'air injecté est chauffé à une température de 100°C dans le but d'évaporer les carburants liquides à l'admission. Cette température est conservée pour les carburants gazeux pour éviter des différences dans les conditions d'essais. Ces conditions sont rappelées dans le Tableau 3-3.

Régime	1400, 1600, 1800, 2000 tr.min ⁻¹
Pression d'admission	0,7 bar
Température d'admission	100°C
Avance à l'allumage	-30 DV

Tableau 3-3. Conditions d'essais

La pression cylindre est obtenue à partir d'un capteur de pression AVL en quartz refroidi à l'eau, couplé à un encodeur monté sur le vilebrequin d'une résolution de 0,1 DV. 100 cycles de combustion consécutifs ont été enregistrés pour chacune des

conditions (régimes/mélanges) dans le but de calculer le taux de dégagement de chaleur ainsi que la fraction de masse brûlée comme indiqué dans le chapitre 2.

3.2.2 Propriétés des mélanges

Les mélanges testés dans ce chapitre sont ceux du chapitre 2. Toutefois comme les conditions de pression et de température sont très différentes de celles de la sphère de combustion laminaire (1 bar, 400 K), il est important de s'assurer que les mélanges répondent toujours au critère précédemment défini mais en conditions moteur : vitesses de flamme laminaire non étirée identiques mais sensibilités à l'étirement différentes. A l'aide d'un relevé de pression cylindre en compression pure, la pression et la température au moment de l'allumage (-30 DV) ont été estimées: 6 bar, 600 K. Compte-tenu des différents régimes étudiés, ces deux valeurs correspondent à des moyennes sur les quatre régimes.

A partir de ces conditions, les vitesses de flamme laminares non étirées ainsi que les températures adiabatiques de flamme et nombres de Lewis ont été calculées à l'aide du code PREMIX de CHEMKIN [68]. Les schémas cinétiques utilisés sont :

- GRI-Mech 3.0 [69] pour le méthane et le propane
- Sarathy et al. [74] pour le butanol
- Jerzembeck et al. [86] pour l'isooctane.

Les caractéristiques des mélanges calculés sont présentées dans le Tableau 3-4.

Carburant	Méthane	Propane	Butanol	Isooctane
Richesse Φ	0,85	0,8	0,75	0,8
Vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 (cm.s ⁻¹)	56,43	77,46	69,40	56,70
Lewis	0,99	1,76	2,12	2,85
Température adiabatique de flamme (K)	2277	2255	2190	2275

Tableau 3-4. Propriétés des mélanges au moment de l'allumage

Les mélanges affichent des valeurs de vitesses de flamme laminaire non étirée du même ordre en particulier pour le méthane et l'isooctane. Le propane possède quant à lui une vitesse plus élevée. Il faut cependant noter que le schéma GRI-Mech n'est peut-être pas le plus adapté pour ce carburant. L'utilisation du schéma USC-Mech II [73] donne une valeur plus proche de la vitesse du butanol: 66,93 cm.s⁻¹. En contrepartie, les températures adiabatiques de flamme sont très similaires pour l'ensemble des mélanges, tandis que les nombres de Lewis sont très différents suggérant ainsi des longueurs de Markstein différentes même si celles-ci n'ont pu être estimées. En effet seule la corrélation de Galmiche et al. [28] permet d'estimer une longueur de Markstein pour

l'isooctane en fonction de la richesse, la pression et la température. Malheureusement cette corrélation a été établie pour des richesses comprises entre 0,9 et 1,1. Dans notre cas elle donne une valeur de 0,14 mm. Comme aucune corrélation n'a été trouvée pour déterminer la longueur de Markstein des autres mélanges, des valeurs trouvées dans littérature sont citées ci-dessous comme indication:

- Pour le méthane à $\Phi=0,8$; 5 bar et 400K, Gu et al. [87] ont mesuré -0,37 mm
- Pour le butanol à $\Phi=0,75$; 5 bar et 423K les travaux de Broustail et al. [66] suggèrent une valeur comprise entre 0,25 et 0,4 mm

A cause de la pression et la température plus élevées dans notre étude que dans les cas cités précédemment, il est fort probable que les longueurs de Markstein soient plus faibles que celles présentées ci-dessus comme le suggèrent les résultats présentés en 2.3.3.

3.2.3 Acquisition et traitement des images

L'inconvénient de la visualisation directe réside dans le fait que toute la flamme est la projection d'un phénomène 3D sur un plan de visualisation, l'information de la forme globale de la flamme est donc perdue. C'est pourquoi afin d'apporter quelques éléments supplémentaires, les visualisations ont été réalisées selon deux axes de projection.

Les images de flammes ont ainsi été acquises soit à travers du miroir à 45° placé dans la rehausse du piston (configuration A) soit à travers des hublots latéraux (configuration B) au moyen d'une caméra rapide intensifiée APX-i2 couplée à un objectif Nikon de 85 mm, f 1/4. Dans le cas de la configuration A, la résolution est de 256 x 256 pixels² avec une vitesse d'acquisition de 15000 images par seconde et un grandissement de 0,196 mm/pixels. Dans le cas de la configuration B, la résolution est de 128 x 256 pixels² avec une vitesse d'acquisition de 24000 images par seconde et un grandissement de 0,164 mm/pixels. Selon le régime moteur, ces réglages permettent d'obtenir entre 35 et 40 images pour chacun des 100 cycles acquis. En utilisant un seuillage fixe pour l'ensemble des mélanges, les images sont binarisées afin d'isoler gaz frais et gaz brûlés.

Pour mieux estimer le volume occupé par la flamme, les images moyennes de flammes sur 100 cycles dans les deux configurations ont été calculées, comme le montrent les Figure 3-3 et Figure 3-4 pour l'isooctane et le méthane à 2000 tr.min⁻¹ donnant ainsi une information tridimensionnelle sur la propagation et la forme globale de la flamme. A titre indicatif, la variabilité cyclique estimée sur la surface de flamme projetée dans le plan de piston varie de 11 à 15% pour l'isooctane et de 10 à 17% pour le méthane.

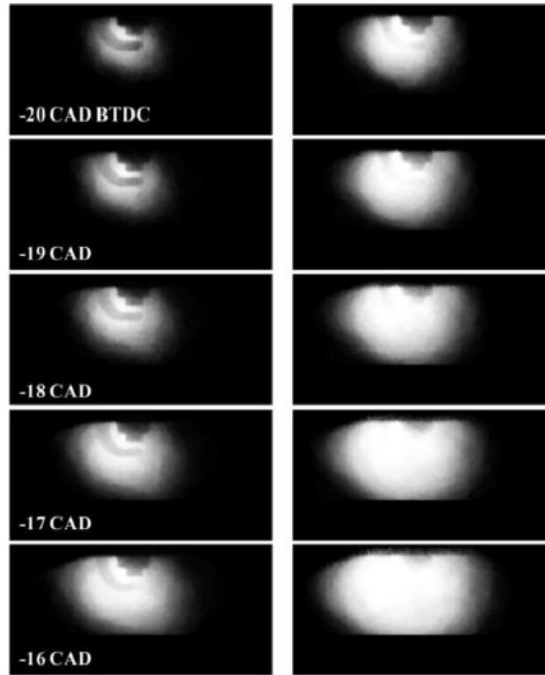


Figure 3-3. Images moyennes de la propagation de l'isooctane (à gauche) et du méthane (à droite) dans le plan vertical de -20 à -16 DV. 2000 tr.min⁻¹, AVA= -30 DV.

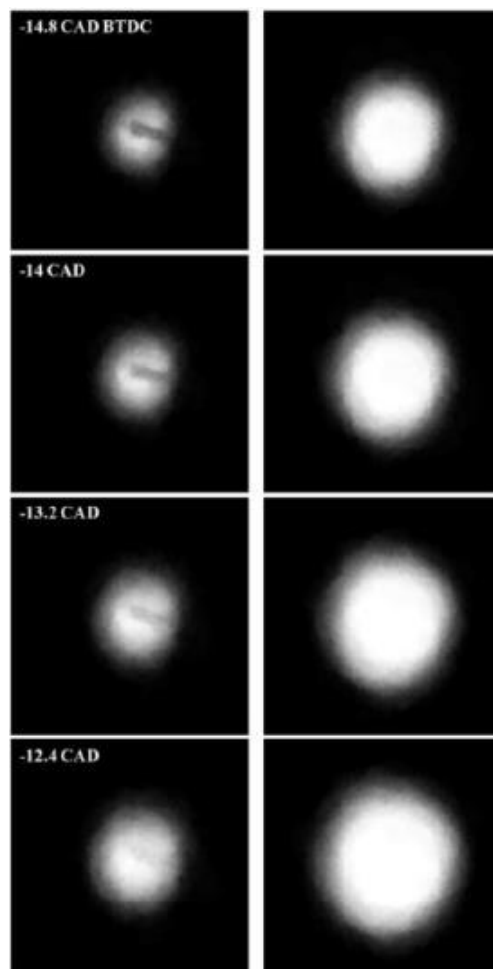


Figure 3-4. Images moyennes de la propagation de l'isooctane (à gauche) et du méthane (à droite) dans le plan horizontal de -14,8 à -12,4 DV. 2000 tr.min⁻¹, AVA= -30 DV.

La forme moyenne de la flamme observée à travers le piston est un cercle assez régulier, permettant l'estimation d'un rayon équivalent de la flamme avec la relation (3.2).

$$R_{eq} = \sqrt{\frac{A_{f,projetée}}{\pi}} \quad (3.2)$$

Avec $A_{f,projetée}$ la surface de flamme projetée dans le plan du piston.

Concernant les images obtenues à travers le hublot latéral, elles montrent que la forme de la flamme commence comme un cercle. Cependant, comme l'AVA est de -30 DV, le piston est proche du PMH au cours de l'acquisition, influençant le développement de la flamme qui semble devenir cylindrique (-16 DV sur la Figure 3-3). En considérant ces deux phases de développement, une surface globale de flamme a été estimée en supposant la flamme d'abord sphérique puis cylindrique. Ainsi, si le diamètre équivalent de la flamme est inférieur à la distance entre le piston et la culasse, notée h , la surface de flamme s'écrit :

$$A_f = 4\pi R_{eq}^2 \quad (3.3)$$

Dans le cas contraire la flamme s'apparente à un cylindre et la surface s'écrit:

$$A_f = 2\pi R_{eq}(R_{eq} + h) \quad (3.4)$$

A partir de la surface globale de la flamme, un étirement global peut être calculé suivant la relation classique (3.5):

$$K_{global} = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} \quad (3.5)$$

Par ailleurs une vitesse de propagation équivalente de la flamme, notée V_{Req} , a été calculée à partir du rayon équivalent de la flamme déduit des images du plan horizontal.

$$V_{Req} = \frac{dR_{eq}}{dt} \quad (3.6)$$

Comme les images ont été acquises sur 100 cycles, ce sont des valeurs moyennes des différentes grandeurs définies ci-dessus qui sont présentées par la suite.

3.3 Résultats

3.3.1 Analyse Thermodynamique de la pression cylindre : CA05

La Figure 3-5 montre l'évolution du CA05 en fonction du régime pour l'ensemble des mélanges sélectionnés. Cette grandeur, exprimée en DV (ou CAD : « Crank Angle Degree), est obtenue avec la méthode décrite dans le chapitre précédent. Elle correspond à l'angle vilebrequin pour lequel 5% de la masse du mélange est brûlée. Comme cette étude se concentre davantage sur l'initiation de la combustion, seul le CA05 est présenté,

puisque'il correspond à une plage angulaire où la visualisation de la flamme est possible. La tendance obtenue pour le CA05 sera similaire pour les CA10 et CA50.

Le classement des mélanges obtenu à 1400 tr.min⁻¹ semble être en accord avec ceux obtenus sur moteur opaque (Figure 2-12) et par Aleiferis et al.[44] à 1500 tr.min⁻¹. Il semble donc que les mélanges avec les longueurs de Markstein et les nombres de Lewis les plus élevés : butanol et isooctane, autrement dit les plus sensibles à l'étirement, sont les plus lents. Ceci est en accord avec les images moyennes de la Figure 3-3 et de la Figure 3-4 puisque'à un instant donné la flamme de méthane apparaît plus développée que la flamme d'isooctane. De plus, il peut être noté que le butanol semble plus lent que le méthane alors que son S_L^0 dans les conditions d'allumage est plus élevé.

Avec l'augmentation du régime, le CA05 augmente pour tous les mélanges mais toutefois très peu pour le cas du méthane. Les questions posées dans le chapitre précédent se posent à nouveau car plusieurs effets peuvent expliquer ces tendances : effets de la turbulence sur le plissement, temps laissé à la flamme pour se propager, étirement de flamme. Ainsi l'augmentation du CA05 des mélanges avec le régime pourrait être fortement liée à l'augmentation des niveaux d'étirement provoquée par celle des niveaux de turbulence dans la chambre et les différentes augmentations pourraient être reliées aux différentes réponses des mélanges à l'étirement. Les images de flamme permettront de vérifier ces hypothèses.

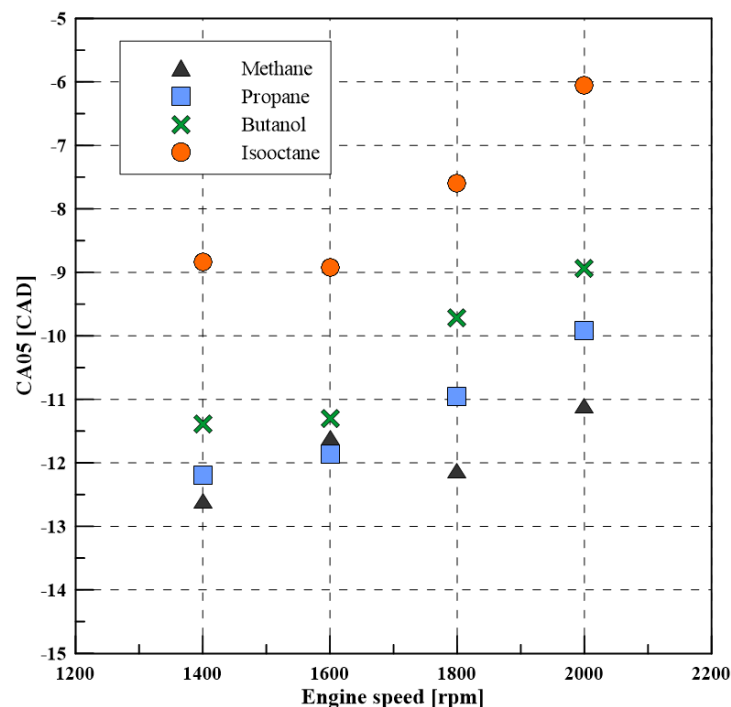


Figure 3-5. Evolution du CA05 en fonction du régime.

3.3.2 Rayon équivalent de flamme.

Les rayons équivalents moyens obtenus à partir de la relation (3.2) sont tracés en fonction de l'angle vilebrequin pour les quatre mélanges à 1400 tr.min^{-1} en Figure 3-6 et à 2000 tr.min^{-1} en Figure 3-7. A 1400 tr.min^{-1} , le méthane, le propane et le butanol présentent des évolutions similaires tandis que le développement de la flamme d'isooctane semble plus tardif et plus lent. Des tendances similaires ont été observées par Aleiferis et al. [44] à 1500 tr.min^{-1} . A 2000 tr.min^{-1} , l'évolution du rayon pour le méthane et le propane est identique. En revanche elle est plus lente et retardée pour le butanol et encore plus pour l'isooctane. Ces observations corroborent les résultats obtenus sur le CA05 de la Figure 3-5 et donc ceux présentés dans le chapitre 2.

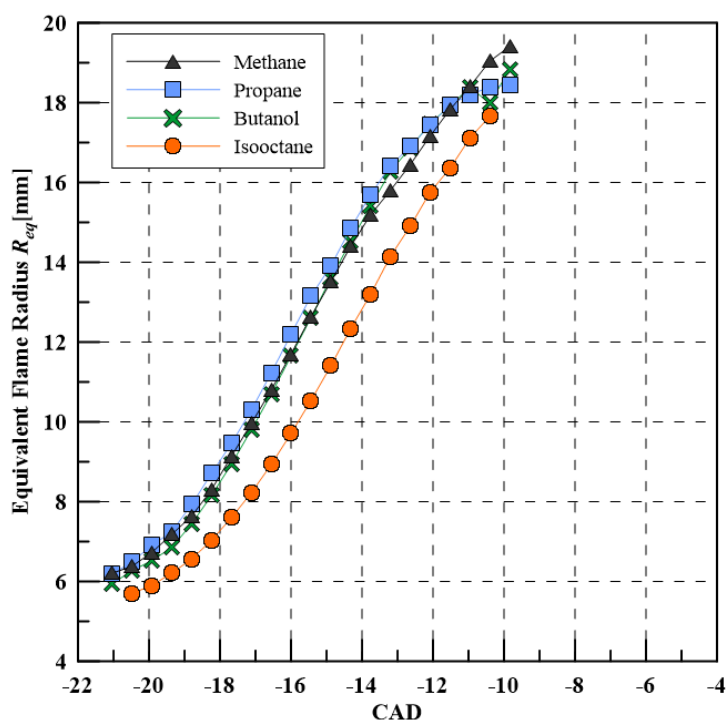


Figure 3-6. Evolution du rayon équivalent de flamme en fonction de l'angle vilebrequin. 1400 tr.min^{-1} .

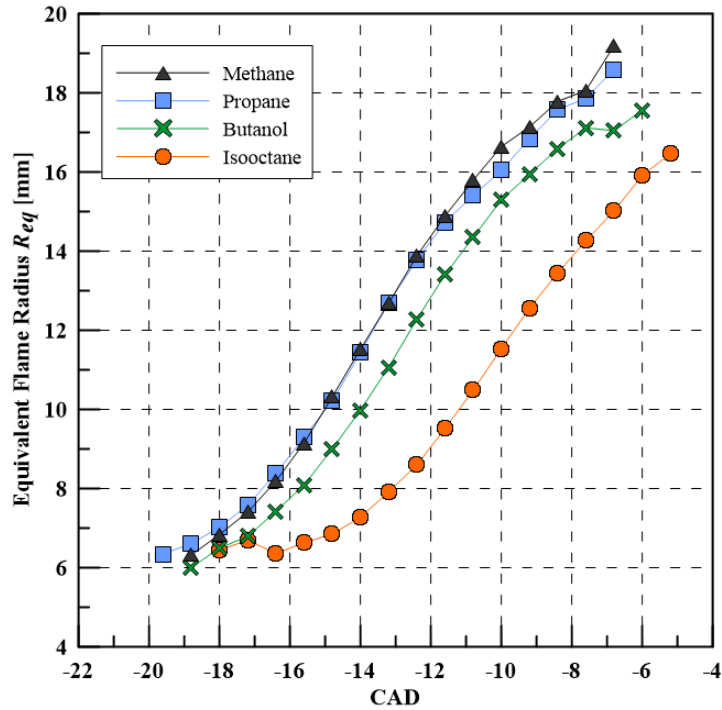


Figure 3-7. Evolution du rayon équivalent de flamme en fonction de l'angle vilebrequin. 2000 tr.min⁻¹.

L'influence de l'augmentation du régime sur l'évolution du rayon de flamme pour le méthane et l'isooctane est représentée sur la Figure 3-8 et la Figure 3-9 respectivement. La Figure 3-8 indique que l'augmentation du régime entraîne une augmentation de la pente de la courbe du rayon et donc une augmentation de la vitesse de propagation pour le méthane. En effet à 1,6 ms, une augmentation de plus de 5 mm est observée entre 1400 et 2000 tr.min⁻¹. Pour l'isooctane (Figure 3-9), l'augmentation du régime a un effet moins important sur le développement de la flamme : la différence entre 1400 et 2000 tr.min⁻¹ à 1,6 ms est inférieure à 2 mm. Par conséquent cette plus faible augmentation de vitesse pour l'isooctane avec le régime est responsable de la forte augmentation du CA05 décrite dans la Figure 3-5.

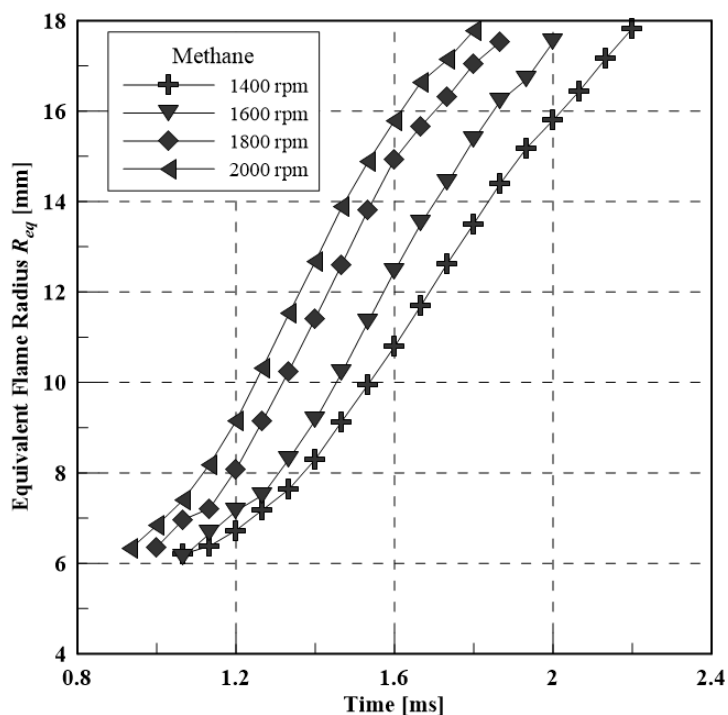


Figure 3-8. Evolution du rayon équivalent de flamme du méthane pour les quatre régimes étudiés

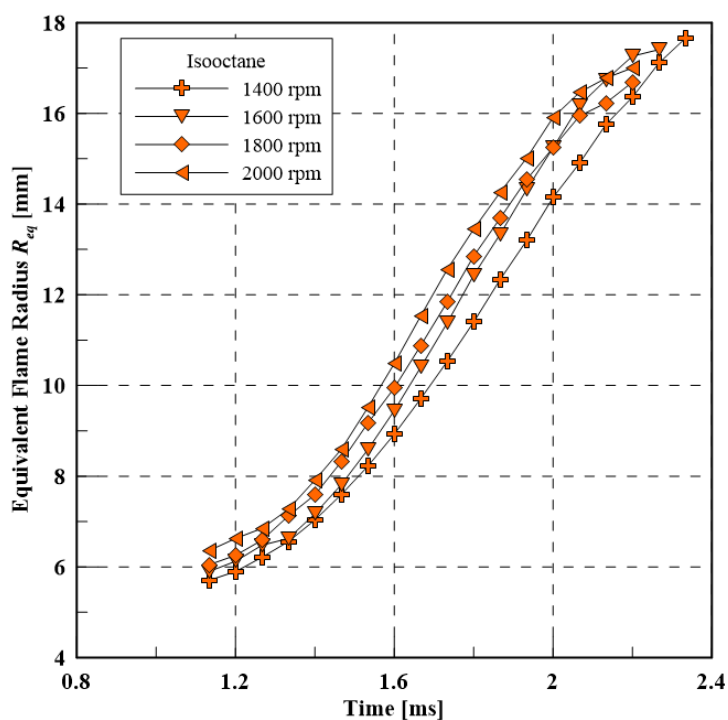


Figure 3-9. Evolution du rayon équivalent de flamme de l'isooctane pour les quatre régimes étudiés.

L'augmentation de la vitesse de propagation du méthane avec la turbulence (provoquée par le régime) semble ainsi pouvoir compenser l'effet de l'augmentation de la vitesse du piston avec le régime et donc de la diminution du temps laissé à la flamme pour se propager. Par ailleurs le mélange de méthane étant identifié comme peu sensible à l'étirement celui-ci ne doit pas perturber la propagation de la flamme. Dans le cas de l'isooctane l'augmentation de vitesse avec la turbulence est faible. A régime élevé le

piston se déplace donc vite devant la vitesse de propagation de la flamme et vient rapidement à la rencontre du front de flamme rendant la propagation difficile. Compte-tenu de la longueur de Markstein élevée de l'isooctane, les niveaux d'étirement élevés en début de propagation pourraient gêner le développement de la flamme et expliquer ces vitesses de propagation plus lentes comparées au méthane induisant ainsi une augmentation du CA05 sur le régime.

3.3.3 Étirement de flamme et vitesse de propagation

Comme montré dans de nombreuses études (Bradley et al. [20], Kelley et al. [88], Broustail et al. [65], Galmiche et al. [28]), le mélange pauvre d'isooctane-air est très sensible à l'étirement de par sa longueur de Markstein et son nombre de Lewis élevés. Ainsi l'étirement est certainement responsable du retard observé sur le phasage de la combustion lorsque le régime moteur est augmenté.

En utilisant la relation (3.5), un étirement global de flamme a été calculé. Il est clair que cet étirement n'est pas l'étirement réellement vu par la flamme car il ne s'agit pas d'une mesure locale. En première approche, on peut supposer le plissement local du front de flamme identique pour tous les mélanges étudiés. Cette hypothèse sera testée par la suite à l'aide de la tomographie rapide. La relation (3.5) permet donc d'obtenir une tendance sur l'évolution de l'étirement de flamme pendant la combustion du mélange gazeux. L'étirement global ainsi calculé est tracé en fonction du rayon équivalent de flamme pour 1400 et 2000 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$ dans la Figure 3-10 et la Figure 3-11.

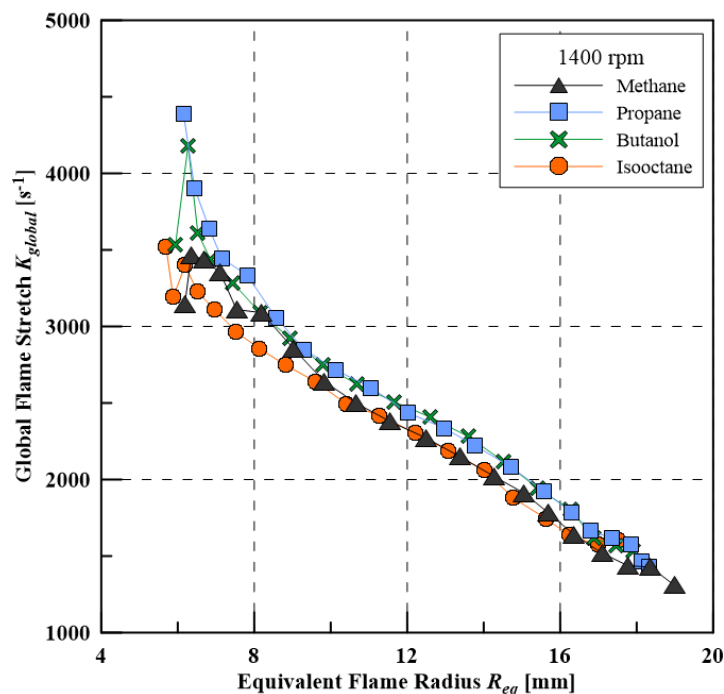


Figure 3-10. Evolution de l'étirement global en fonction du rayon équivalent à 1400 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$

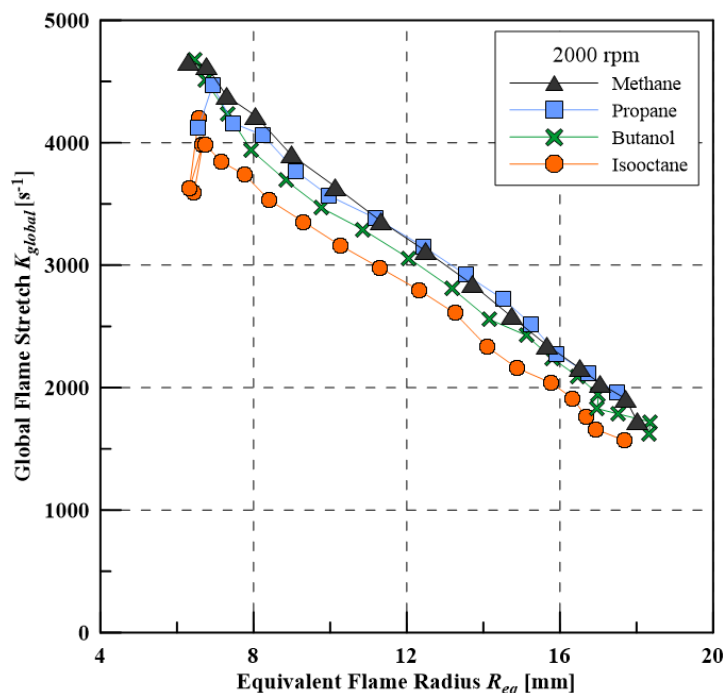


Figure 3-11. Evolution de l'étirement global en fonction du rayon équivalent à 2000 tr.min⁻¹.

Pour les deux régimes présentés dans les figures ci-dessus, l'étirement diminue avec l'augmentation du rayon équivalent de flamme, comme observé par Aleiferis et al. [44] à 1500 tr.min⁻¹ pour des mélanges stœchiométriques. Mais dans notre étude l'étirement est plus élevé et décroît plus vite que dans l'étude d'Aleiferis et al.. Par contre, les différences de niveaux d'étirement observés pour les différents carburants semblent moins marquées que dans notre étude. Par exemple, pour un mélange d'isooctane (à richesse 1), l'étude d'Aleiferis et al. indique des niveaux variant de 2500 à 1800 s⁻¹ pour des rayons compris entre 5 et 15 mm contre 3500 à 1800 s⁻¹ pour notre étude. A 1400 tr.min⁻¹, tous les mélanges présentent des niveaux d'étirement similaires mais à 2000 tr.min⁻¹, l'isooctane affiche des niveaux d'étirement nettement inférieurs aux autres carburants. Pour évaluer l'impact de la méthode de calcul de l'étirement proposée ici, l'étirement a également été calculé comme par Aleiferis et al. à l'aide de la relation suivante :

$$K_{eq} = \frac{2}{R_{eq}} \frac{dR_{eq}}{dt} \quad (3.7)$$

Les résultats fournis par les relations (3.5) et (3.7) pour l'isooctane à 1400 et 2000 tr.min⁻¹ sont comparés dans la Figure 3-12. Les niveaux d'étirement sont les mêmes pour les deux méthodes jusqu'à des valeurs de rayons de 12 mm mais divergent à partir de rayons de 12mm. Pour les rayons supérieurs à cette valeur, l'étirement global est plus faible et diminue plus rapidement que celui calculé avec le rayon équivalent de flamme. Ceci est dû à l'hypothèse d'une flamme de forme cylindrique après contact avec le piston, plus réaliste.

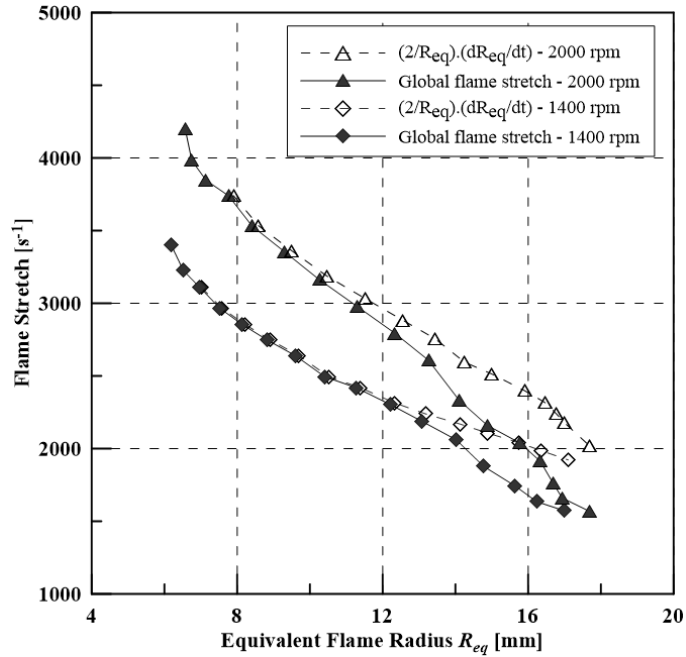


Figure 3-12. Comparaisons des méthodes de calculs de l'étirement.

De plus, l'augmentation du régime entraîne clairement une augmentation globale des niveaux d'étirement dans le moteur. Pour confirmer cette observation, la Figure 3-13 représente les niveaux d'étirement de l'isooctane en fonction du rayon équivalent de flamme pour les quatre régimes moteurs étudiés. Cette augmentation de l'étirement avec le régime est bien mise en évidence pour tous les mélanges étudiés. Cependant, selon leur sensibilité à l'étirement, l'augmentation de l'étirement n'aura pas le même effet sur tous les carburants. Par conséquent, l'isooctane pauvre étant connu pour être très sensible à l'étirement, l'augmentation de ce dernier avec le régime peut être responsable d'un retard sur la propagation initiale de la flamme comparée aux autres mélanges.

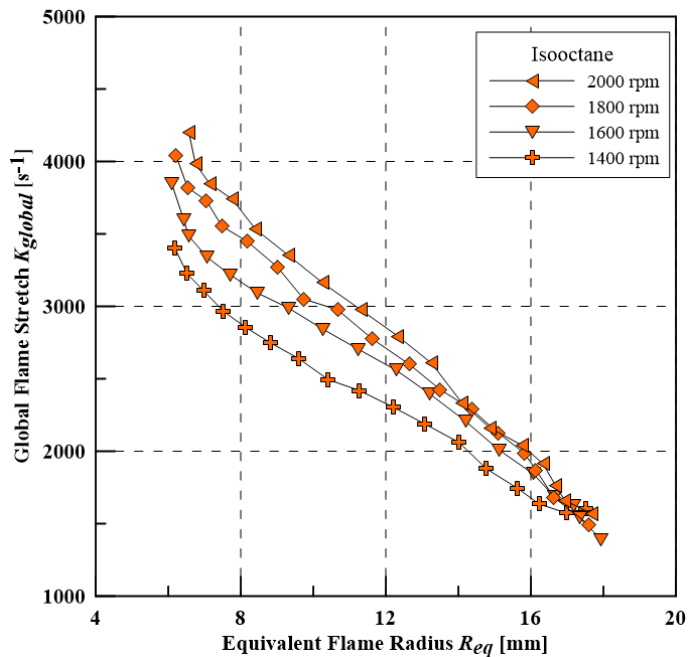


Figure 3-13. Etirement en fonction du rayon équivalent de flamme pour l'isooctane. Effet du régime moteur.

Les différences d'étirement entre les mélanges peuvent s'expliquer par une différence de vitesse de propagation qui intervient dans le calcul de l'étirement avec la relation (3.5) au travers de la dérivée temporelle de la surface de flamme. Toutefois considérer les niveaux d'étirement sans tenir compte de la sensibilité des mélanges à ce phénomène ne permet pas de justifier la vitesse de combustion plus faible pour l'isooctane et l'augmentation du CA05 avec le régime pour les mélanges sensibles à l'étirement.

Afin d'avoir davantage d'informations sur la vitesse de combustion et l'influence du régime ou de l'intensité turbulente sur celle-ci, la vitesse de propagation équivalente calculée à partir de la relation (3.6) est tracée en fonction du rayon équivalent de flamme pour tous les mélanges à 1400 et 2000 tr.min⁻¹ sur la Figure 3-14. A 1400 tr.min⁻¹, il semble que tous les mélanges présentent des vitesses de propagation similaires excepté l'isooctane plus lent. Les vitesses présentées ici sont 1,5 à 2 fois supérieures à celles mesurées par Aleiferis et al. à 1500 tr.min⁻¹ pour des mélanges stœchiométriques [44] (Figure 1-27) et de 2 à 3 fois supérieures pour de l'isooctane pauvre [43] (Figure 3-15). Cette dernière étude présente l'évolution de la vitesse pour différents cycles. En effet les vitesses sont classées par cycle selon la valeur du CA05. Les courbes présentent donc des vitesses moyennes pour quatre catégories de cycles :

- les cycles dont le CA05 est inférieur -5DV
- ceux dont le CA05 est compris entre -5 DV et le PMH,
- les cycles ayant un CA05 compris entre le PMH et +5 DV
- et enfin les cycles pour lesquels le CA05 est supérieur à +5DV.

Pour cette étude, il semble logique que les vitesses mesurées par l'équipe d'Aleiferis soient bien plus faibles que celles de cette étude car la richesse est plus faible et le mélange stratifié. Pour l'étude [44], la présence d'EGR (15 à 20%) pourrait expliquer les vitesses plus faibles aux nôtres. Les résultats demeurent toutefois comparables du fait des moteurs utilisés et des mélanges retenus pour ces études.

A 2000 tr.min⁻¹, sur la Figure 3-14, les mélanges peuvent être classés du plus rapide au plus lent de la manière suivante : méthane, propane, butanol, isooctane. Ce classement est identique à celui de la Figure 1-27 extraite de la référence [44]. De plus, le classement observé sur le S_L^0 à 6 bar et 600 K est en accord avec celui de la Figure 3-14 pour l'isooctane, le propane, et le butanol.

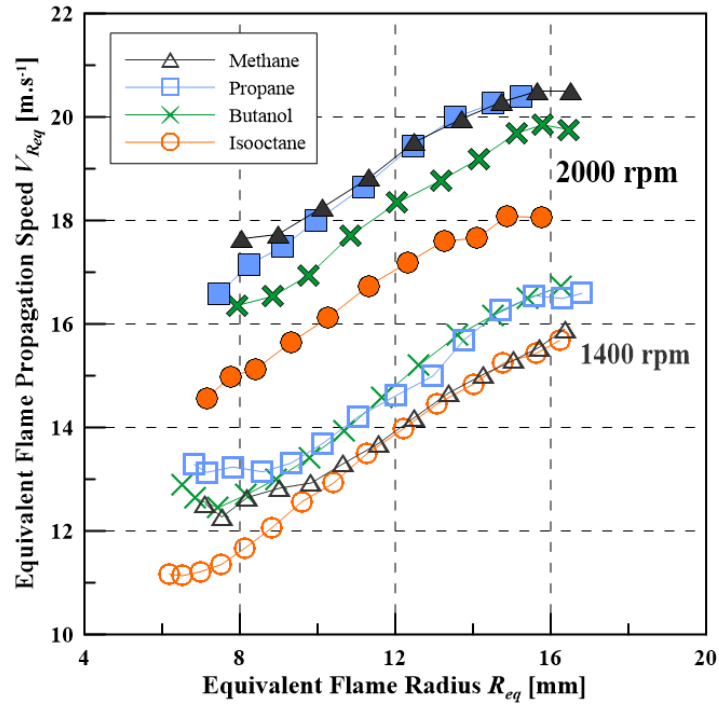


Figure 3-14. Vitesse de propagation équivalente en fonction du rayon équivalent pour tous les mélanges. Effet du régime.

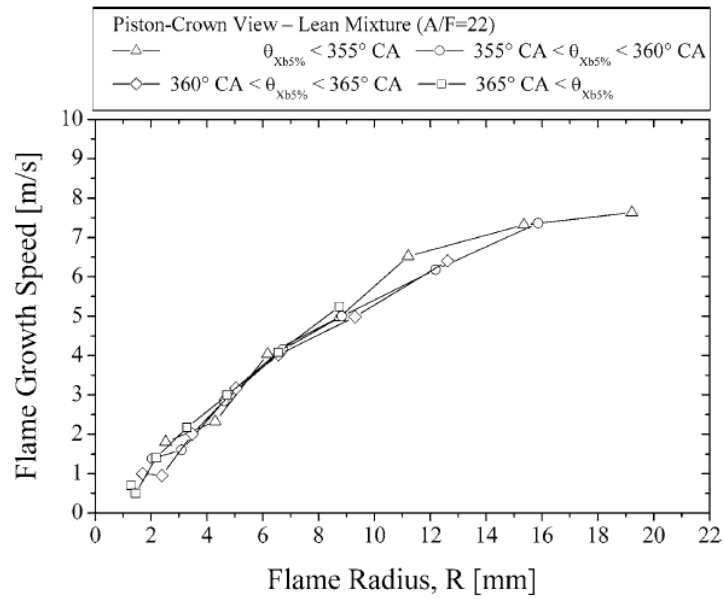


Figure 3-15. Vitesse de Propagation en fonction du rayon de flamme. Plan horizontal de visualisation. $1500 \text{ tr}\cdot\text{min}^{-1}$. Isooctane pauvre ($\Phi=0,68$). Aleiferis et al.[43].

3.3.4 Sensibilités à l'étirement

Afin de juger de l'impact de l'étirement sur la propagation de la flamme, il est important de tenir compte de la sensibilité à l'étirement de chaque mélange. Ainsi, à la manière des études réalisées en chambre sphérique laminaire, il a été choisi de présenter des courbes de vitesses de propagation en fonction de l'étirement comme sur la Figure 2-5 et ce pour chacun des régimes étudiés. Les résultats sont présentés dans la Figure 3-16, la Figure 3-17, la Figure 3-18 et la Figure 3-19.

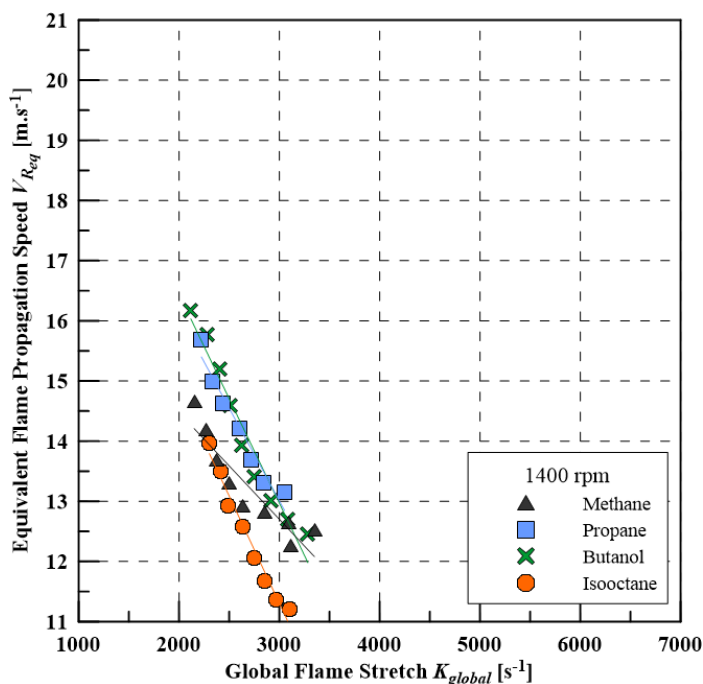


Figure 3-16. Vitesse de propagation de flamme équivalente en fonction de l'étirement global. 1400 tr.min⁻¹.

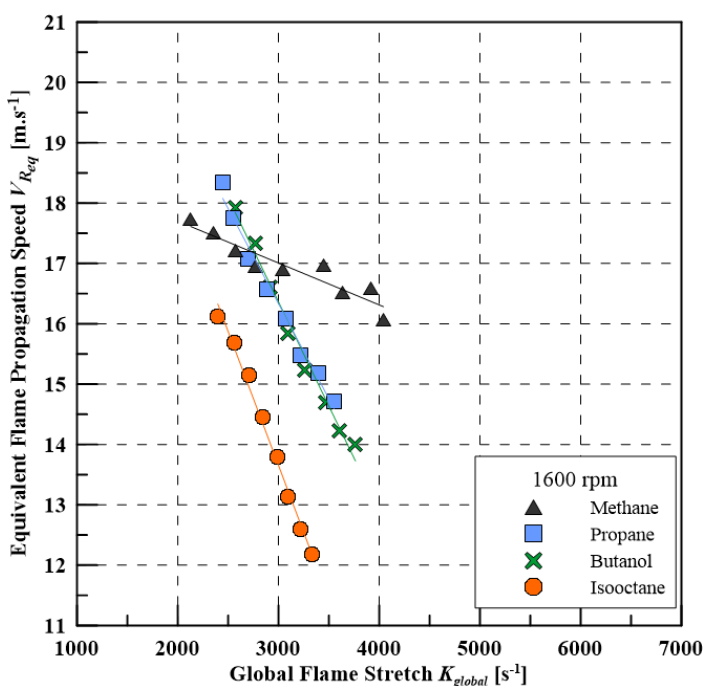


Figure 3-17. Vitesse de propagation de flamme équivalente en fonction de l'étirement. 1600 tr.min⁻¹.

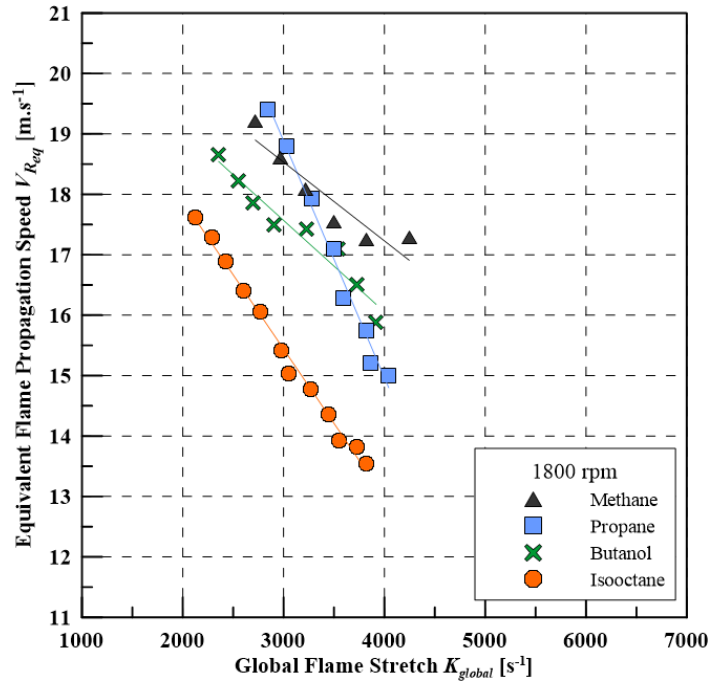


Figure 3-18. Vitesse de propagation de flamme équivalente en fonction de l'étirement global. 1800 tr.min⁻¹.

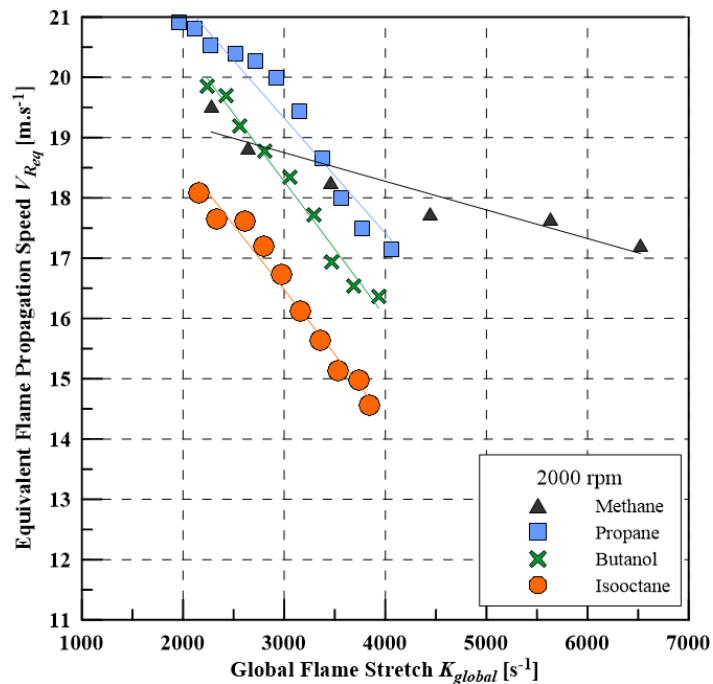


Figure 3-19. Vitesse de propagation de flamme équivalente en fonction de l'étirement global. 2000 tr.min⁻¹.

Globalement, pour toutes les conditions, on peut noter que la vitesse de propagation augmente avec la diminution de l'étirement, c'est-à-dire avec l'augmentation de la surface de flamme, de manière linéaire. Une fonction affine de la même forme que celle exprimée par Clavin est donc utilisée. La sensibilité à l'étirement peut ainsi être caractérisée par le coefficient directeur, présenté dans le Tableau 3-5.

Carburant	Méthane	Propane	Butanol	Isooctane
1400 tr.min ⁻¹	1,77	3,08	3,47	3,56
1600 tr.min ⁻¹	0,70	3,15	3,45	4,44
1800 tr.min ⁻¹	1,30	3,91	1,51	2,46
2000 tr.min ⁻¹	0,47	1,90	2,24	2,14

Tableau 3-5. Pentés mesurées sur la Figure 3-16, la Figure 3-17, la Figure 3-18 et la Figure 3-19 en mm.

A 1400 tr.min⁻¹ le méthane et l'isooctane présentent respectivement la plus faible et la plus forte sensibilité à l'étirement. Le propane et le butanol présentent quant à eux des sensibilités similaires entre ces deux « extrêmes ». Ce classement est en bon accord avec le « classement » des longueurs de Markstein, observé dans le cas du régime laminaire (chapitre 2) et à celui des nombres de Lewis.

Excepté pour 1800 tr.min⁻¹, le classement est conservé avec l'augmentation de la turbulence mais l'effet du régime est difficile à extraire à partir de ces indicateurs de sensibilité. Toutefois, on peut noter que les pentés mesurés à 2000 tr.min⁻¹ sont inférieurs à celles mesurés à 1400 tr.min⁻¹.

Finalement, bien que la propagation de flamme soit affectée par de nombreux effets très différents (turbulence, plissement de flamme, vitesse de déplacement du piston, etc.) il semble qu'elle reste malgré tout dépendante de la réponse du mélange à l'étirement.

3.4 Résumé des résultats obtenus

Les premières phases du développement de la flamme ont été étudiées dans un moteur à accès optiques à allumage commandé. L'impact de l'aérodynamique sur différents mélanges pauvres hydrocarbure-air a également été mis en évidence en fixant 4 régimes (1400, 1600, 1800, et 2000 tr.min⁻¹). Les conditions d'admission et d'allumage ont été conservées quelle que soit la configuration (mélange/carburant/régime). Bien que de nombreux phénomènes interagissent dans le moteur et affecte la propagation de flamme, il semble que les mélanges conservent une forte dépendance aux effets d'étirement et le comportement des flammes en propagation est en adéquation avec la longueur de Markstein déterminée dans le cas de la combustion laminaire. Les mélanges les plus sensibles à l'étirement ont leur début de combustion retardé, ce qui est accentué avec l'augmentation du régime. Par contre, le mélange méthane-air, qui est le moins sensible à l'étirement semble conserver un développement de la combustion (identifié par le CA05) similaire avec l'augmentation en régime.

Des images de flamme au travers du piston et des hublots latéraux ont été analysées dans le but de montrer le lien entre l'étirement et le déroulement de la combustion. A

partir du rayon équivalent de flamme calculé, l'expansion de la flamme a été trouvée similaire pour l'ensemble des mélanges excepté dans le cas de l'isooctane dont le développement commence plus tard dans le cycle. Hormis pour le cas du méthane, le régime affecte le développement de la combustion : l'augmentation du régime retarde le déroulement de la combustion. Ainsi les différences de valeurs et d'évolutions observées sur les CA05 sont confirmées par les différences observées sur les évolutions du rayon de flamme. La variation de la vitesse de propagation, estimée à partir du rayon est cohérente avec celle du CA05, soit un classement des mélanges selon la vitesse de propagation de la plus rapide à la plus lente : méthane, propane, butanol, isooctane. Enfin, l'élévation du régime n'a pas le même effet sur les mélanges/carburants.

Dans le but de mieux qualifier les processus mis en jeu, un étirement global de la flamme a été estimé en considérant deux phases de développement de la flamme : sphérique puis cylindrique. Les mélanges sélectionnés pour cette étude présentent des niveaux d'étirement similaires qui augmentent en fonction du régime. Ainsi en considérant les différentes sensibilités à l'étirement des mélanges, les tendances observées sur le CA05 peuvent être expliquées. Le comportement de la combustion en fonctionnement moteur pour chaque mélange peut être classé selon la sensibilité à l'étirement : le classement du plus sensible au moins sensible est similaire à celui obtenu dans le cas de la combustion laminaire, caractérisé par les longueurs de Markstein (estimées à 1 bar, 400K). Par conséquent, comme le mélange avec l'isooctane présente la plus forte dépendance à l'étirement, l'augmentation de l'étirement avec le régime explique sa plus faible augmentation de vitesse avec le régime qui ne permet pas de compenser l'effet de l'augmentation de la vitesse du piston. En effet pour l'isooctane l'augmentation de la vitesse est d'environ 20% entre 1400 et 2000 tr.min⁻¹ contre 35% pour le méthane. Ceci se traduit donc par l'augmentation de 3 DV du CA05 pour l'isooctane alors qu'au contraire, le mélange avec le méthane montre un CA05 qui augmente très faiblement avec le régime (1,5 DV). Comme ce dernier voit sa vitesse de propagation fortement augmenter avec le régime et qu'il est peu sensible à l'étirement, cela compense l'augmentation de la vitesse du piston et maintient ainsi un phasage quasi-constant.

Il est toutefois important de rappeler que l'étirement global estimé ici ne tient pas compte de la structure locale de la flamme vu la technique de visualisation directe utilisée. Afin de valider l'hypothèse que les plissements de la flamme sont similaires pour tous les mélanges, la tomographie rapide a été utilisée afin de mieux appréhender les structures locales de flammes et de réaliser des mesures de plissement et de courbures. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4. Moteur à accès optiques, Tomographie rapide.

4.1 Introduction

Les résultats obtenus à partir de la visualisation directe de la combustion ont montré l'impact du régime sur les niveaux d'étirement ainsi que le lien entre les différentes sensibilités à l'étirement observées en régime laminaire et le développement de la combustion dans le moteur à allumage commandé. Toutefois, cette technique ne permet pas une caractérisation fine de la structure de la flamme. L'étirement étant un phénomène prenant place au niveau des petites échelles de la turbulence, il est important de mieux connaître la structure du front de flamme. Ainsi afin d'estimer le plissement du front de flamme, d'évaluer sa courbure locale et de valider les résultats obtenus par visualisation directe, la tomographie par plan laser a été retenue.

L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier l'effet du carburant sur le développement de la combustion dans un moteur à accès optiques et d'évaluer l'influence de l'étirement mais cette fois-ci par l'utilisation de la tomographie laser dans le but :

- d'étudier la propagation de la flamme dans le moteur et de déterminer les niveaux d'étirement pour chaque mélange sélectionné,
- d'évaluer l'impact de la sensibilité à l'étirement sur la flamme et le développement de la combustion et ainsi de confirmer les résultats du chapitre 3,
- de mesurer les niveaux de courbures de flamme et de plissement et de vérifier s'ils dépendent du carburant.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication SAE Technical Paper [89].

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Le moteur à accès optiques

Les expériences ont été réalisées dans le même moteur à accès optiques. Les conditions de préparation du mélange et de l'allumage sont identiques à celles du chapitre 3. Les conditions d'essais pour cette étude sont présentées dans le Tableau 4-1. Un seul régime a été étudié ici car l'effet de la variation de celui-ci est complètement décrit par l'étude précédente, choisi inférieur pour enregistrer suffisamment d'images par cycle.

Régime	1200 tr.min ⁻¹
AVA	30 DV avant PMH
Pression d'admission	0,7 bar

Tableau 4-1. Conditions d'essais.

Un laser Nd:YAG (Thales ETNA HP) fonctionnant à une fréquence fixe de 12,5 kHz a été utilisé. La nappe laser a été créée à l'aide d'une lentille sphérique de focale 500 mm couplée à une lentille semi-cylindrique de focale 25 mm. Le jeu de lentilles était placé 500 mm devant la bougie dans le but d'obtenir la plus fine épaisseur de nappe au centre du cylindre. Une vue schématique du dispositif optique est présentée Figure 4-1.

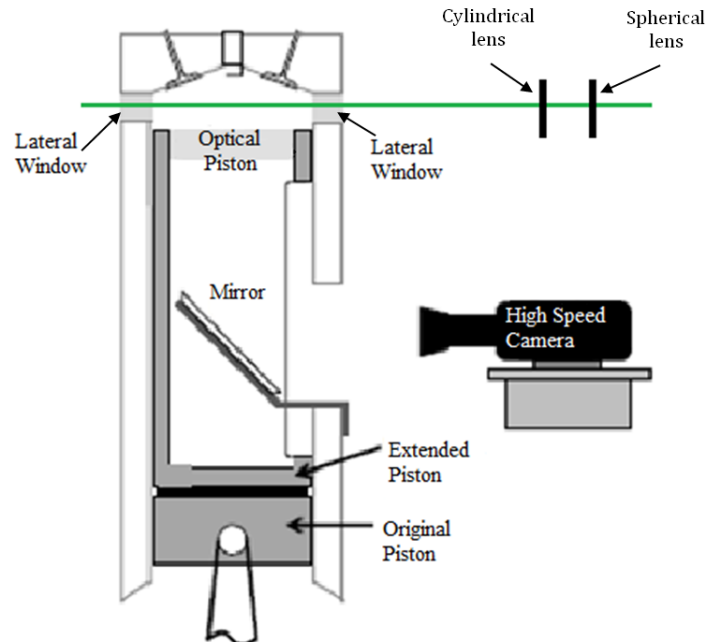


Figure 4-1. Schéma du dispositif optique

Cette technique est basée sur la diffusion de Mie des particules dont le principe est le suivant : une onde laser incidente impacte les particules présentes dans l'écoulement qui réémettent une onde de même longueur d'onde. Pour déterminer le contour d'une flamme et sa structure, il est nécessaire que les particules s'évaporent au passage du front de flamme ; les zones avec particules diffusent la lumière laser et sont donc représentatives des gaz frais.

Au contraire, les zones foncées, donc sans particules, correspondant aux zones de gaz brûlés. Les particules retenues pour réaliser la diffusion de Mie étaient des gouttes d'huile de silicone. Lorsque le front de flamme se propage, l'interface entre la zone avec et la zone sans particule correspond à l'isotherme d'évaporation des particules supposée généralement représentative de la zone de réaction. Cependant il est important de rappeler que la température d'évaporation de ces gouttes (environ 600K) est généralement inférieure à celle de la zone de réaction. Les gouttes s'évaporent donc avant d'entrer dans la zone de réaction. La géométrie de l'isotherme d'évaporation est toutefois considérée comme représentative de la zone de réaction lorsque l'épaisseur de flamme est infiniment mince.

L'ensemenceur utilisé pour cette étude se compose de huit diffuseurs placés au centre d'un cylindre alimenté par l'air provenant du débitmètre Brooks décrit dans le paragraphe 4.2.1. Un cordon chauffant a été utilisé pour maintenir les parois de l'ensemenceur à une température d'environ 75°C dans le but de diminuer la viscosité de l'huile de silicone permettant ainsi d'introduire des particules de plus petite taille et en plus grand nombre dans la chambre de combustion. Ceci permet en outre de limiter les pertes thermiques à l'admission. Lorsque l'ensemenceur est inactif, un by-pass permet de conserver le même débit d'air et ainsi maintenir la pression d'admission constante.

Dans les travaux de Tahtouh [90], à partir de mesures PIV (Particle Image Velocimetry), l'écoulement dans la chambre a été caractérisé à 1200 tr.min⁻¹, 1 bar à l'admission et à 14,4 DV avant le PMH. La zone d'interrogation pour le post-traitement PIV était de 32x32 pixels² avec un taux de recouvrement de 50%. Un exemple du champ de vitesses moyenné sur 100 cycles sans combustion est présenté Figure 4-2. Sur cette figure, les soupapes d'échappement et d'admission) se situent respectivement à gauche et à droite de l'image.

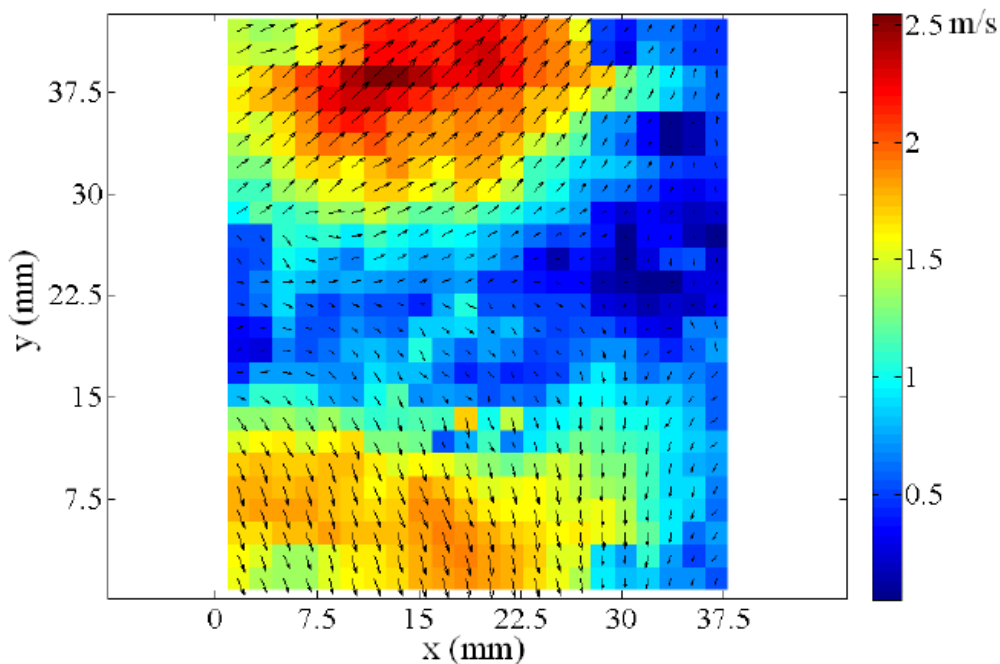


Figure 4-2. Champ de vitesse moyen sans combustion à 14,4 DV avant le PMH. Tahtouh[90]

En combustion les gaz frais situés à proximité du front de flamme sont accélérés à cause de l'expansion des gaz frais. Cette accélération dépend de la valeur et de la direction de la vitesse de déplacement du front de flamme respectivement présentées à gauche et droite sur la Figure 4-3 pour un mélange stœchiométrique iso-octane-air.

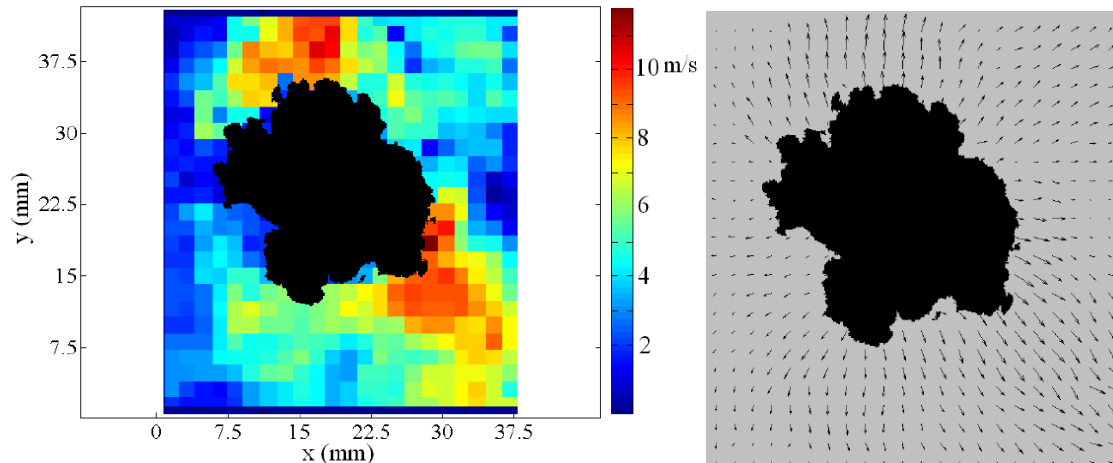


Figure 4-3. Valeurs (à gauche) et direction (à droite) des vecteurs vitesses en combustion. 1200 tr.min^{-1} ; 1 bar admission; 14,4 DV avant PMH; iso-octane-air $\Phi=1$. Tahtouh [90].

4.2.2 Traitement des images

Les images ont été acquises en utilisant un miroir à 45° placé dans le piston et à l'aide d'une caméra Photron SA5 couplé à un objectif Nikon f/2.8 de focale 105 mm. La résolution était de 512×512 pixels² avec une vitesse d'acquisition de 12500 images par seconde, le tout synchronisé avec le laser. Le grandissement était de 0,111 mm/pixel. Un exemple d'image de flamme obtenue grâce à la tomographie est présenté en Figure 4-4.

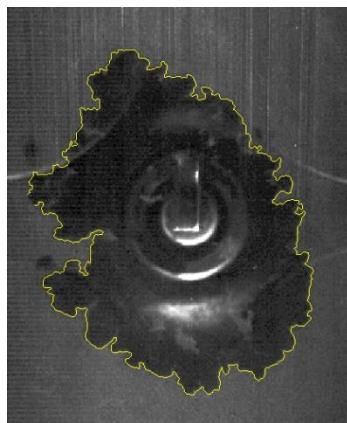


Figure 4-4. Exemple de contour de flamme obtenue par tomographie laser.

Grâce à un post-traitement adapté de ces images les contours de flamme (en jaune sur la figure) peuvent être déterminés. Un masque est appliqué sur l'image pour restreindre la zone d'étude. Une image de fond moyenne de la nappe laser sans particule est soustraite à l'image de flamme, afin d'éliminer le bruit. Les images sont ensuite filtrées de sorte à prendre en compte l'inhomogénéité de la nappe laser. Un seuil est alors déterminé automatiquement à l'aide de la méthode d'Otsu [91] puis utilisé pour binariser l'image. La méthode d'Otsu consiste à minimiser la variance intra-classe entre les pixels noirs et blancs. Des filtres sont

alors appliqués sur la taille et le nombre de structures détectées sur l'image binaire. Les contours sont ensuite tracés par différence entre les zones noires et blanches. Finalement un filtre passe-bas est appliqué au contour dans le but de le lisser. La taille du filtre est choisie de sorte à obtenir des niveaux de courbure toujours inférieurs à l'inverse de l'épaisseur de la nappe laser. Les différentes étapes de la binarisation sont résumées dans la Figure 4-5.

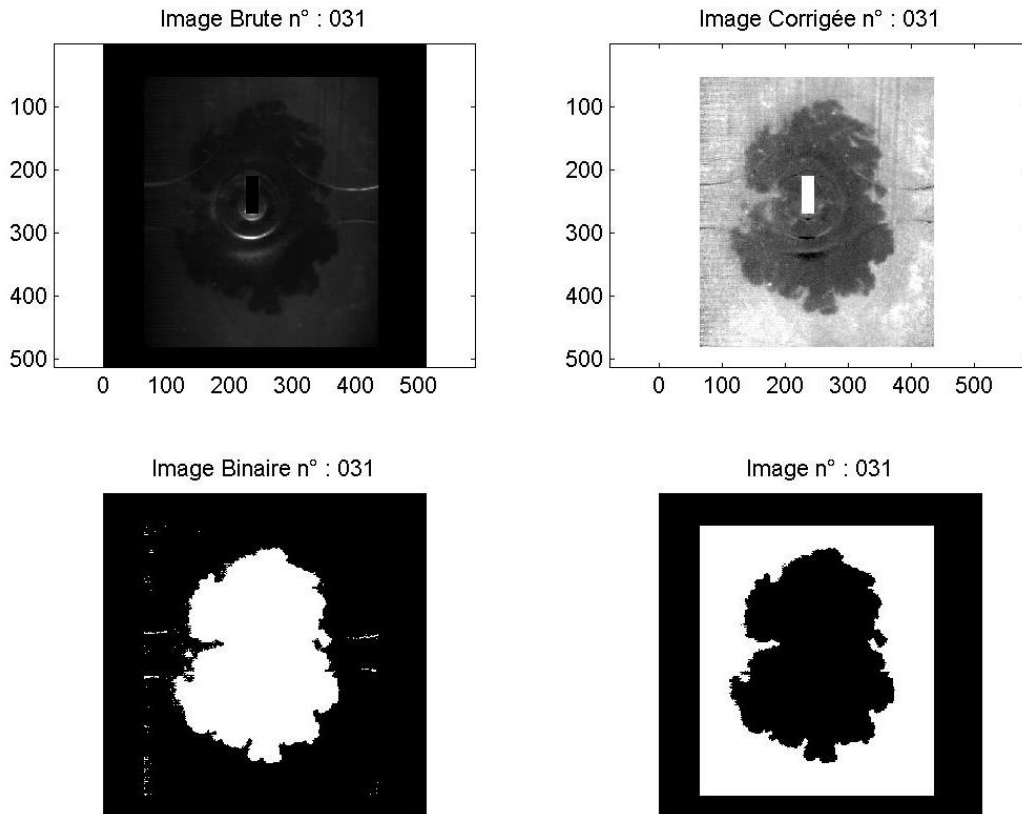


Figure 4-5. Etapes de la binarisation

A partir du contour, plusieurs grandeurs géométriques peuvent être extraites. En faisant l'approximation d'un cercle pour la surface de flamme, deux rayons équivalents, respectivement R_s et R_p peuvent être calculés à partir de la surface et du périmètre de la flamme.

$$R_s = \sqrt{\frac{A_f}{\pi}} \quad (4.1)$$

$$R_p = \frac{P}{2\pi} \quad (4.2)$$

Avec A_f la surface de flamme et P le périmètre.

Le taux de plissement défini par Renou et al. [10], noté W , a également été calculé.

$$W = \frac{R_S^2}{R_P^2} \quad (4.3)$$

A partir du rayon équivalent déduit de la surface, il est possible d'obtenir une vitesse de propagation équivalente de la flamme, notée S_{RS} .

$$S_{RS} = \frac{dR_S}{dt} \quad (4.4)$$

Un étirement global pour la surface de flamme obtenue à partir de la détermination du contour a été évalué en se basant sur l'expression de Williams [11] :

$$K_{global} = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} \quad (4.5)$$

Etant donné que 50 cycles d'images ont été enregistrés pour chaque mélange, une moyenne temporelle des rayons de surface et de périmètre a été calculée. Pour la vitesse de propagation et l'étirement, les valeurs obtenues sont tracées sous la forme de nuage de point en fonction du rayon équivalent surfacique. Le nuage de point est ensuite approximé par une courbe polynomiale du second degré. Un exemple d'approximation réalisé pour les vitesses de propagation de l'isooctane est présenté Figure 4-6.

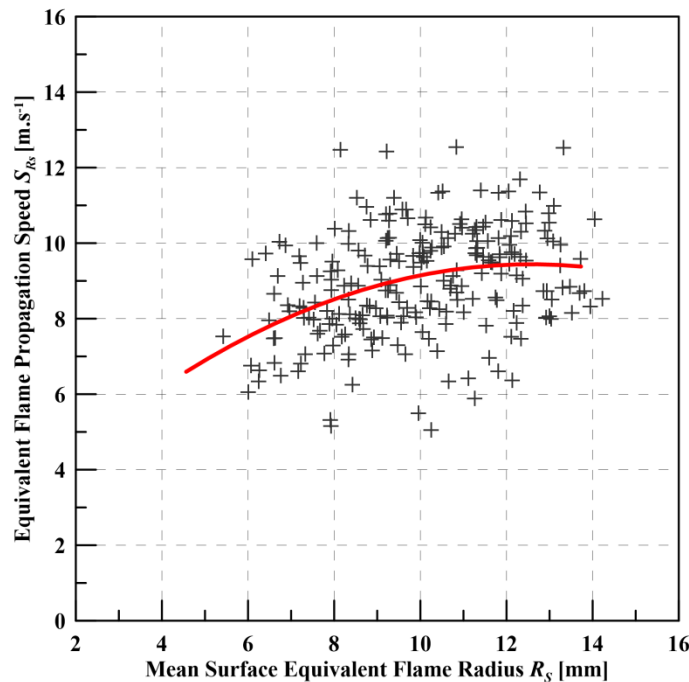


Figure 4-6. Approximation du nuage de point de vitesses de propagation par un polynome du second degré pour le mélange d'isooctane.

Pour finir, les courbures locales du front de flamme ont également été étudiées à l'aide de la relation proposée par Mokhtarian et Mackworth [92] :

$$h = \frac{\frac{dx}{ds} \frac{d^2y}{ds^2} - \frac{dy}{ds} \frac{d^2x}{ds^2}}{\left[\left(\frac{dx}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dy}{ds} \right)^2 \right]^{3/2}} \quad (4.6)$$

Avec h la courbure, s l'abscisse curviligne, x et y les coordonnées cartésiennes du contour.

Dans les résultats présentés par la suite, la convention de signe suivante est adoptée: la courbure est négative dans les régions où le contour est convexe vers les gaz brûlés et positive lorsque le contour est convexe vers les gaz frais (cf. Figure 4-7).

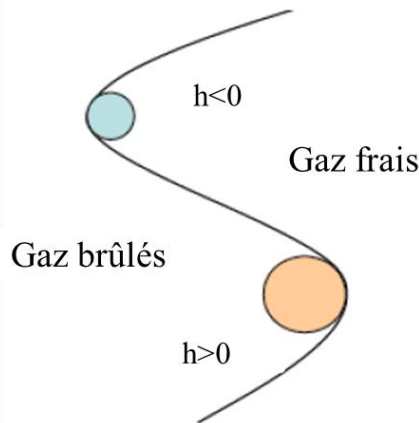


Figure 4-7. Convention de signe adopté pour la courbure.

4.2.3 Propriétés des mélanges carburant-air

Trois carburants dans des conditions de mélange pauvre ont été retenus pour cette étude : méthane, propane et iso-octane. Si les mélanges de méthane et d'iso-octane sont identiques au chapitre précédent, la richesse Φ (cf. Annexe B) du mélange de propane a en revanche été diminuée (0,72 contre 0,8) dans le but d'obtenir une vitesse de flamme laminaire non étirée plus faible et ainsi plus proche de celles des deux autres mélanges. Les conditions de pression et de température au moment de l'allumage ont été déterminées à l'aide de la mesure de pression cylindre pendant 100 cycles en compression pure. Les valeurs obtenues à -30 DV sont de 6,1 bar et 565,5K. Les propriétés thermo-chimiques des mélanges dans ces conditions ont été calculées à l'aide des différentes routines CHEMKIN et sont résumées dans le Tableau 4-2.

Carburant	Méthane	Propane	Isooctane	Ecart-type par rapport à la valeur moyenne
Richesse Φ	0,85	0,72	0,80	8,3%
Vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 (cm.s^{-1})	48,74	49,04	48,03	1,1%
Nombre de Lewis Le	0,99	1,82	2,85	49,4%
Température adiabatique de flamme (K)	2250	2121	2254	3,4%
Capacité calorifique à pression constante c_p ($\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	1,15	1,04	1,14	5,5%
Pouvoir calorifique inférieur PCI (MJ.kg^{-1})	50,01	45,75	44,31	6,3%
Energie d'activation Ea (kJ.mol^{-1})	250	174	202	18,4%
Nombre de Zeldovich Z	9,63	7,23	8,09	14,7%

Tableau 4-2. Propriétés des mélanges dans les conditions d'allumage: 6,1 bar; 565,5K.

Les valeurs de S_L^0 ont été calculées sous CHEMKIN avec GRI-Mech 3.0 [69] pour le méthane, USC-Mech II [73] pour le propane, et le schéma de Hasse et al. [76] pour l'isooctane. Les valeurs ainsi obtenues sont très proches (variation d'environ 1%), de même que les propriétés thermochimiques comme la température adiabatique, le c_p ou le PCI (<6,3%) tandis que le nombre de Lewis qui rend compte de la sensibilité à l'étirement affiche des valeurs très différentes selon le carburant (près de 50% de variation).

Par ailleurs l'expression approchée de la longueur de Markstein (1.15) indique que cette dernière dépend non seulement du Lewis mais aussi du nombre de Zeldovich et donc de l'énergie d'activation du mélange. Les énergies d'activation des mélanges ont donc été calculées pour les trois mélanges étudiés en utilisant l'analyse de Zeldovich et al. [93]. Cette analyse montre que pour une réaction se déroulant en une étape unique suivant la loi

d'Arrhenius, la vitesse de flamme laminaire peut être reliée à l'énergie d'activation de la manière suivante :

$$(S_L^0)^2 = A. \exp\left(-\frac{E}{R T_b}\right) \quad (4.7)$$

Le logarithme de la vitesse de flamme est ainsi fonction de l'inverse de la température des gaz brûlés.

$$2 \ln S_L^0 = \ln A - \frac{E}{R T_b} \quad (4.8)$$

Où A est le facteur pré-exponentiel de la loi d'Arrhenius, R la constante des gaz parfaits, E l'énergie d'activation et T_b la température des gaz brûlés.

Les énergies d'activation peuvent être évaluées à l'aide de CHEMKIN par le calcul des vitesses de flamme laminaire pour une richesse fixe en faisant varier la fraction molaire de N_2 . Ceci aura pour effet de modifier la température des gaz brûlés. Il suffit ensuite de tracer le membre de gauche de l'équation (4.8) en fonction de l'inverse de la température. Le coefficient directeur de la droite ainsi obtenue donne le rapport E/R . Le nombre de Zeldovich peut ensuite être calculé avec l'expression (1.16). Les valeurs ainsi obtenues sont du même ordre de grandeur ce qui confirme donc que le nombre de Lewis est suffisant pour qualifier la sensibilité à l'étirement des mélanges retenus dans cette étude.

4.3 Résultats

4.3.1 Propriétés des mélanges pendant l'acquisition d'image

L'évolution des propriétés des mélanges dans le temps correspondant à la durée d'acquisition d'images a été estimée pour le nombre de Lewis et la vitesse de flamme laminaire non étirée, afin de s'assurer que l'augmentation de pression et de température au cours du cycle du moteur n'affecte pas la différenciation des mélanges en terme de nombre de Lewis ni la variation relative de S_L^0 . Les conditions de pression, mesurées à partir du capteur de pression cylindre et celles de température estimées à partir de l'analyse thermodynamique sont utilisées comme données d'entrée dans CHEMKIN. Comme présenté sur la Figure 4-8, le nombre de Lewis reste constant durant la durée d'acquisition des images et ce pour chacun des mélanges.

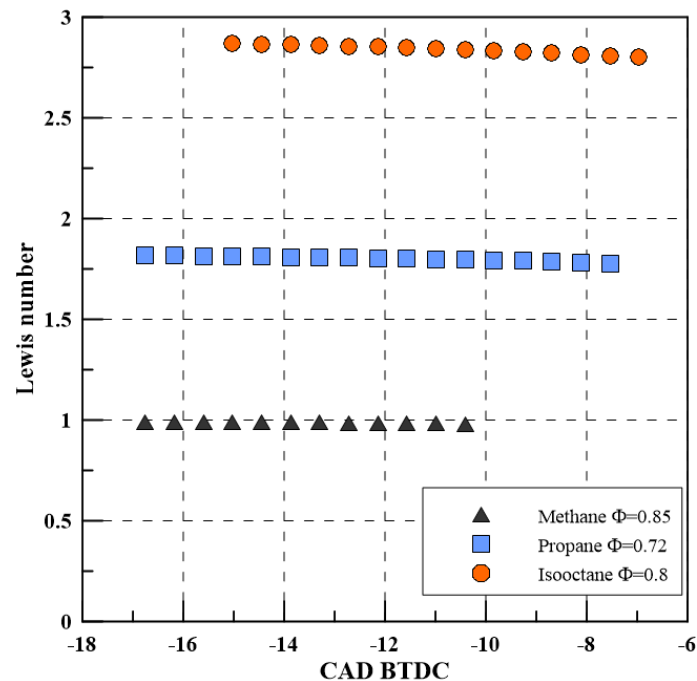


Figure 4-8. Evolution du Lewis en fonction de l'angle vilebrequin.

Le S_L^0 , tracé en fonction du rayon équivalent surfacique moyen dans la Figure 4-9, affiche des valeurs similaires pour les trois mélanges même si celles-ci augmentent avec l'accroissement du rayon de flamme. Une différence de seulement 5 cm.s^{-1} est visible entre le méthane et l'isooctane pour des rayons inférieurs à 10 mm. Ainsi malgré l'augmentation de pression et de température, les mélanges respectent toujours le critère initialement fixé dans le chapitre 2 : les vitesses de flamme laminaire non étirée sont identiques et les sensibilités à l'étirement (ou nombre de Lewis) différentes ce qui confirme la bonne sélection de mélanges réalisée dans le but d'isoler les effets d'étirement dans le moteur à allumage commandé.

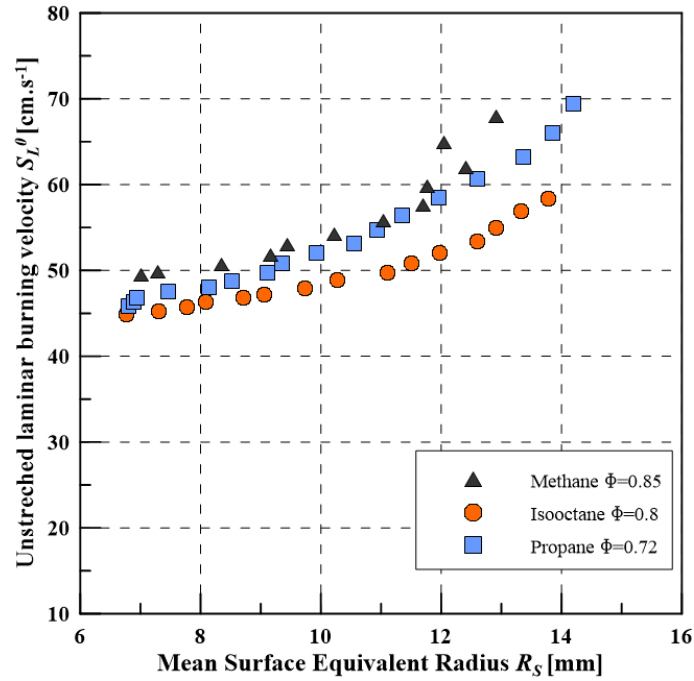


Figure 4-9. S_L^0 en fonction du rayon équivalent surfacique moyen.

4.3.2 Rayons de flamme

L'évolution du rayon équivalent obtenu à partir de la surface de flamme est tracée en fonction de l'angle vilebrequin dans la Figure 4-10. Le propane et l'isooctane présentent des évolutions et des valeurs similaires en particulier en fin d'acquisition tandis que le méthane se propage plus rapidement.

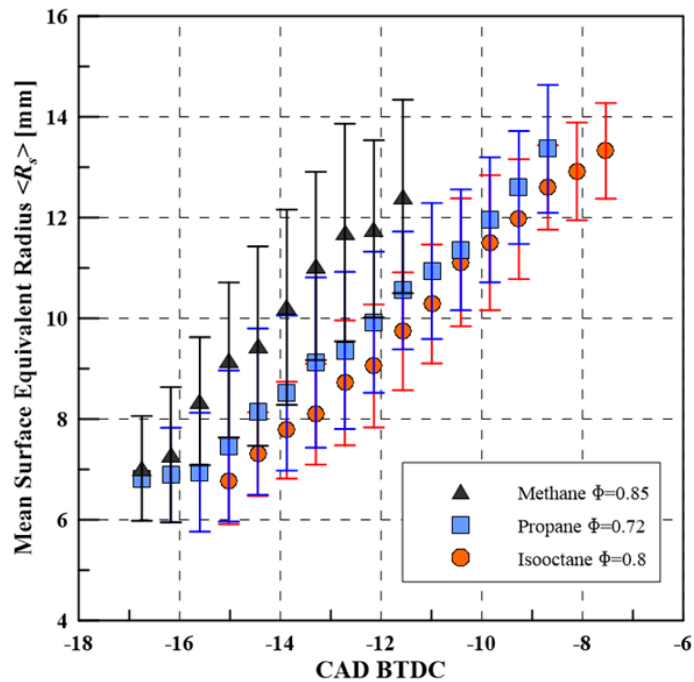


Figure 4-10. Evolution du rayon équivalent moyen obtenu à partir de la surface de flamme en fonction de l'angle vilebrequin pour les trois mélanges étudiés.

Ces résultats sont en accord avec les évolutions de rayons observées en visualisation directe dans le chapitre précédent mais aussi avec les résultats d'Aleiferis et al.[44] pour l'isooctane et le méthane à la stœchiométrie et 1500 tr.min^{-1} (Figure 1-26). Le classement des mélanges selon la pente des évolutions du rayon, c'est-à-dire de la vitesse de propagation, du moins rapide au plus rapide est similaire à celui du chapitre précédent: isooctane, propane, méthane (malgré le changement de richesse pour le propane) ainsi que celui des travaux d'Aleiferis et al..

4.3.3 Plissement de flamme

La Figure 4-11 montre l'évolution du plissement moyen calculé à l'aide de la relation (4.3) en fonction du R_S moyen.

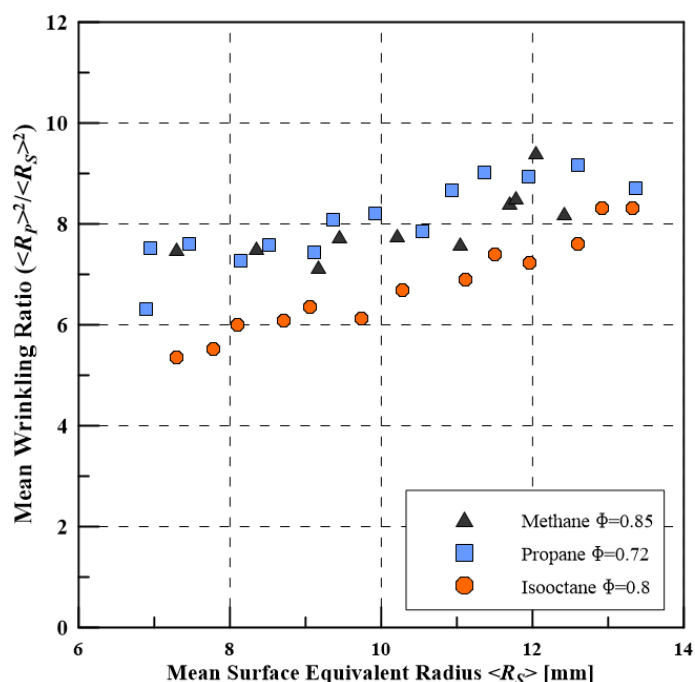


Figure 4-11. Evolution du taux de plissement moyen en fonction du rayon équivalent surfacique moyen R_S .

Les résultats indiquent que le plissement augmente avec le développement de la flamme pour tous les mélanges, et que le mélange d'isooctane, qui présente le Lewis le plus élevé, possède le taux de plissement le plus faible. Ceci va dans le sens que le mélange air-carburant le plus sensible à l'étirement présente le front de flamme le moins plissé. En effet comme présenté au paragraphe 1.3.3, un nombre de Lewis élevé entraîne une diminution des instabilités thermodiffusives conduisant à un effet stabilisant sur le front de flamme et diminuant ainsi le plissement et la vitesse de flamme. Des comportements similaires ont été décrits par Renou et Boukhalfa [10] pour des mélanges méthane-air, propane-air et hydrogène-air présentant eux-aussi des S_L^0 identiques mais des Lewis différents. D'autre part il semble que l'augmentation de plissement soit plus importante pour l'isooctane que pour le méthane et le propane. Pajot [83] a mesuré des niveaux de plissement de même ordre de grandeur (8 pour un rayon de 7,5 mm) pour des mélanges pauvres propane-air dans le même moteur à 2000 tr.min^{-1} . Etant donné que le plissement du méthane et du propane augmente très faiblement en comparaison de l'isooctane, il semble que ces deux mélanges aient

quasiment atteint leur régime de propagation établi. Comme le plissement de l'isooctane augmente plus fortement, le régime de propagation n'est certainement pas établi. Son nombre de Lewis élevé pourrait être une explication quant à son retard dans la stabilisation de la propagation de flamme. Toutefois il est difficile de dégager une conclusion claire de ces observations du fait des écart-types observés sur le rayon équivalent périmétrique R_p (jusqu'à 25%) qui sont principalement causés par les instabilités cycliques inhérentes au moteur à combustion interne.

4.3.4 Vitesse de propagation de flamme

Les vitesses de propagation équivalentes S_{R_S} calculées avec la relation (4.4) sont présentées en fonction du rayon équivalent R_S dans la Figure 4-12.

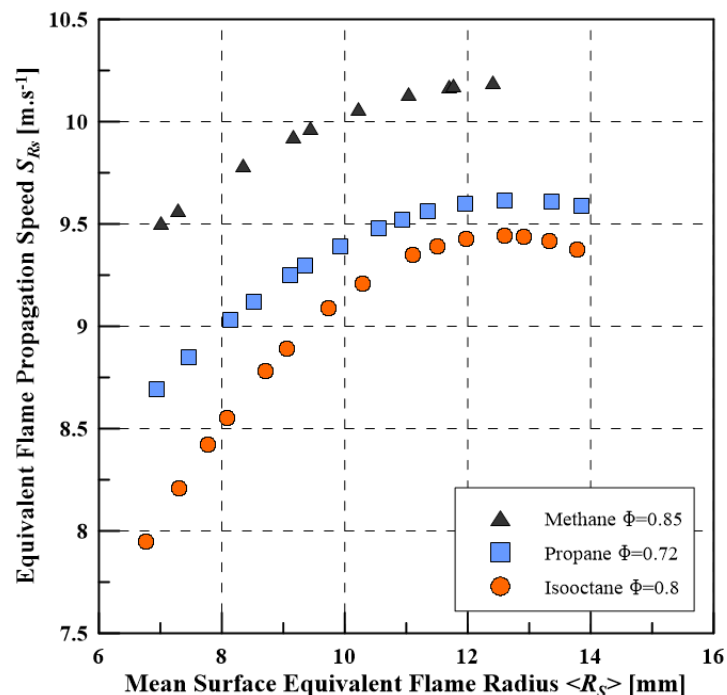


Figure 4-12. Evolution de la vitesse de propagation équivalente S_{R_S} en fonction du rayon équivalent R_S .

Les mélanges peuvent être classés du plus lent au plus rapide de la manière suivante : isooctane, propane, méthane. Ce classement est le même que celui observé à 2000 tr.min⁻¹ sur la Figure 3-14 du chapitre précédent et correspond aussi au classement des S_L^0 donné dans la Figure 4-9. Concernant l'effet du régime moteur, les résultats obtenus ici semblent en accord avec les valeurs de vitesses mesurées à 1400 tr.min⁻¹ qui sont supérieures, l'augmentation du régime favorisant l'augmentation de la vitesse de propagation. La Figure 4-12 montre également que les vitesses atteignent un plateau pour des rayons supérieurs à 12 mm environ. Ceci peut s'expliquer par l'interaction flamme-paroi du piston (Foucher [94] et Foucher et al. [95]).

4.3.5 Étirement de flamme

L'étirement global de la flamme a été calculé à partir de l'expression (4.5). Les mélanges affichent des niveaux d'étirement compris entre 3000 et 1500 s⁻¹ pour des rayons de flamme allant de 7 à 14 mm comme le montre la Figure 4-13.

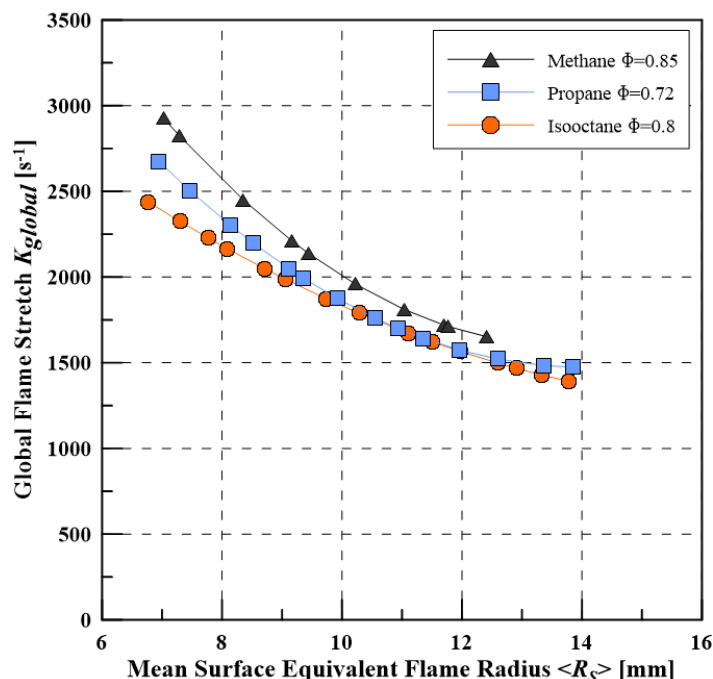


Figure 4-13. Evolution de l'étirement global en fonction du rayon équivalent surfacique moyen.

Les valeurs obtenues sont légèrement inférieures à celles observées à 1400 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$ dans le paragraphe 3.3.3 mais semblent approcher les valeurs obtenues par Aleiferis et al.[44] à 1500 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$. Les différences entre les niveaux d'étirement sont plus importantes pour les rayons inférieurs à 9 mm, principalement dues aux différences de vitesse de propagation visibles sur la Figure 4-12. Le Tableau 4-3 compare les différents niveaux d'étirement obtenus pour des mélanges méthane-air et isooctane-air.

Etude	Aleiferis et al. [44] Figure 1-28 1500 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$ $\Phi=1$	Chapitre 1. Figure 3-10 1400 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$ $\Phi_{\text{CH}_4}=0,85$ $\Phi_{\text{C}_8\text{H}_{18}}=0,80$	Ce chapitre. Figure 4-13 1200 $\text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$ $\Phi_{\text{CH}_4}=0,85$ $\Phi_{\text{C}_8\text{H}_{18}}=0,80$
Méthane $7 < R_s < 12$ mm	3000-1800 s^{-1}	3350-2050 s^{-1}	3000-1600 s^{-1}
Isooctane $7 < R_s < 14$ mm	2200-1500 s^{-1}	3100-2060 s^{-1}	2500-1400 s^{-1}

Tableau 4-3. Comparaison des niveaux d'étirement mesurés en moteur à allumage commandé dans différentes études

L'effet du régime moteur et donc de l'intensité turbulente est confirmé ici, conduisant à une augmentation de l'étirement global. Qualitativement, les flammes de méthane ont des niveaux d'étirement plus élevés que l'isooctane quelles que soient les conditions. Quantitativement, la comparaison entre les résultats d'Aleiferis et les nôtres est plus délicate à faire puisqu'aucune indication quant à l'aérodynamique interne et donc la turbulence dans la chambre de combustion n'est fournie.

4.3.6 Sensibilités des mélanges à l'étirement de flamme en moteur à allumage commandé

A la manière des études réalisées sur des flammes sphériques laminaires en expansion et de ce qui a été réalisé dans le chapitre précédent, la Figure 4-14 représente la vitesse de propagation S_{Rs} en fonction de l'étirement global K_{global} .

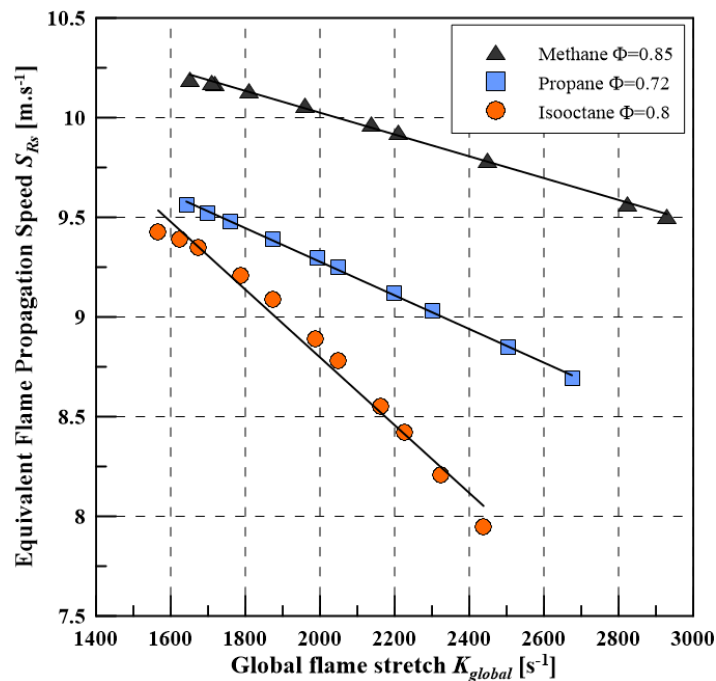


Figure 4-14. Vitesse de propagation S_{Rs} en fonction de l'étirement K_{global}

Il semble que, pour tous les mélanges, la vitesse de propagation peut être reliée à l'étirement par un modèle linéaire de la même forme que celui de Clavin[16] (équation (1.13)). La sensibilité à l'étirement de chaque mélange est alors déterminée comme la pente des droites de la Figure 4-14, présentée dans le Tableau 4-4. Les mélanges peuvent être classés du plus sensible au moins sensible de la manière suivante: isooctane, propane, méthane, inversement au classement du nombre de Lewis. Ce classement est cohérent non seulement avec les résultats obtenus en visualisation directe mais également avec les tendances observées dans la littérature en régime laminaire.

Carburant	Méthane	Propane	Isooctane
Chapitre 4 - 4.3.6 1200 tr.min ⁻¹	0,55	0,74	1,7
Chapitre 1 - 3.3.4 1400 tr.min ⁻¹	1,77	3,08 ($\Phi=0,8$)	3,56

Tableau 4-4. Sensibilités à l'étirement en millimètres mesurées sur la Figure 4-14. Comparaison avec le Chapitre 1.

Les valeurs de sensibilités à l'étirement obtenues dans le présent chapitre sont très différentes de celles déterminées dans le chapitre 3, certainement dû à la méthode utilisée proprement dite. En effet les mesures par tomographie sont réalisées dans un plan alors que la visualisation directe donne une surface de flamme projetée dans le plan du piston surestimant ainsi la surface de flamme réelle. De plus, le régime moteur est plus faible, ainsi que la richesse du propane, bien que cette légère modification de richesse ne doive pas engendrer de différence importante sur la sensibilité à l'étirement. Toutefois, il est important de constater que le classement des mélanges en terme de sensibilité à l'étirement est conservé.

Les valeurs déterminées sur la Figure 4-14 ont également été comparées à des valeurs de longueurs de Markstein issues de la littérature et mesurées à 1 bar, 400K en écoulement laminaire. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4-5.

Carburant	Méthane	Propane	Isooctane
Chapitre 4	0,55	0,84	1,7
Chapitre 2. (modèle d'extraction non linéaire : équation (2.8))	0,46	0,79 ($\Phi=0,8$)	1,03
Halter et al. [23] (modèle non linéaire)			1,4
Bradley et al. [20] (modèle linéaire, équation (1.13))			2,2
Gu et al. [87] (modèle linéaire)	0,45 ($\Phi=0,8$)		

Tableau 4-5. Comparaison des sensibilités aux longueurs de Markstein mesurées à 1 bar, 400K en écoulement laminaire.

Il est intéressant de constater que les valeurs issues des expériences en moteur à accès optiques sont en bonne adéquation avec les longueurs de Markstein mesurées à 1 bar, 400K en laminaire, malgré les niveaux de température et de pression différents. Par exemple, dans le cas de l'isooctane, sur une plage de rayon équivalent de flamme entre 7 et 12 mm, la pression et la température augmentent respectivement de 9 à 10,6 bar et de 580 à 630K. L'augmentation de ces deux paramètres et plus particulièrement de la pression entraîne une diminution de la longueur de Markstein. A 5 bar et 400K, Gu et al.[87] et Bradley et al.[20] ont mesuré des longueurs de Markstein de -0,37 et 0,779 mm respectivement pour le méthane et l'isooctane à richesse 0,8. Il serait par conséquent logique que les longueurs de Markstein en moteur soient inférieures à ces valeurs relevées dans la littérature à cause de la pression plus importante dans le moteur. Cependant les valeurs de sensibilité à l'étirement mesurées en moteur à allumage commandé doivent être prises avec précaution en particulier du fait que :

- la technique optique utilisée ne permet de réaliser des mesures que dans un plan sans prendre en compte l'aspect tridimensionnel de la flamme
- la mesure de l'étirement global, qui ne peut donc pas correspondre à l'étirement réellement subi par la flamme
- l'augmentation de la vitesse de propagation n'est pas seulement due à la réponse de la flamme aux effets d'étirement mais aussi à l'augmentation du plissement
- les instabilités cycliques inhérentes au moteur à allumage commandé qui sont responsables de dispersions plus ou moins importantes sur les différentes grandeurs mesurées

Toutefois, d'un point de vue qualitatif, la comparaison des sensibilités à l'étirement d'un carburant à l'autre, et le classement qui s'en dégage sont cohérents avec les tendances observées non seulement avec la visualisation directe de flamme dans le même moteur mais aussi en propagation laminaire.

Pour essayer de mieux comparer, une vitesse adimensionnée et un nombre de Karlovitz représentant un étirement sans dimension ont été calculés à l'aide des relations suivantes, dans le but de s'affranchir des légères différences de S_L^0 entre les mélanges.

$$S_{f,adim} = \frac{\rho_b S_{RS}}{\rho_u S_L^0} \quad (4.9)$$

$$Ka = \frac{\delta_L^0 K}{S_L^0} \quad (4.10)$$

Où ρ_b et ρ_u sont respectivement la densité des gaz brûlés et frais, calculées par CHEMKIN en utilisant les données de pression et température cylindre comme conditions initiales. δ_L^0 est l'épaisseur de flamme laminaire calculée à l'aide de la relation (1.4). La vitesse de flamme adimensionnée est tracée en fonction du Karlovitz dans la Figure 4-15.

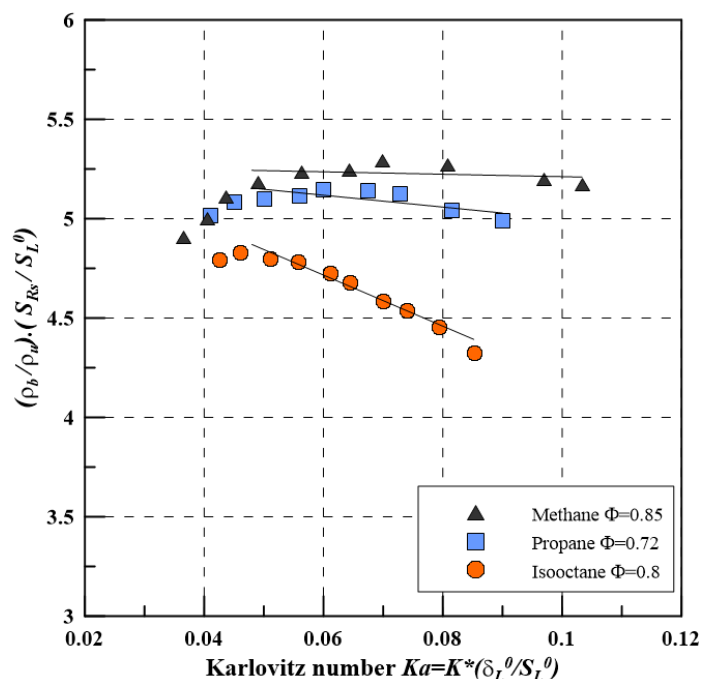


Figure 4-15. Vitesse adimensionnée en fonction du Karlovitz.

En s'intéressant à la première partie de la combustion, c'est-à-dire pour des nombres de Karlovitz compris entre 0,1 et 0,05 qui correspondent à des rayons de flamme entre 7 et 10 mm, la vitesse de flamme adimensionnée augmente avec la diminution du Ka . Cette tendance correspond à l'augmentation de S_{R_s} avec le rayon équivalent de flamme. Lorsque le rayon de flamme devient supérieur à 10 mm, S_{R_s} commence à stagner pour tous les mélanges tandis que le S_L^0 continue d'augmenter impliquant ainsi un changement de pente dans les courbes de la Figure 4-15. En regardant de plus près les courbes pour des Karlovitz entre 0,1 et 0,05, la vitesse adimensionnée peut être reliée au Karlovitz par un modèle linéaire comme sur la Figure 4-14. Ainsi une vitesse de flamme adimensionnée à étirement nul peut être extraite des courbes par extrapolation linéaire. Les valeurs ainsi obtenues pour le méthane, le propane, et l'isooctane sont de 5,36; 5,30 et 5,49 respectivement, ce qui correspond à un écart-type de 2%. De ce fait la seule différence entre les mélanges du point de vue de la combustion est leur réponse à l'étirement qui est quantifiée par le nombre de Lewis ou bien, dans le cas de la Figure 4-15, du nombre de Markstein. Les pentes mesurées sur la Figure 4-15 donnent des nombres de Markstein de 0,6 ; 3 et 12,8 respectivement pour le méthane, le propane et l'isooctane.

4.3.7 Courbure de flamme

A partir de chaque image, la Fonction de Densité de Probabilité (PDF) de la courbure a été obtenue, calculée à partir des 50 images et à angle vilebrequin fixe ce qui permet d'obtenir une évolution temporelle de la courbure moyenne au cours du cycle. Les PDF ont été normalisées afin d'obtenir une aire égale à un, puis approximée par des lois gaussiennes. Ceci permet d'obtenir une valeur moyenne de la courbure notée $\langle h \rangle$ qui est l'abscisse correspondant au pic de la gaussienne ainsi qu'un écart-type noté σ comme le décrit la Figure 4-16.

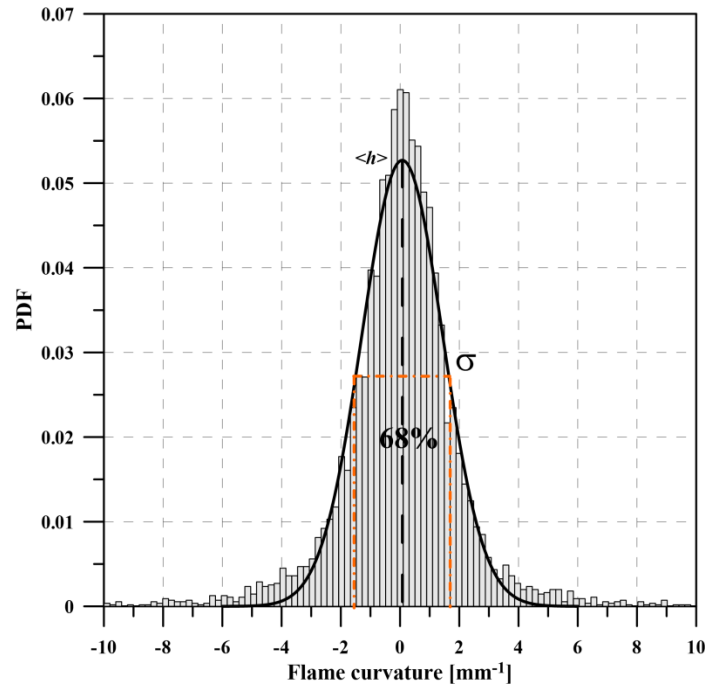


Figure 4-16. Exemple de PDF de courbure pour le propane à -15,6 DV

L'évolution de la courbure moyenne et de l'écart-type ainsi calculé est montrée en fonction du rayon équivalent R_S dans les Figure 4-17 et Figure 4-18. La courbure moyenne a pour valeur $0,03 \text{ mm}^{-1}$ et ce pour tous les mélanges. L'effet du nombre de Lewis n'est donc pas discernable à partir de nos mesures de courbures. De même, la valeur quasi-constante de σ pour tous les mélanges, entre $1,3$ et $1,4 \text{ mm}^{-1}$, nous indique une distribution des courbures statistiques identiques.

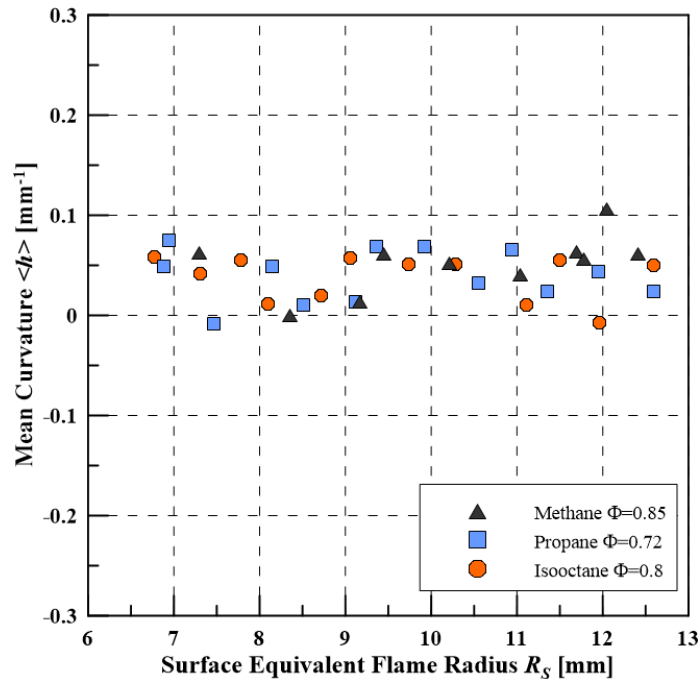


Figure 4-17. Courbure moyenne de flamme en fonction du rayon équivalent R_S .

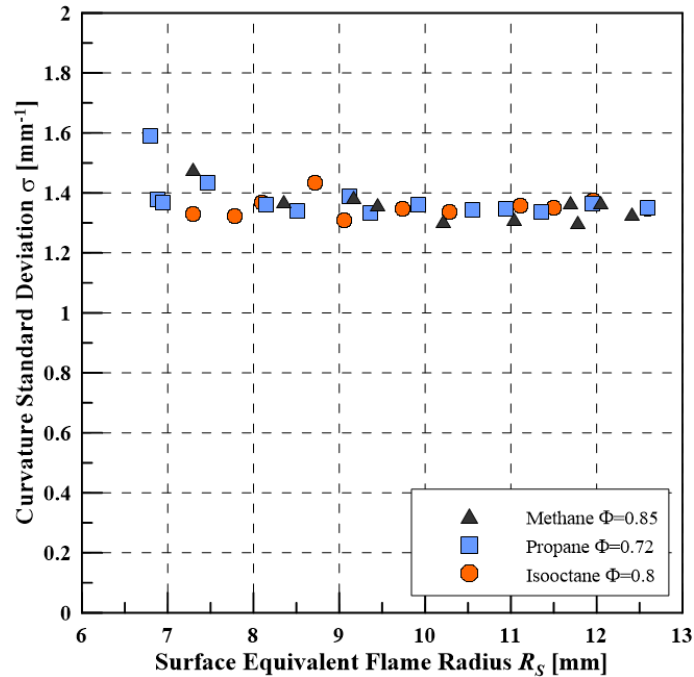


Figure 4-18. Evolution de l'écart-type sur la courbure en fonction du rayon équivalent R_S .

A partir des PDF de courbures, il est possible d'estimer la contribution de la courbure à l'étirement, notée K_c , en multipliant la courbure par la vitesse de flamme laminaire non étirée comme le montre la relation (1.9) (Candel et Poinsot [14]) :

$$K_c = S_L^0(h_1 + h_2) \quad (4.11)$$

Où h_1 et h_2 sont les courbures principales de la surface de flamme dans les principales directions de la propagation de flamme.

Etant donné que les mesures sont réalisées par tomographie laser, seule la courbure locale h est mesurée. Toutefois, il a été montré par Shepherd et Ashurst [96] que la forme de la PDF de h était similaire à celle de h_1+h_2 . Les approximations gaussiennes des PDF de l'étirement de courbure, calculées à partir du produit $S_L^0 \cdot h$, sont présentées pour 3 valeurs différentes de rayons équivalents R_S sur la Figure 4-19. Les PDF sont centrées autour d'un étirement nul pour tous les mélanges, avec une variation de -2000 à 2000 s^{-1} , ce qui est du même ordre de grandeur que ceux de Figure 4-13. Une différence entre les mélanges est observée sur la largeur des PDF. En effet les PDF peuvent être classées de la plus étroite à la plus large de la manière suivante : isooctane, propane, méthane. Ce classement est identique à celui des valeurs de S_L^0 (Figure 4-9). Les différences entre les PDF sont donc clairement dues aux différences de S_L^0 . Par conséquent une augmentation du nombre de Lewis ne semble pas modifier le front de flamme puisque les PDF de courbure sont presque identiques pour les trois mélanges à rayon donné et l'étirement de courbure ne diffère qu'à cause de la différence de S_L^0 .

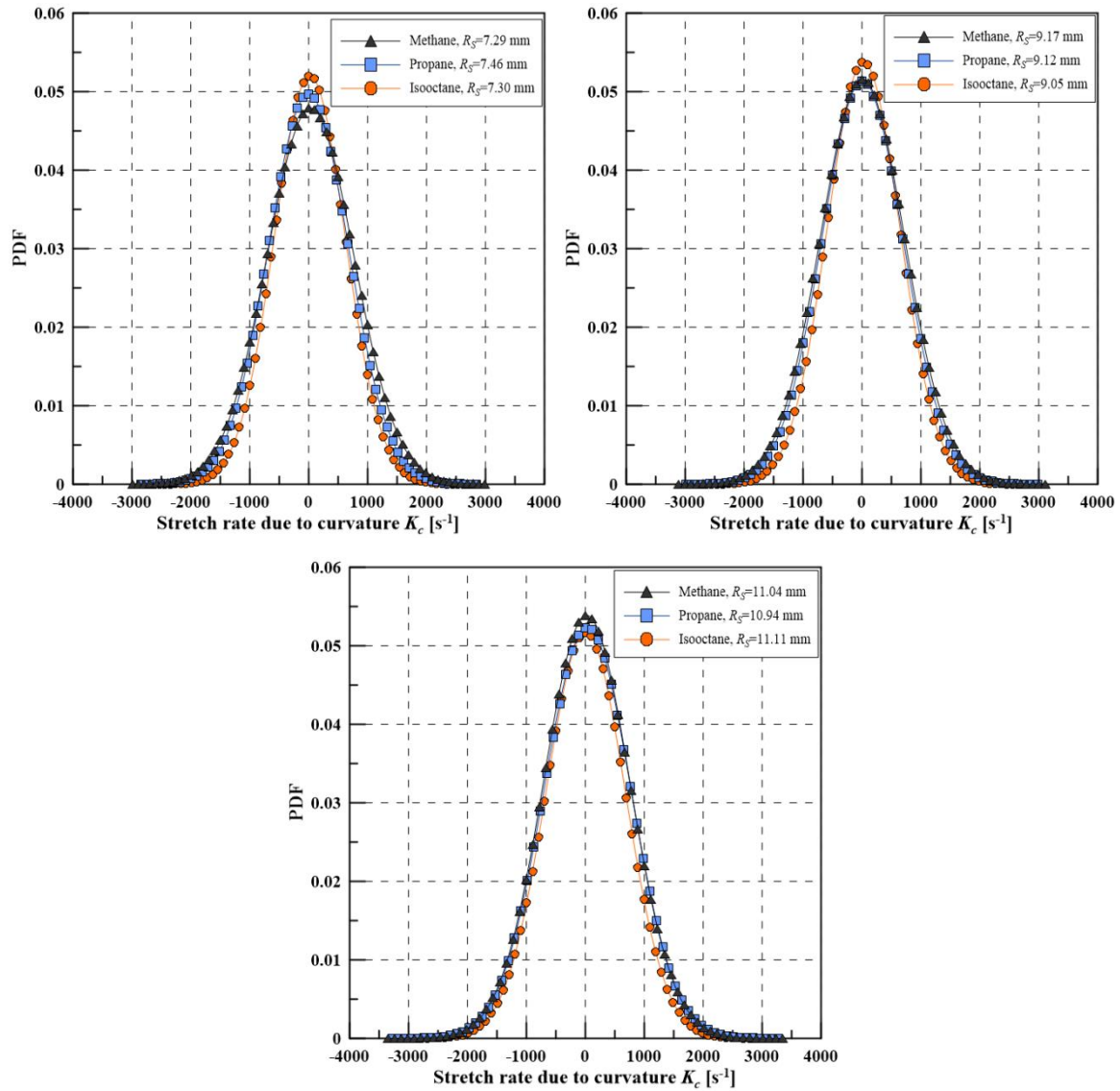


Figure 4-19. PDF d'étirement lié à la courbure pour des rayons équivalents de flamme de 7,3; 9,1 et 11mm.

4.3.8 Analyse thermodynamique: fraction de masse brûlée

La fraction de masse brûlée a été calculée à partir du taux de dégagement de chaleur de combustion de chaque mélange (décrit au Chapitre 2). La Figure 4-20 présente l'évolution de la fraction de masse brûlée jusqu'à 50% en fonction de l'angle vilebrequin. Les courbes montrent que les mélanges ne brûlent pas au même instant ni à la même vitesse. En effet les courbes présentent des évolutions similaires au rayon R_f et le classement observé ici est identique à celui observé sur les vitesses de propagation. Les mélanges sont brûlés dans cet ordre : méthane, propane, isoctane. Ainsi le classement de fraction de masse brûlée obtenu à partir des mesures de pression cylindre peut être relié à la vitesse de propagation des mélanges et donc à leur réponse à l'étirement, c'est-à-dire leur nombre de Lewis.

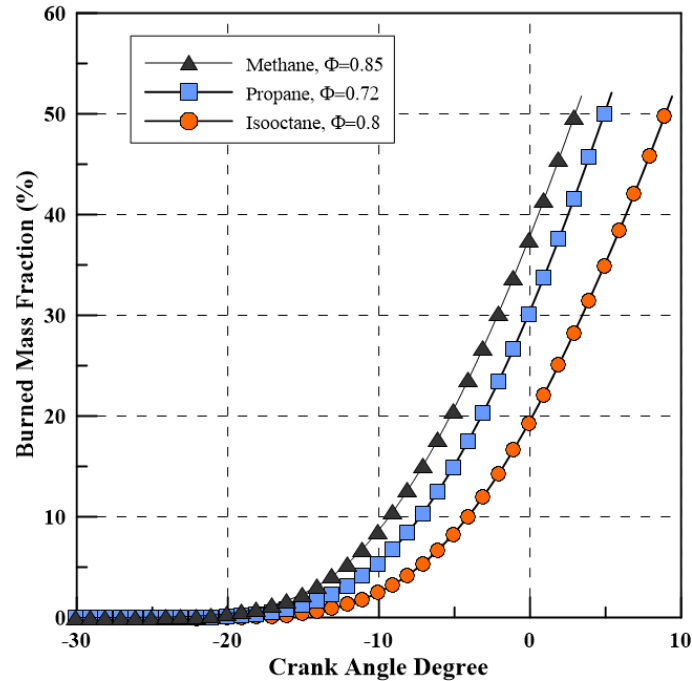


Figure 4-20. Fraction de masse brûlée en fonction de l'angle vilebrequin.

A partir de la Figure 4-20, les angles vilebrequin pour lesquels 5 et 10% de la masse du mélange sont brûlés peuvent être estimés. Comme le montre la Figure 4-21, le CA05 et le CA10 peuvent être reliés linéairement au nombre de Lewis. Plus le nombre de Lewis est important, plus la combustion est retardée : une augmentation du nombre de Lewis de 0,99 à 2,85 conduit à une augmentation du CA05 et du CA10 de 5 DV. La sensibilité du mélange à l'étirement impacte nettement le phasage et le développement de la combustion et ainsi le rendement moteur. Cela est indiqué par le CA50, bon indicateur pour vérifier si la combustion est phasée de manière optimale dans le cycle, ce qui donne le rendement moteur maximum, tracé en fonction du Lewis sur la Figure 4-22. Comme pour le CA05 et le CA10, le CA50 semble être une fonction linéaire du nombre de Lewis et augmente avec ce dernier.

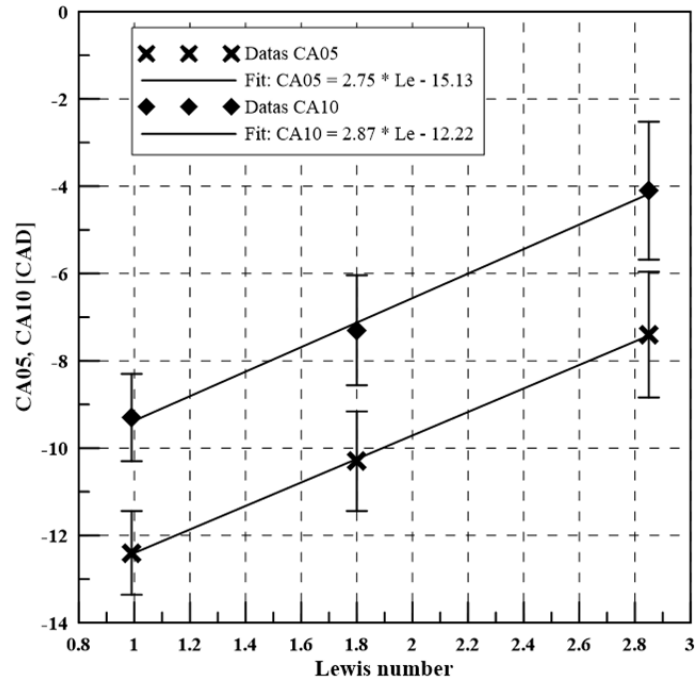


Figure 4-21. CA05 et CA10 en fonction du nombre de Lewis.

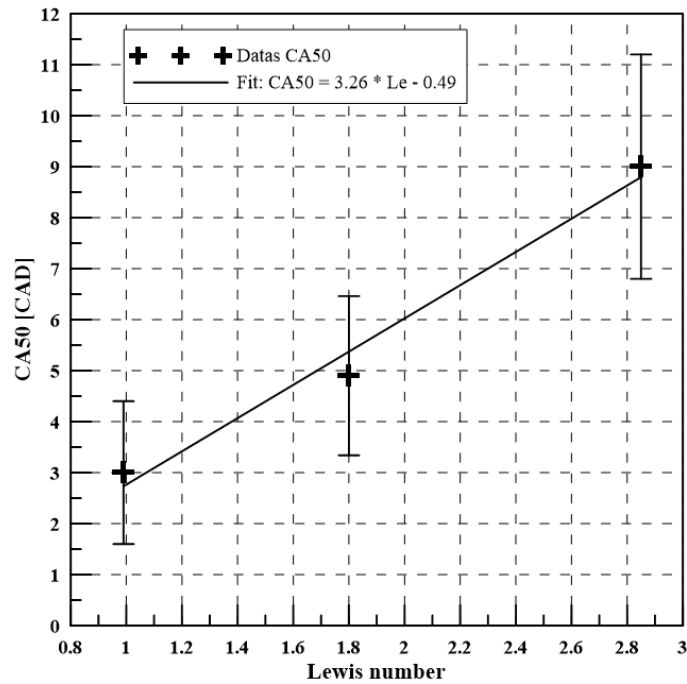


Figure 4-22. CA50 en fonction du nombre de Lewis.

4.4 Conclusion

La tomographie par diffusion de Mie a été appliquée afin d'étudier l'impact des instabilités thermodiffusives, à partir nombre de Lewis et de la sensibilité à l'étirement, sur le développement du noyau de flamme et le dégagement de chaleur dans un moteur à accès optiques.

Trois mélanges air-carburant, pauvres, présentant des vitesses de flamme laminaire non étirée quasi-identiques et des nombres de Lewis différents ont été sélectionnés. Les expériences ont été réalisées dans un moteur à accès optiques fonctionnant à 1200 tr.min^{-1} , à la pression d'admission de 0,7 bar et avec une avance à l'allumage de 30 DV avant le PMH. Les images obtenues à partir d'une caméra rapide ont révélé des différences entre les mélanges en termes d'évolution du rayon de flamme et de vitesse de propagation et ce, même si les mélanges possèdent le même S_L^0 . Ces différences semblent être dues à la sensibilité à l'étirement des mélanges qui présentent le même classement que celui identifié dans le chapitre précédent à partir de la visualisation directe et qu'en propagation laminaire. Plus le nombre de Lewis est grand et plus la vitesse de propagation de flamme est impactée et diminue à étirement élevé.

Le plissement global ainsi que la courbure locale du front de flamme ont également été étudiés. Si les niveaux de courbure semblent identiques pour un rayon donné pour l'ensemble des mélanges, suggérant un étirement local similaire, le plissement a montré des différences d'un mélange à l'autre. Les plissements du méthane et du propane semblent très similaires et constants avec l'augmentation du rayon de flamme tandis que celui de l'isooctane apparaît comme plus faible et augmente avec le rayon de flamme. Ce résultat est quelque peu incohérent avec les tendances données par la courbure mais il pourrait être expliqué par les variations cycliques du rayon équivalent périmétrique. Les travaux qui suivent ce chapitre tenteront d'éclaircir ce point à l'aide d'expériences réalisées dans une chambre sphérique de combustion turbulente.

Pour finir, la fraction de masse brûlée déduite de la mesure de pression cylindre a révélé différentes évolutions selon le mélange utilisé. En effet le phasage de la combustion n'est pas le même pour les mélanges qui brûlent du plus en avance au plus en retard de la façon suivante : méthane, propane, puis isooctane. Ceci est dû à la différence de vitesse de propagation entre les mélanges qui est directement liée à la réponse à l'étirement de chaque mélange, autrement dit à leur nombre de Lewis. Des relations linéaires entre CA05, CA10 et CA50 et le nombre de Lewis ont effectivement été trouvées, prouvant ainsi l'impact de la sensibilité à l'étirement sur le dégagement de chaleur et donc sur les performances du moteur.

Chapitre 5. Etude de la propagation de flamme dans une chambre sphérique de combustion turbulente

5.1 Introduction

Les deux chapitres précédents ont permis de montrer l'influence de la sensibilité à l'étirement des mélanges sur le développement de la flamme en moteur à allumage commandé et sur le phasage de combustion dans le cycle moteur. L'interaction flamme-turbulence reste un phénomène complexe et il est difficile à partir des résultats précédents d'établir une conclusion définitive de l'effet du nombre de Lewis sur la courbure de flamme et le plissement. Pour avoir une variation importante de la turbulence, il a donc été choisi de réaliser la comparaison des mêmes mélanges dans une configuration expérimentale plus simple : une chambre de combustion sphérique dont l'aérodynamique interne a été complètement caractérisée dans les travaux de Galmiche et al. [97]–[99]. La turbulence générée est homogène et isotrope à pression et température constantes avec la même intensité turbulente que celle évaluée dans le moteur à accès optiques. De plus, la sphère possède des accès optiques plus grands que le moteur, ce qui permet de réaliser une analyse plus locale de la vitesse de propagation du front de flamme et ce avec une meilleure définition spatiale.

L'objectif de ce chapitre est donc de valider l'effet de la turbulence sur la flamme observée en visualisation directe sur moteur à accès optiques à travers la variation du régime moteur. La recherche d'une loi unifiée pour la description de la propagation des flammes turbulentes de prémélange en expansion est une problématique très présente dans la littérature car ce type de loi pourrait servir à l'amélioration des simulations LES en particulier pour le cas du moteur à allumage commandé. Galmiche[99], à partir des travaux de Chaudhuri et al. [100], [101], a proposé une corrélation de vitesse de flamme turbulente de prémélange en expansion, qui sera ici discutée.

5.2 Dispositif expérimental

5.2.1 La sphère de combustion turbulente

La sphère de combustion turbulente, est une chambre pouvant fonctionner jusqu'à des pressions et températures initiales de 10 bar et 473 K, avec des procédés d'injection des gaz et carburants liquides et d'allumage similaires à ceux de l'enceinte laminaire (décrits dans le paragraphe 2.3.1). La sphère est équipée de 6 ventilateurs positionnés au sommet d'un octaèdre à 8 triangles comme représenté dans la Figure 5-1 et la Figure 5-2.

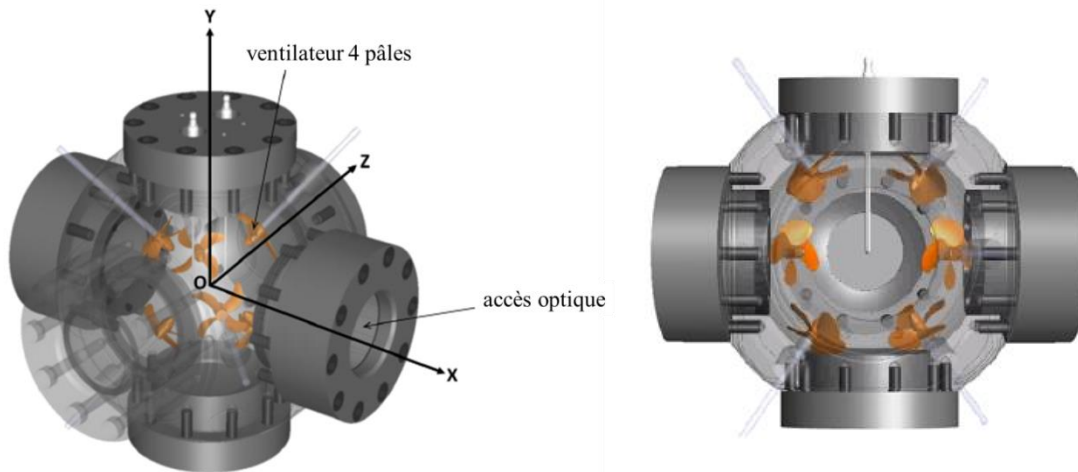


Figure 5-1. Représentation schématique de la sphère de combustion turbulente.

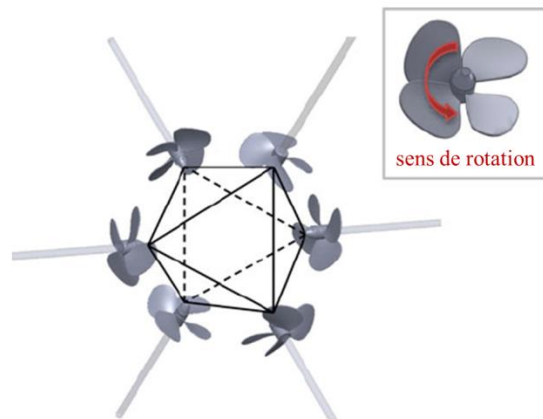


Figure 5-2. Positionnement et sens de rotation des ventilateurs.

Cette chambre d'un diamètre intérieur de 200 mm est équipée de quatre hublots en quartz d'un diamètre de 70 mm permettant ainsi une visualisation complète de la zone centrale de la chambre. La turbulence est générée par six ventilateurs de 40 mm de diamètre et de 35,6 mm de pas. La distance séparant deux ventilateurs opposés est de 132 mm. Les ventilateurs ont été utilisés en mode « soufflant » de façon à diriger l'écoulement vers le centre de la chambre. Ces ventilateurs sont directement couplés à des moteurs électriques dont les variateurs de vitesse sont indépendants. La caractérisation complète de l'enceinte par Galmiche et al.[97] a permis de montrer que la turbulence au

centre de l'enceinte pouvait être assimilée à une turbulence homogène isotrope, comme le montre par exemple la Figure 5-3 : dans un rayon de 20 mm au centre de l'enceinte, les vitesses moyennes ainsi que les fluctuations de vitesses sont identiques et quasiment constantes dans les trois directions de l'espace.

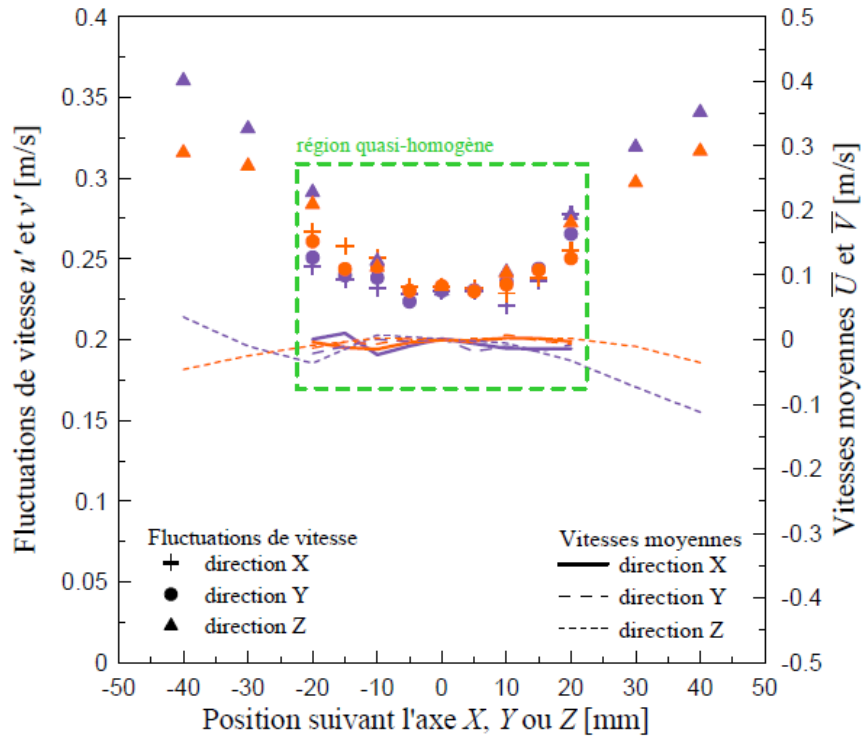


Figure 5-3. Evolution spatiale des fluctuations de vitesses et vitesse moyenne pour une vitesse de ventilateur de 2000 tr.min^{-1} . Composante horizontale U en orange, verticale V en violet. Mesures LDV (Laser Doppler Velocimetry) réalisées dans le plan XOY (cf. Figure 5-1). Galmiche[99].

En outre le rapport des fluctuations de vitesses u' et v' , appelé rapport d'isotropie et présenté dans la Figure 5-4, affiche une valeur égale à l'unité et quasiment constante dans cette même sphère de 20 mm de rayon autour du centre de la chambre de combustion, justifiant ainsi l'isotropie de la turbulence dans l'enceinte.

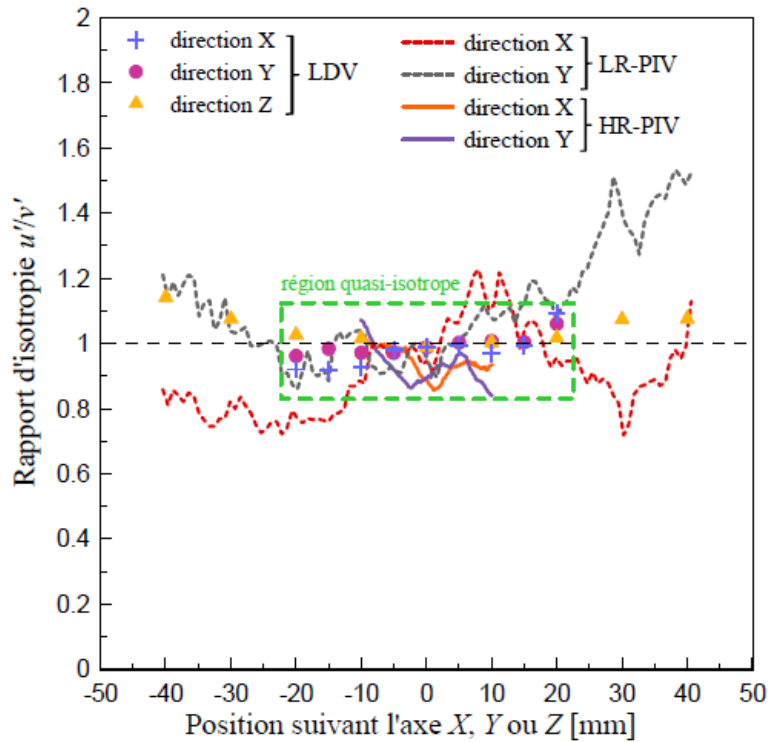


Figure 5-4. Rapport d'isotropie de la turbulence le long des trois directions de l'espace obtenu à partir de mesures PIV et LDV à 2000 tr.min^{-1} . Galmiche [99].

L'intensité turbulente étant directement reliée à la vitesse de rotation des ventilateurs suivant une loi linéaire (cf. Figure 5-5), une vitesse de rotation de ventilateurs de 6000 tr.min^{-1} a été choisie pour obtenir une intensité turbulente similaire à celle estimée pour le moteur à accès optiques fonctionnant à 1200 tr.min^{-1} : 1 m.s^{-1} . Afin d'observer l'effet de la turbulence sur la propagation de la flamme, 2 autres vitesses ont été étudiées : 5000 et 7000 tr.min^{-1} , qui génèrent respectivement des intensités turbulentes de $0,86$ et $1,21 \text{ m.s}^{-1}$.

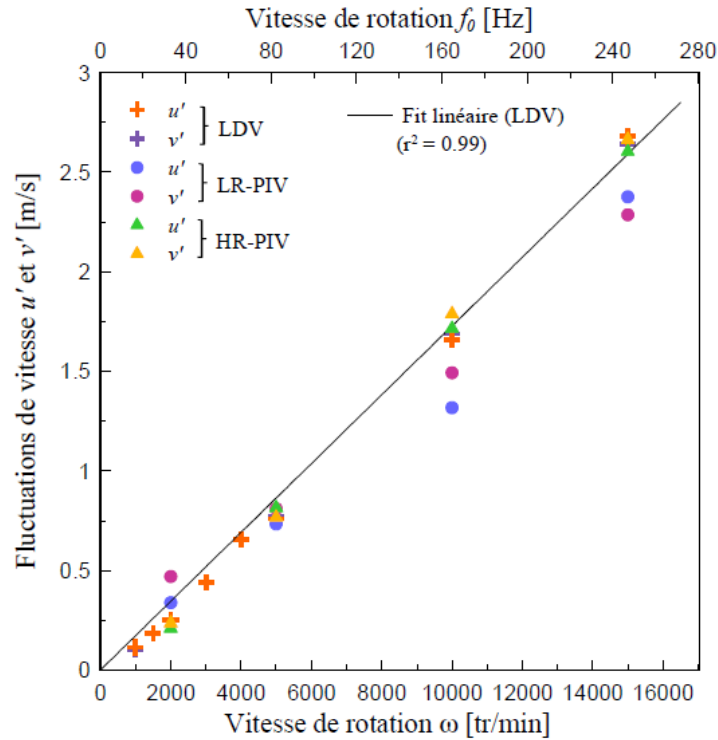


Figure 5-5. Evolution des fluctuations de vitesses en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs.
 $u' \approx v' = 0.0104 * \omega$.

La pression et la température initiales sont fixées à 1 bar et 400K comme dans pour la sphère de combustion laminaire. Les mélanges testés dans cette étude sont identiques au chapitre précédent. Pour chaque configuration de mélange et régime, dix essais consécutifs ont été réalisés. Les graphiques présentés par la suite présenteront ainsi l'ensemble des tirs réalisés pour chaque mélange à un régime donné.

5.2.2 Acquisition et analyse des images

Comme pour le Chapitre 4, la technique optique utilisée est la tomographie laser par diffusion de Mie des particules. La nappe laser a été créée dans le plan XOY (Figure 5-1) à l'aide d'un laser Nd:YAG Dual-Hawk HP de marque Quantronix couplée à deux lentilles : la première sphérique de focale 300 mm et la deuxième cylindrique de focale -25 mm. Une caméra rapide Phantom v1610, placée dans la direction normale à la nappe laser a été utilisée pour enregistrer les images tomographiques. Synchronisée avec le pulse laser, la vitesse d'acquisition a été fixée à 8000 images par seconde, avec une résolution d'images de 768x768 pixels² et un grandissement de 101,8 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. Comme pour les mesures tomographiques réalisées dans le moteur, l'ensemencement est constitué des gouttelettes d'huile de silicone. Le post-traitement des images est similaire : une image de fond sans ensemencement et sans combustion est soustraite à l'image brute afin d'éliminer le bruit de fond causé par les réflexions du laser sur les électrodes, les parois intérieures, les ventilateurs et les hublots. Les niveaux de gris sont ensuite inversés afin de rendre la détection de la flamme plus facile. L'inhomogénéité de la nappe laser, liée au profil gaussien de l'intensité du faisceau laser, est corrigée à l'aide d'une image de fond moyenne avec particules mais sans combustion. Cette image est réalisée à partir d'une

dizaine d'images instantanées enregistrées avant l'apparition de la flamme. Le choix du seuil est réalisé manuellement en se basant sur la différence de niveaux de gris entre les zones sombres et lumineuses de l'image corrigée. L'image binaire est alors obtenue à partir de ce seuil. Un masque est ensuite appliqué au niveau des électrodes et une procédure de détection de contour est appliquée sur l'image binaire. Le contour de flamme est approximé par un segment linéaire derrière les électrodes. Les différentes étapes de la binarisation sont résumées dans la Figure 5-6.

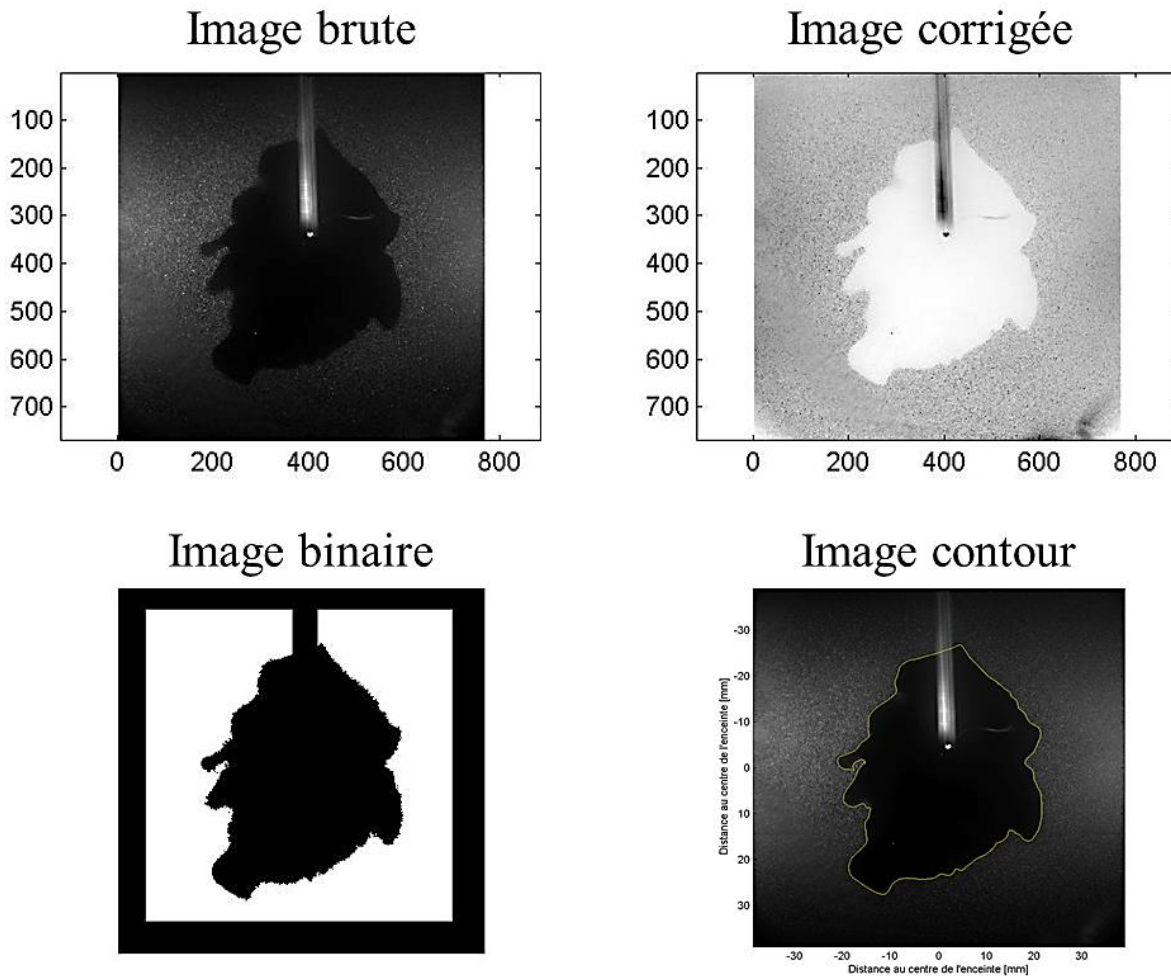


Figure 5-6. Étapes de la binarisation et de la détection de contour de flamme des images de tomographie

Il est à noter que le contour nécessite d'être filtré. En effet à cause du caractère discret de l'ensemencement, un bruit peut être observé sur l'image binaire au niveau de la limite entre zone noire et zone blanche. Un filtre spatial passe-bas avec une échelle de coupure de même ordre que l'épaisseur de la nappe laser (0,5 mm) est donc appliqué au contour dans le but de le lisser sans perdre les plus petites structures visibles du front de flamme.

A partir du contour, le rayon de surface R_S , le rayon de périmètre R_P , le plissement W , la vitesse de propagation équivalente S_{R_S} , l'étirement global K_{global} et la courbure h , peuvent être calculées à partir des relations de (4.1) à (4.6). Dans le but est d'obtenir une

vitesse locale de propagation dans la direction normale au contour de flamme, un traitement supplémentaire a été développé, basé sur la détermination du segment normal séparant deux contours successifs $C1$ et $C2$. L'équation de la droite normale au contour $C1$ en un point donné M de coordonnées (c_{x1}, c_{y1}) est calculée :

$$y_{normale} = -\frac{\Delta x}{\Delta y} \cdot x + b_{normale} \quad (5.1)$$

$$b_{normale} = c_{y1} + \frac{\Delta x}{\Delta y} \cdot c_{x2} \quad (5.2)$$

Où Δy et Δx sont respectivement les variations en ordonnée et en abscisse lorsque le contour est parcouru de 3 points en amont du point M à trois points en aval du point M .

Le contour $C2$ est ensuite approximé par un polynôme du second degré sur une zone proche du point M . L'intersection de ce polynôme avec la droite normale au contour $C1$ au point M est ensuite déterminée. La solution obtenue, de coordonnées (c_{x2}, c_{y2}) , permet de calculer la distance parcourue par le front de flamme dans la direction normale au contour $C1$ au point M .

$$distance = \sqrt{(c_{x2} - c_{x1})^2 + (c_{y2} - c_{y1})^2} \quad (5.3)$$

Cette méthode est schématisée dans la Figure 5-7. La vitesse locale est obtenue simplement en divisant la distance entre deux contours par l'intervalle de temps entre deux images. Avec une discrétisation de 200 points par contour, les vecteurs vitesses peuvent être affichés comme dans la Figure 5-8.

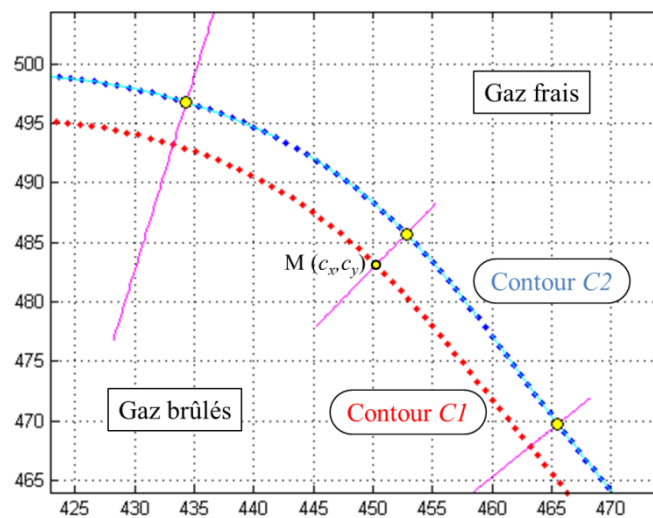


Figure 5-7. Détermination de la distance entre deux contours successifs.

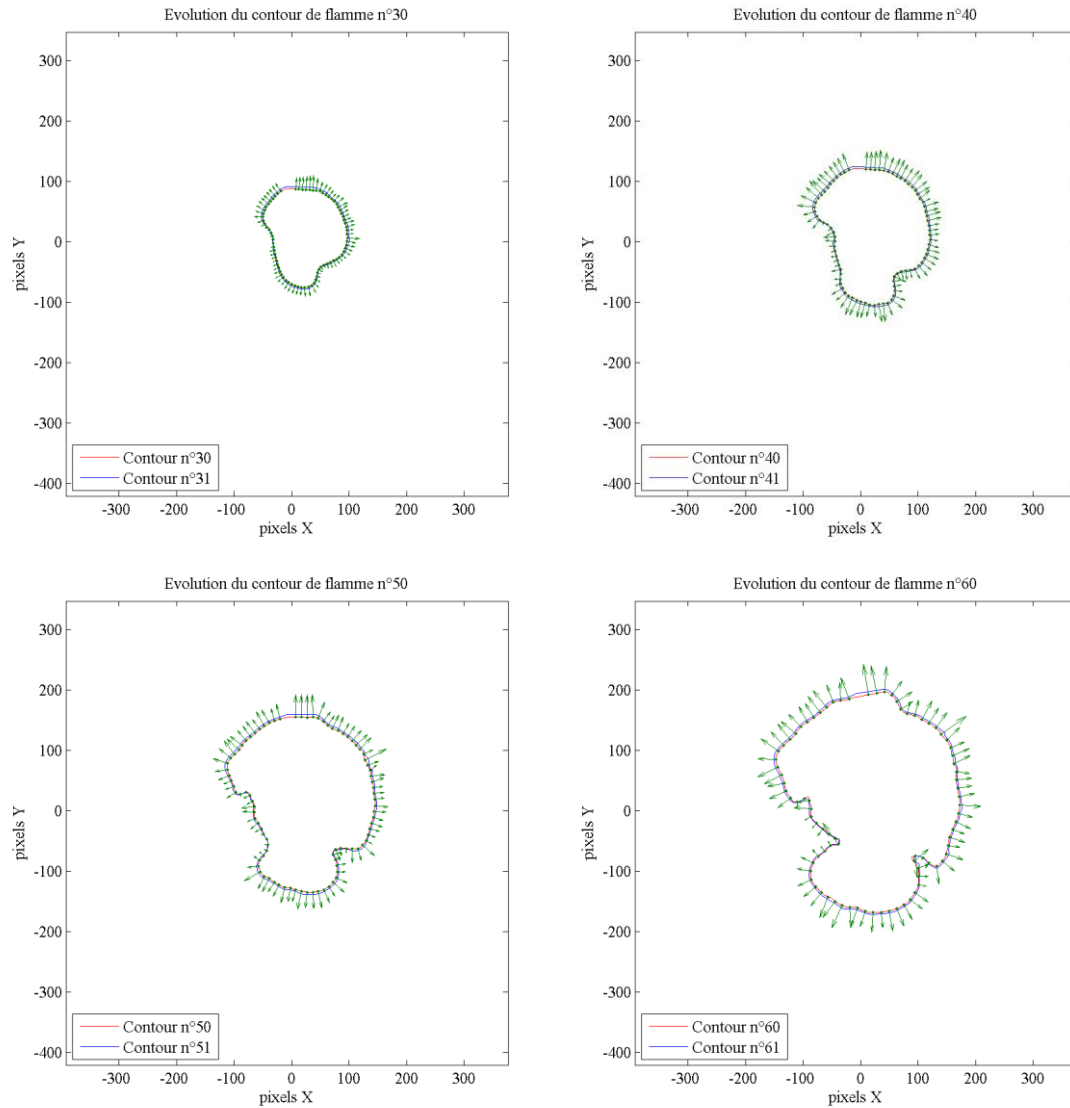


Figure 5-8. Exemple de tracé des vecteurs vitesses sur les contours de flamme.

Avec ce nombre de vecteurs vitesses, un traitement statistique peut être réalisé. Une première approche peut être l'utilisation de PDF comme pour la courbure. Cependant, comme le montre la Figure 5-9, la distribution de vitesses ne peut pas toujours être correctement représentée par une loi. Finalement, c'est une moyenne arithmétique et son écart-type qui ont été calculés pour le traitement statistique de la vitesse locale. De plus, il faut se rappeler que les vitesses sont toujours positives car calculées à partir d'une distance qui est positive. Les vitesses négatives qui peuvent apparaître notamment dans le cas de « cusp » sont donc négligées ici ce qui peut induire par moment une surestimation de la vitesse moyenne. Toutefois ces vitesses négatives restent rares sur les contours en présence.

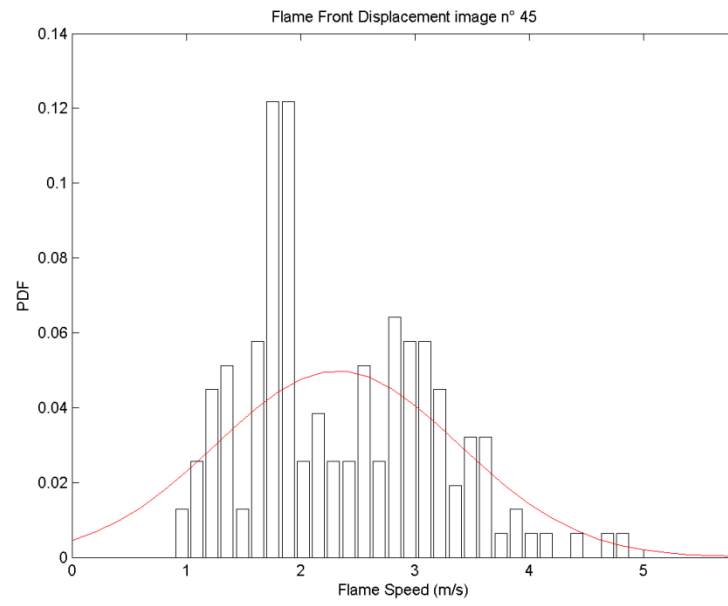


Figure 5-9. Exemple de PDF de vitesses qui ne peut pas être approximée par une loi gaussienne.

5.3 Résultats

5.3.1 Vérification des vitesses non étirée et des longueurs de Markstein en écoulement laminaire

Afin de s'assurer que l'utilisation de gouttelettes d'huile de silicone ainsi que le changement de dispositif expérimental ne modifient pas les propriétés des mélanges déjà sélectionnés dans le Chapitre 2, les vitesses de propagation de flamme non étirée ainsi que les longueurs de Markstein ont été estimées dans cette enceinte sans l'activation des générateurs de turbulence. Les résultats obtenus pour les trois mélanges de méthane, propane et iso-octane sont présentés sur la Figure 5.10. Le modèle d'extraction de vitesse non étirée est le modèle non linéaire décrit précédemment dans les paragraphes 1.5 et 2.3.2.

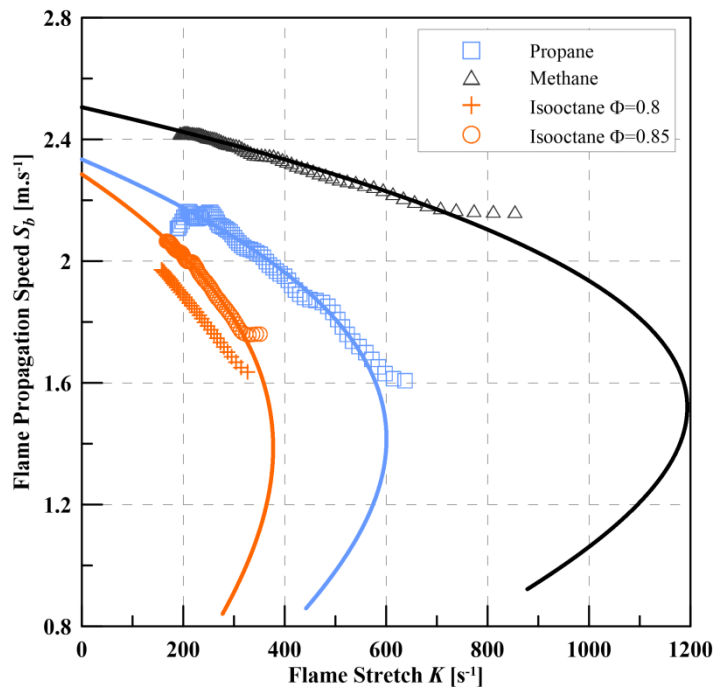


Figure 5-10. Vitesse de propagation en fonction de l'étirement en écoulement laminaire. 1 bar, 400K

Bien que les résultats semblent cohérents avec ceux du Chapitre 2 la vitesse pour le méthane quasiment identique et celle du propane légèrement plus faible, des différences plus notables sont à noter pour le mélange d'iso-octane à richesse 0,8 (symbole '+' Figure 5-10). En effet la vitesse de flamme non étirée mesurée ici est de 2,2 m.s⁻¹ contre 2,39 m.s⁻¹ dans l'autre enceinte et par ombroscopie (Chapitre 2). L'impact de la fraction d'air passant par l'ensemenceur, et donc de la quantité de gouttes d'huile, sur la vitesse de flamme laminaire S_L^0 de l'iso-octane a déjà été montré par Galmiche [99], entraînant un décalage des S_L^0 vers les mélanges riches comme le suggère la Figure 5-11 : l'iso-octane vaporisé serait partiellement absorbé par les gouttelettes d'huile de silicone, induisant ainsi une richesse réelle du mélange de gaz frais plus faible que la richesse de consigne. Ainsi pour retrouver un S_b^0 identique à ceux des mélanges de propane et de méthane, la richesse de consigne de l'iso-octane a été légèrement augmentée à une valeur de 0,85. Les

valeurs moyennes de S_b^0 et de longueur de Markstein finalement obtenues pour ces 3 configurations sont présentées dans le Tableau 5-1. Les écarts-types observés sur 3 expériences consécutives sont inférieurs à 3% pour la vitesse et à 5% pour la longueur de Markstein. Finalement les vitesses non étirées montrent un écart de 7,5 % entre le méthane et le propane (écart maximum) et une grande différence est visible sur les longueurs de Markstein. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec celles obtenues lors de la sélection des mélanges sur la chambre laminaire.

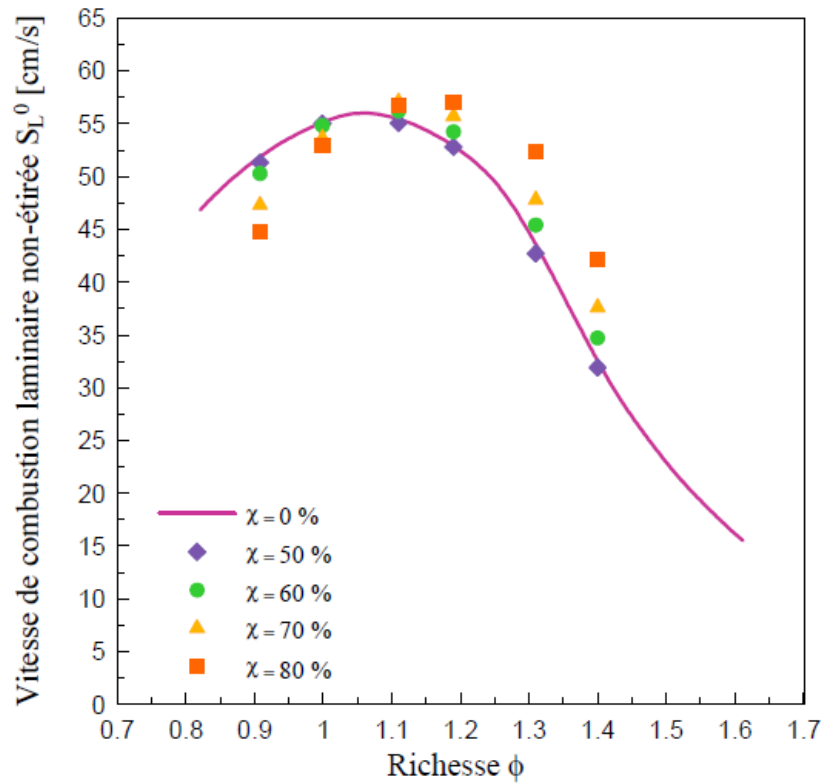


Figure 5-11. Influence de la fraction d'air χ passant dans l'ensemencement sur le S_L^0 de mélanges isooctane/air (1 bar, 400K)[99].

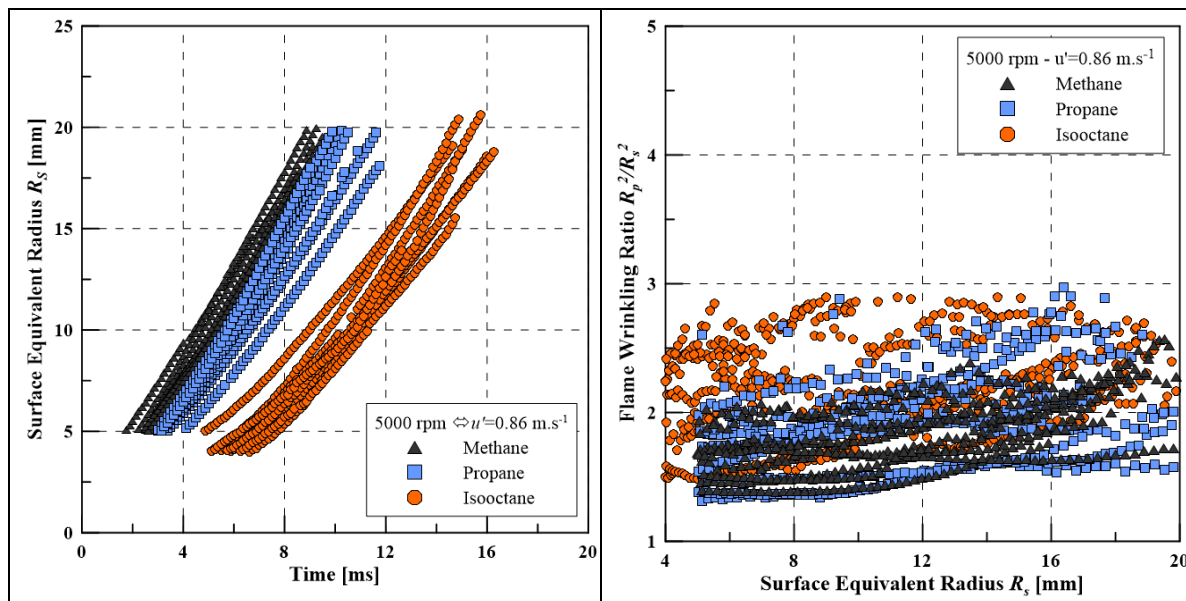
Carburant	Méthane	Propane	Isooctane
Richesse de consigne	0,85	0,72	0,85
S_b^0 ($m.s^{-1}$)	2,45	2,35	2,28
L_b (mm)	0,3	0,76	1,1

Tableau 5-1. Vitesses de propagation de flamme laminaire à étirement nul et longueurs de Markstein obtenues à partir des images tomographiques à 1 bar, 400 K.

5.3.2 Rayons et plissements de flamme

Les rayons de flamme obtenus à partir de la surface de flamme, pour les trois carburants et trois vitesses de rotation (ou niveaux de turbulence) sont donnés à $\pm 0,09$ mm (Figure 5-12). Ces résultats sont en concordance avec ceux observés sur moteur à accès optiques : le méthane semble être le carburant dont la flamme se développe en premier et le plus rapidement du fait de la pente plus raide des courbes alors que les mélanges air-propane et air-isooctane brûlent plus lentement. Cette tendance semble s'accroître avec l'augmentation de l'intensité turbulence. Par ailleurs il est important de remarquer que la dispersion d'une expérience à une autre est différente selon le carburant. En effet les mélanges peuvent être classés du moins dispersé au plus dispersé avec le même classement que la longueur de Markstein : méthane, propane, isooctane. Il faut également noter que les rayons atteints par l'isooctane à 7000 tr.min⁻¹ sont plus faibles que pour les autres carburants. Cela est lié à un phénomène physique : à cette vitesse, la flamme d'isooctane est très souvent convectée et atteint ainsi la limite de la zone de turbulence homogène isotrope. A partir de là, les données ne sont plus traitées.

Le plissement de flamme défini par la relation (4.3) est présenté Figure 5-13. Les résultats montrent des valeurs similaires pour toutes les configurations (carburants, turbulence) suggérant ainsi des contours de flammes avec des structures de tailles similaires. Les images de la Figure 5-14 confirment cette tendance : les contours obtenus ne présentent pas de différence marquée au niveau de la taille de leurs structures. L'augmentation du plissement avec le rayon semble plus marquée pour des intensités turbulentes plus élevées.



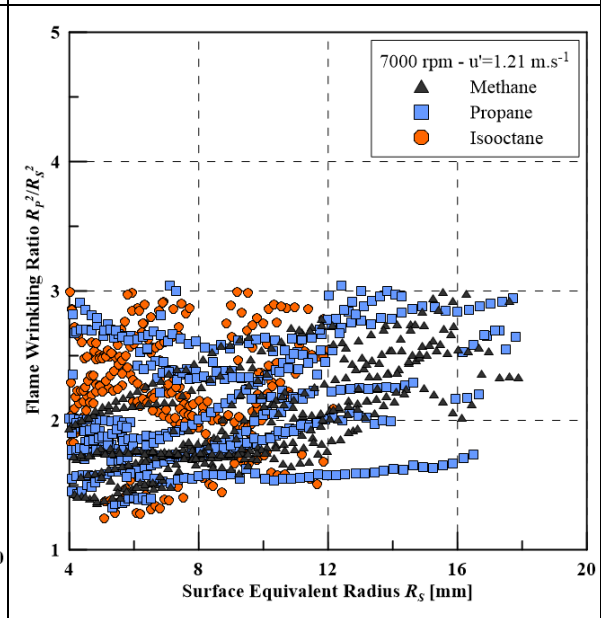
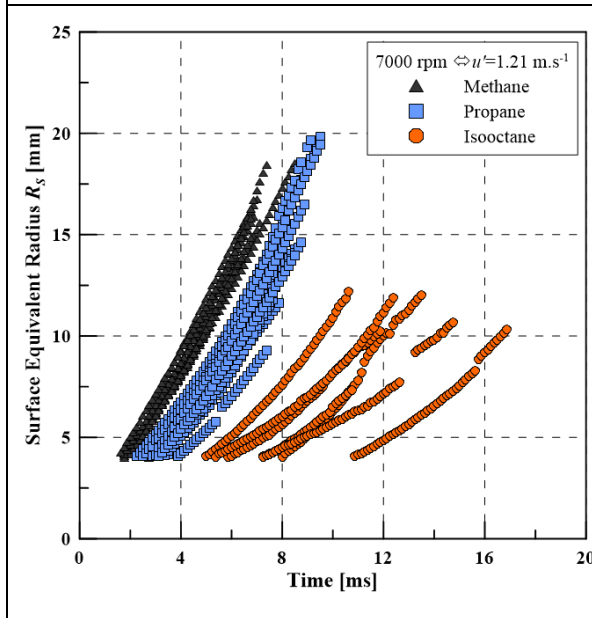
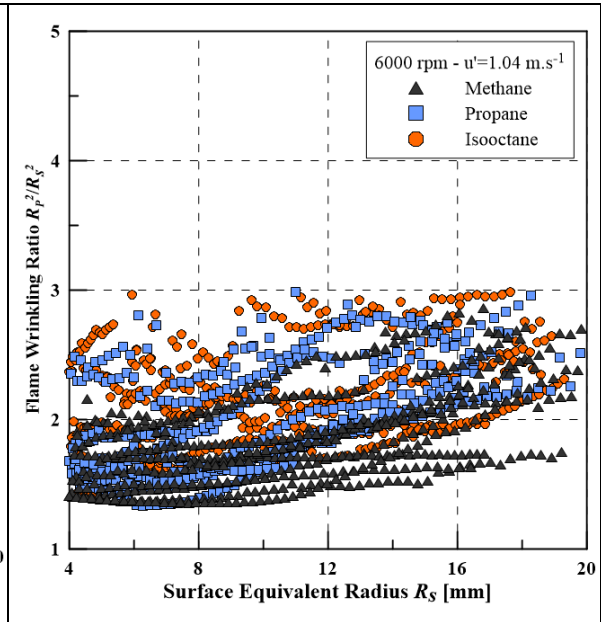
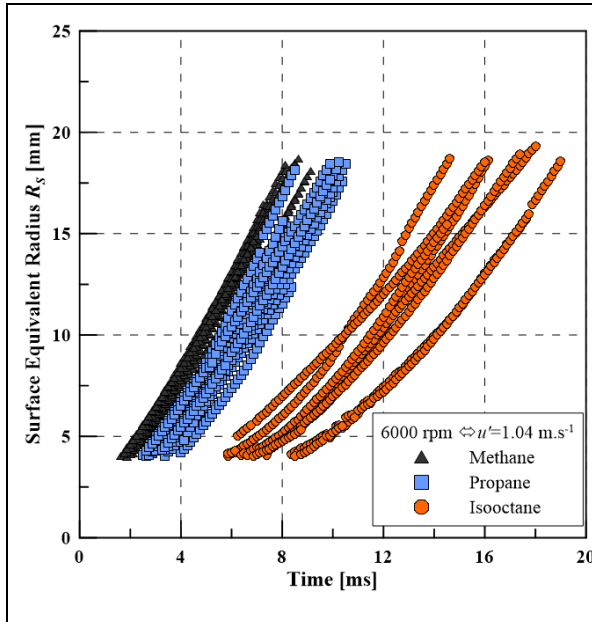


Figure 5-12. Evolution des rayons de flammes des 3 mélanges étudiés pour des vitesses de ventilateurs de 5000, 6000 et 7000 tr.min^{-1}

Figure 5-13. Evolution du plissement de flamme des 3 mélanges étudiés pour des vitesses de ventilateurs de 5000, 6000 et 7000 tr.min^{-1}

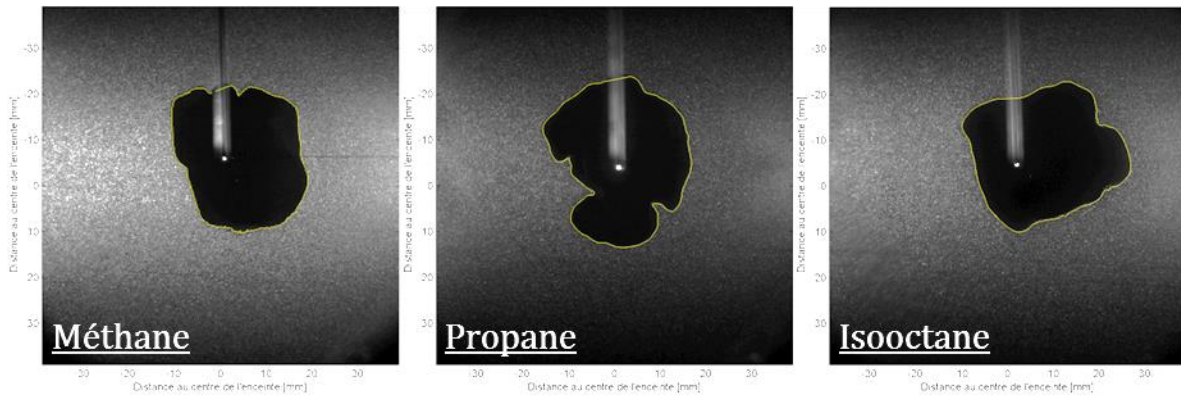


Figure 5-14. Exemples de contours de flamme.

5.3.3 Courbure de flamme

Les valeurs moyennes obtenues à partir des PDF de courbures de flamme sont en accord avec ceux présentés pour le plissement de flamme : aucun effet spécifique n'est à noter quant à l'effet du carburant ou de la turbulence. Les moyennes et écarts-types obtenus à partir des PDF sont présentés pour les trois intensités turbulentes sur les Figure 5-15, Figure 5-16 et Figure 5-17.

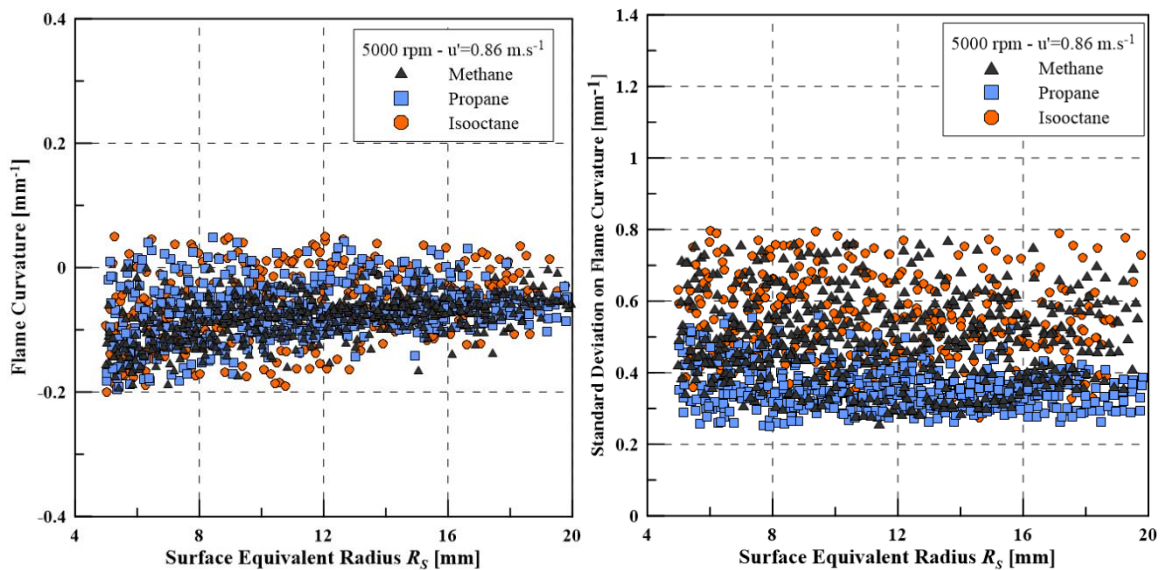


Figure 5-15. Courbures moyennes et écarts-types à 5000 tr.min⁻¹.

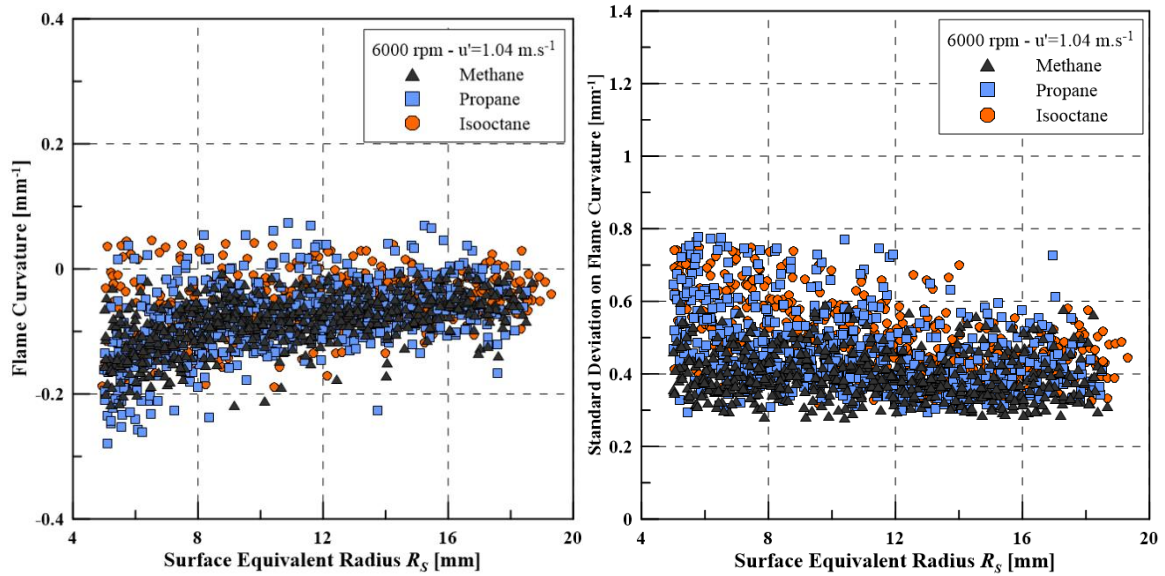


Figure 5-16. Courbures moyennes et écarts-types à 6000 tr.min⁻¹

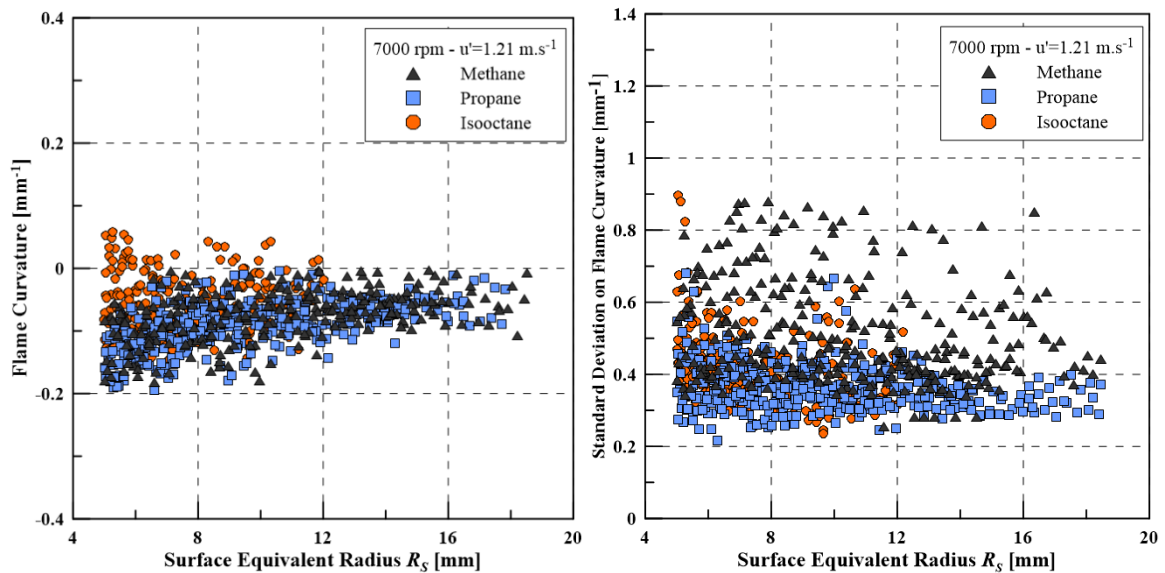


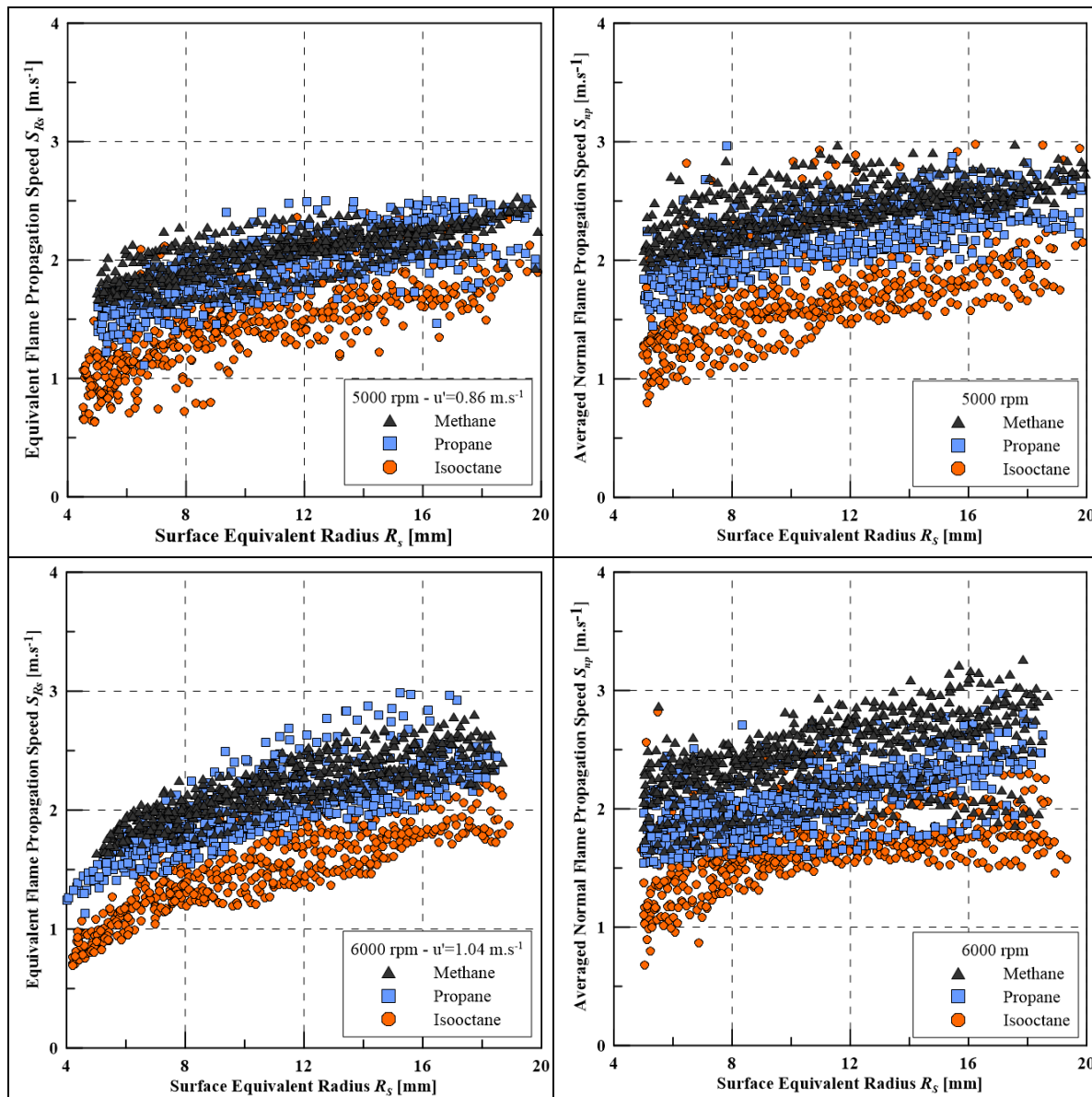
Figure 5-17. Courbures moyennes et écartst-types à 7000 tr.min⁻¹.

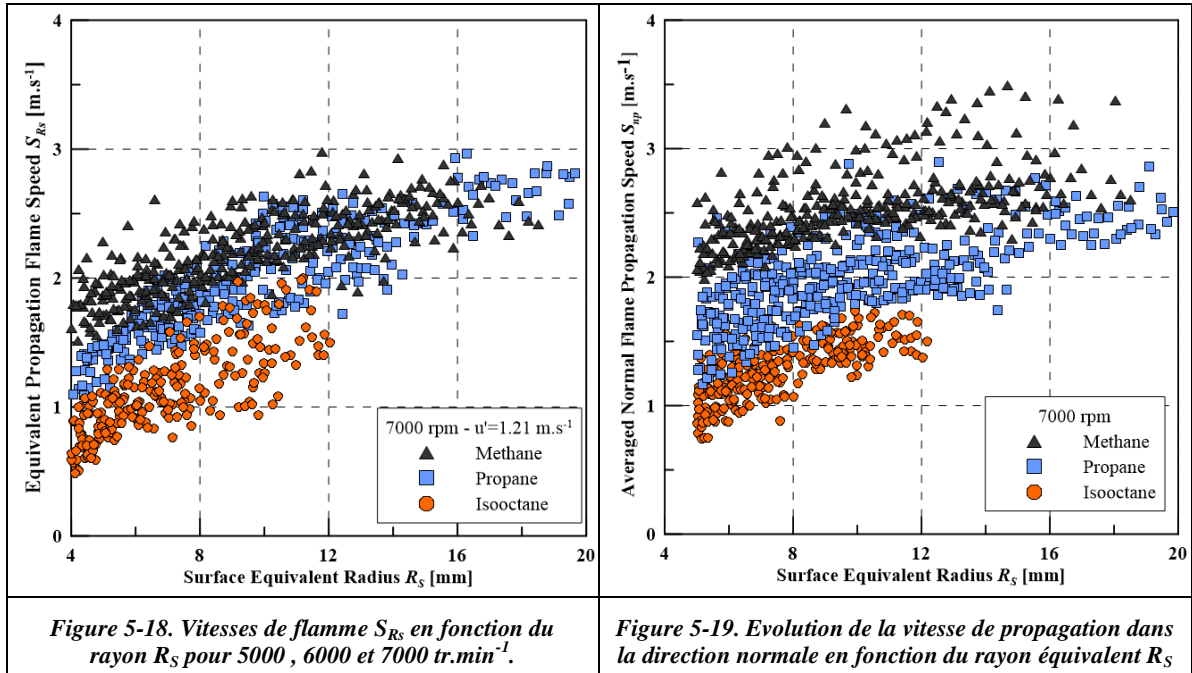
Les courbures moyennes sont dans l'ensemble négatives avec une valeur minimale de $-0,2 \text{ mm}^{-1}$ et tendent vers 0 en fonction du développement de la flamme, pour tous les carburants et intensités turbulentes, tendance précédemment observée (Landry [102], Mounaïm-Rousselle et al. [41]) dans le cas d'autres configurations en moteur à allumage commandé. Toutefois, les valeurs moyennes de courbure obtenues en moteur à accès optiques obtenues lors de cette étude (Figure 4-17) diffèrent légèrement car positives sur la même gamme de rayon de flamme comme pour les résultats de Renou et al. [9] dans une chambre de combustion à turbulence de grille où les courbures moyennes étaient positives et tendaient aussi vers 0 avec l'augmentation du rayon de flamme pour du méthane ($\Phi=1$, $Le=1,02$) et du propane ($\Phi=1$, $Le=1,40$). Cependant, si l'on s'appuie sur le fait que la courbure peut dans un premier temps être approximée comme l'inverse du rayon de flamme alors ces valeurs négatives obtenues paraissent peu

probable et pourraient être dues à un mauvais filtrage du contour. Les écarts-types sont entre 0.3 et 0.8 mm^{-1} pour toutes les configurations mais à 5000 tr.min^{-1} où ils sont en moyenne plus élevés pour le méthane et l'isooctane que pour le propane, et à 7000 tr.min^{-1} où le cas du méthane présente davantage de dispersion que les deux autres carburants.

5.3.4 Vitesses de flammes

Comme décrit dans le paragraphe 5.2.2, deux vitesses ont été calculées : l'une obtenue à partir de la dérivée temporelle du rayon surfacique R_s notée S_{R_s} , et l'autre basée sur la distance normale entre deux contours successifs et notée S_{np} . L'évolution de S_{R_s} en fonction du rayon surfacique est montrée pour toutes les configurations sur la Figure 5-18. Les résultats montrent que les mélanges sont classés du moins rapide au plus rapide : du mélange air-isooctane, air-propane vers le mélange air-méthane et ce, malgré une vitesse de flamme laminaire non étirée quasi-identique. Ce résultat est cohérent avec celui obtenu avec les images tomographiques en moteur présenté dans la Figure 4-12.





La vitesse de propagation augmente avec le rayon pour tous les mélanges étudiés. Comme les trois mélanges ont une longueur de Markstein positive, cela peut être dû à la diminution de l'étirement moyen au cours de la propagation de flamme. La théorie de la diffusion turbulente ([32], [103], [104]) fournit aussi une explication quant à l'augmentation de la vitesse de flamme. Driscoll [32] rappelle que le carré de l'épaisseur du front de flamme turbulent est souvent considéré proportionnel au produit de la diffusion turbulente, $u'L$ et du temps comme sur l'équation (5.4):

$$\delta_T \propto (u'L)^{1/2} \cdot t^{1/2} \quad (5.4)$$

Avec u' l'intensité turbulente, L l'échelle intégrale et t le temps pris à partir de l'instant d'inflammation. L'épaisseur de flamme turbulente va donc augmenter au cours du temps produisant ainsi un accroissement de la surface de flamme plissée et une augmentation de la vitesse de flamme [105], ce qui semble cohérent avec les courbes de plissement présentées précédemment. De plus, comme le souligne Galmiche [99], l'interaction entre la flamme et la turbulence n'est pas instantanée : par exemple dans le cas d'une intensité turbulente d' $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le temps de retournement des plus gros tourbillons est de l'ordre de 3,4 ms [99]. Dans ce laps de temps, le rayon de flamme peut grossir de plusieurs mm, d'où un temps de réponse de la flamme aux plus gros tourbillons non négligeable devant le temps de propagation de la flamme. Il y a donc un déséquilibre entre le plissement de flamme et la turbulence. La flamme n'atteint pas son régime de propagation stabilisé et la vitesse de flamme augmente donc continuellement au cours de la propagation.

Les tendances observées pour la vitesse de propagation dans la direction normale S_{np} sont identiques à celles obtenues par la dérivée temporelle du rayon (Figure 5-18 vs. Figure 5-19). Néanmoins les valeurs de la vitesse notée S_{np} sont toutes plus élevées que celles de la dérivée temporelle du rayon. Cela est certainement dû au fait que les vitesses

négatives, c'est-à-dire dirigées vers le centre de la sphère, sont comptées positivement et même si leurs valeurs restent petites devant les vitesses positives, ceci a pour effet de surestimer la vitesse moyenne. Une amélioration du traitement en ce sens, permettrait d'améliorer les résultats et d'obtenir des PDF de vitesses le long du contour plus représentatives de la réalité. Par ailleurs, des PDF croisées de vitesses et de courbures pourraient apporter des informations supplémentaires du point de vue de la réponse locale des mélanges à l'étirement.

Finalement les flammes des mélanges possèdent des vitesses de propagation nettement différentes malgré une vitesse fondamentale de combustion laminaire, S_L^0 très proche. De plus, l'augmentation de l'intensité turbulente n'a pas un effet identique sur chacune des flammes : les évolutions de vitesses et de rayons de flamme montrent que la vitesse de la flamme de méthane-air augmente avec l'intensité turbulente alors que dans le cas de l'isooctane, très peu d'effets ont été remarqués (Annexe C). L'intensité de la turbulence n'est pas la seule caractéristique entrant en jeu : par exemple, les résultats de thèse de B. Galmiche ont montré qu'en augmentant l'intensité turbulente dans la sphère, les plus petites échelles, c'est-à-dire de Kolmogorov et de Taylor, diminuaient alors que les échelles intégrales sont indépendantes de la vitesse des ventilateurs. Ces échelles de Taylor et de Kolmogorov devenant plus petites vont contribuer à plisser davantage le front de flamme comme le montrent les images (Figure 5-20) et ainsi augmenter la surface de flamme et par conséquent la vitesse de flamme. C'est le phénomène observé dans le cas du mélange méthane/air (Annexe C).

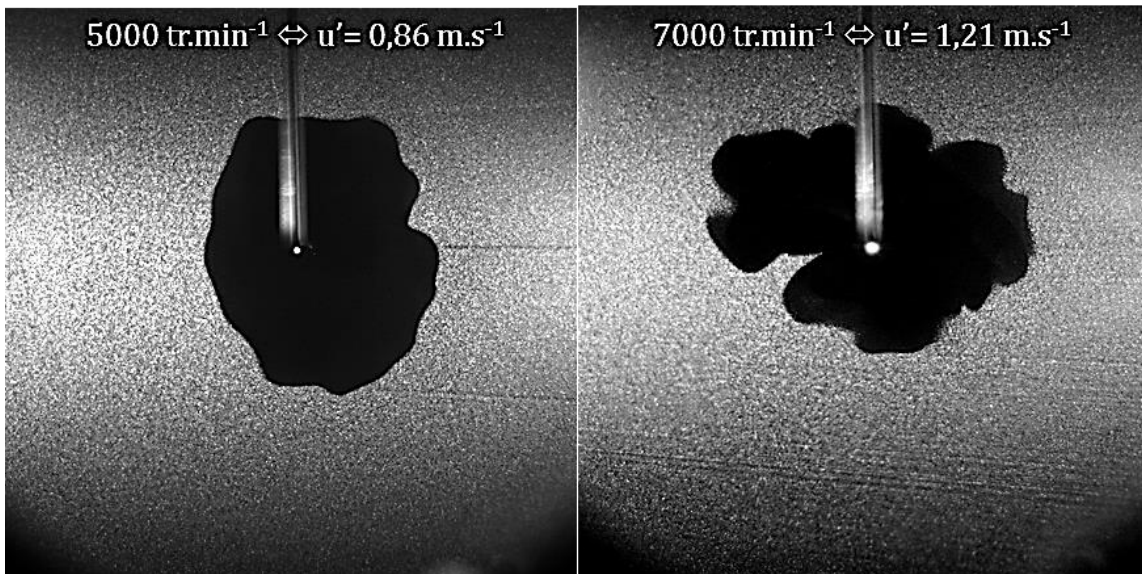


Figure 5-20. Effet de l'augmentation de la turbulence sur le plissement de flamme de méthane.

Cependant le comportement observé pour la flamme de méthane ne semble pas être identique pour la flamme d'isooctane : la vitesse de celle-ci n'augmente pas avec l'intensité turbulence (Annexe C), comme le plissement d'ailleurs (Figure 5-21). Ceci est probablement dû au nombre de Lewis très élevé du mélange isooctane-air qui va résister aux instabilités thermodiffusives et réduire le plissement pour stabiliser le front de flamme, d'où une compétition entre turbulence et effet du nombre de Lewis.

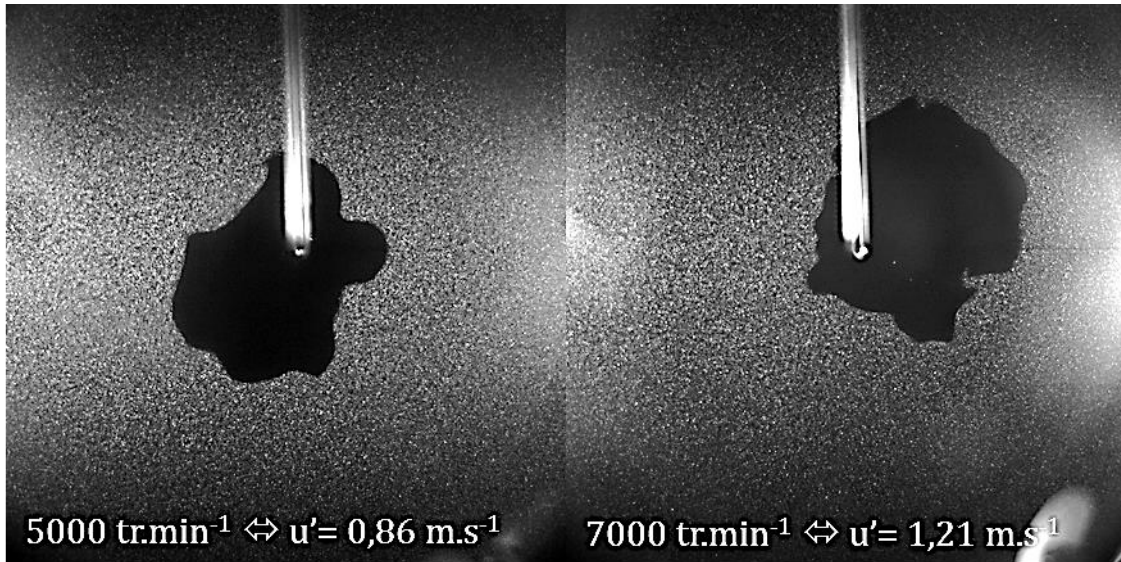


Figure 5-21. Effet de l'augmentation de la turbulence sur le plissement de flamme d'isooctane

5.3.5 Etirement de flamme

L'évolution de l'étirement global calculé à partir de la relation (4.5) en fonction du rayon R_S est présentée pour chaque intensité turbulente sur la Figure 5-22. La forme de cette évolution de type décroissance est classique, les mélanges étant classés du niveau d'étirement le plus élevé vers le plus faible : méthane, propane, isooctane. Comme pour les résultats en moteur à accès optiques cela est dû aux différentes valeurs de vitesses de propagation des mélanges relevées dans le paragraphe précédent et qui interviennent dans le calcul de l'étirement.

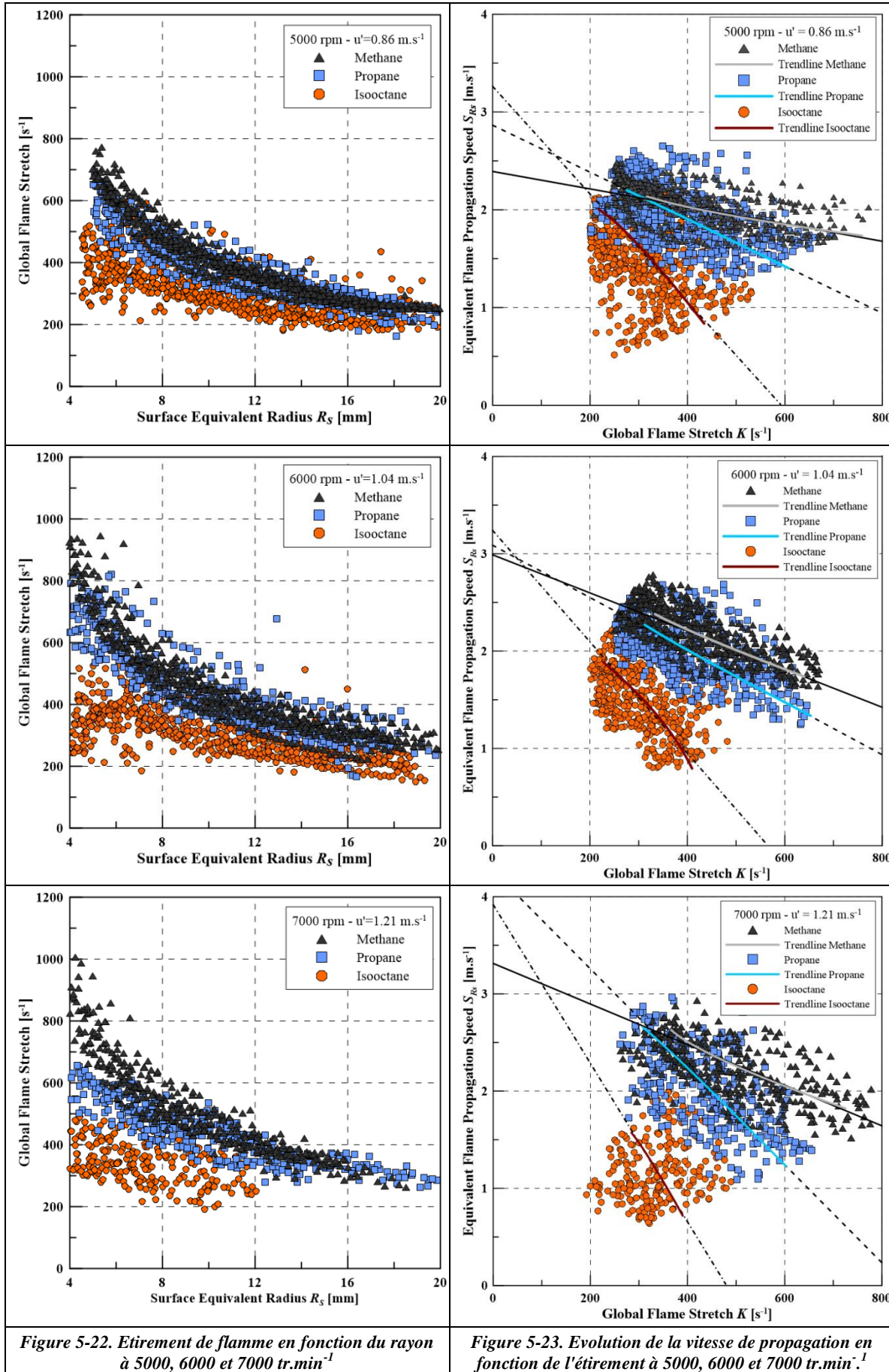


Figure 5-22. Etirement de flamme en fonction du rayon à 5000, 6000 et 7000 tr.min^{-1}

Figure 5-23. Evolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement à 5000, 6000 et 7000 tr.min^{-1}

La Figure 5-22 montre également que l'intensité turbulente a pour effet d'augmenter les niveaux d'étirement en particulier pour les faibles rayons de flamme entre 5000 et 6000 tr.min⁻¹, cela est en parfaite adéquation avec les tendances observées à partir de la visualisation directe dans le moteur à accès optiques. Toutefois, cela n'est notable que pour le cas du propane et du méthane. Pour l'isooctane, l'impact de l'intensité turbulente n'a pu être mis en évidence. Cela s'explique par le fait que la vitesse de propagation diminue plutôt que d'augmenter avec l'augmentation de l'intensité de la turbulence dans le cas de l'isooctane.

5.3.6 Sensibilités à l'étirement

Comme pour les études sur l'enceinte de combustion laminaire et le moteur à accès optiques, la vitesse de propagation de flamme équivalente a été tracée en fonction de l'étirement dans le but de comparer les sensibilités à l'étirement des mélanges. L'ensemble des essais est représenté pour chaque carburant à 5000, 6000 et 7000 tr.min⁻¹ sur la Figure 5-23. Des courbes de tendance ont été ajoutées sur les nuages de points de chaque carburant, obtenues en approximant les nuages de vitesses (Figure 5-18) et d'étirement (Figure 5-22) en fonction du rayon à l'aide de polynômes du second degré. Ces courbes peuvent ensuite être extrapolées linéairement dans le but d'obtenir une valeur de la vitesse à étirement nul. Parallèlement une sensibilité à l'étirement peut être déduite de ces extrapolations à partir de leurs coefficients directeurs.

Comme pour les résultats en moteur, le classement de sensibilité à l'étirement observé en combustion laminaire est conservé, soit pour le mélange le moins sensible au plus sensible : méthane, propane, isooctane. A titre indicatif les coefficients directeurs des droites d'extrapolations linéaires sont donnés dans le Tableau 5-2.

Carburant	Méthane	Propane	Isooctane
$u' = 0,86 \text{ m.s}^{-1}$	0,89	2,40	5,50
$u' = 1,04 \text{ m.s}^{-1}$	1,95	2,70	5,70
$u' = 1,21 \text{ m.s}^{-1}$	2,10	5,04	8,10

Tableau 5-2. Sensibilités à l'étirement en millimètres extraites de la Figure 5-23.

Ces sensibilités ont une valeur supérieure aux valeurs de Markstein mesurées à partir de l'étude de la combustion laminaire, cela peut s'expliquer par le fait que l'augmentation de la vitesse de flamme provoquée par le plissement s'ajoute à l'augmentation de vitesse provoquée par la diminution de l'étirement moyen. Cela est amplifié pour la flamme méthane puisque son plissement augmente plus vite avec l'augmentation de l'intensité turbulente. Sa vitesse de flamme va donc croître plus vite elle aussi. Par ailleurs, les sensibilités à l'étirement étant constantes de 5000 à 6000 tr.min⁻¹ pour le propane et l'isooctane, cela est certainement la conséquence d'un

plissement non modifié par la turbulence. Enfin les valeurs élevées de sensibilités obtenues à 7000 tr.min^{-1} pour le propane et l'isooctane sont à relativiser compte tenu de la dispersion observée d'un essai à l'autre pour ces deux mélanges.

Dans le but de confronter les différentes évolutions obtenues sur les différents moyens expérimentaux en termes de sensibilité à l'étirement, les vitesses de propagation de flamme ont été normalisées par leurs valeurs à étirement nul obtenues par le modèle non linéaire dans le cas laminaire et par extrapolation linéaire dans les cas de la sphère turbulente, obtenue pour $u'=1.04 \text{ m.s}^{-1}$ et du moteur à accès optiques, à 1200 tr/mn (soit pour une intensité du même ordre de grandeur). Elles sont représentées sur la Figure 5-24 en fonction du nombre de Karlovitz défini par la relation (4.10) (paragraphe 4.3.6).

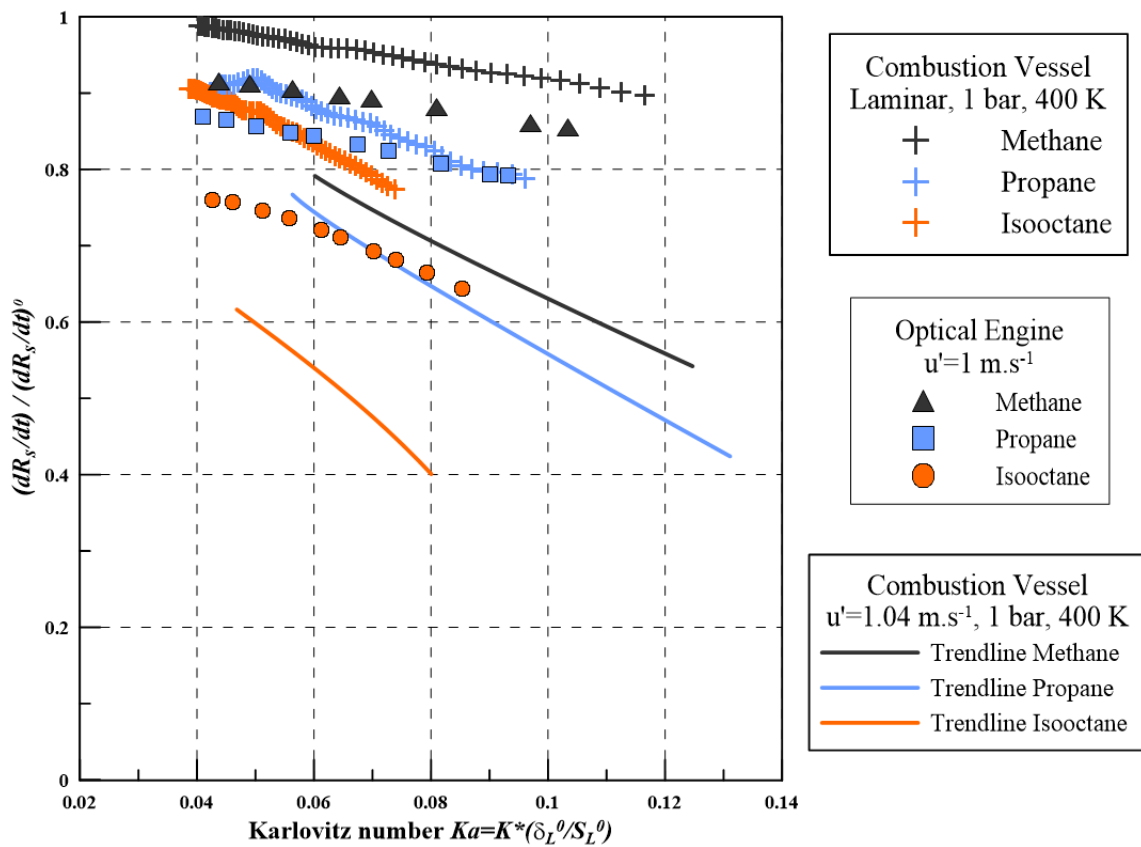


Figure 5-24. Vitesse normalisée en fonction du nombre de Karlovitz pour les mesures en régime laminaire, turbulent et dans le moteur à accès optiques.

La Figure 5-24 montre, qu'indépendamment du dispositif expérimental et des conditions de pression et température, les mesures de longueurs de Markstein réalisées en combustion laminaire sont révélatrices du comportement de la flamme en régime turbulent puisque le classement de sensibilités à l'étirement entre les mélanges se conserve quelle que soit l'expérience comme l'indiquent aussi les valeurs du Tableau 5-3, obtenues à partir d'extrapolations linéaires sur les courbes de la Figure 5-24 réalisées dans des gammes de Karlovitz similaires pour chaque carburant.

Carburant	Méthane	Propane	Isooctane
Chambre sphérique combustion laminaire 1 bar, 400 K	1,2	2,74	3,8
Chambre sphérique combustion turbulente $u' = 1,04 \text{ m.s}^{-1}$, 1 bar, 400 K	3,82	4,64	6,16
Moteur à accès optiques $u' = 1 \text{ m.s}^{-1}$, 6,1 bar, 565,5 K à l'allumage	1,09	1,76	2,68

Tableau 5-3. Sensibilités à l'étirement sans dimensions relevées sur la Figure 5-24.

Les pentes sont plus élevées en régime turbulent qu'en régime laminaire et sont du même ordre de grandeur dans le moteur qu'en enceinte laminaire. Les pentes plus raides observées en combustion turbulente peuvent être le fait du plissement de flamme qui intervient dans l'expression de la vitesse de combustion turbulente:

$$S_T \propto \frac{A_T}{A_L} \cdot S_L(P, T, K, L_b) \quad (5.5)$$

Où A_T/A_L désigne le rapport de la surface de flamme plissée sur la surface de flamme moyenne, équivalent au plissement de flamme défini par le rapport R_P^2/R_S^2 .

Comme le plissement augmente au cours de la propagation (cf. Figure 5-13) il va entraîner une augmentation de la vitesse de propagation de flamme et cela va s'ajouter à l'effet de la diminution de l'étirement au cours de la propagation expliquant ainsi les pentes plus raides observées en combustion turbulente dans la chambre sphérique. Dans le cas du moteur à accès optiques, cette augmentation du plissement dans le temps est en partie compensée par la plus faible dépendance des mélanges à l'étirement. En effet, les pressions et températures plus élevées dans ce cas sont responsables d'une diminution de la longueur de Markstein comme le montrent les études présentées dans le paragraphe 1.7. De plus, la proximité du piston avec la flamme peut entraîner des extinctions locales menant à une « stagnation » voire une diminution de la vitesse de propagation. Ces deux phénomènes expliquent donc les pentes moins raides dans le cas de la combustion dans le moteur que dans l'enceinte sphérique. Néanmoins comme les niveaux de plissement et leurs évolutions sont similaires d'un mélange à l'autre aussi bien dans le moteur que dans la sphère, les différences de pentes entre les mélanges sur la Figure 5-24 semblent donc bien être l'image des différentes réponses à l'étirement des mélanges.

5.4 Loi « unifiée » des flammes turbulentes de prémélange en expansion

De nombreux auteurs (Abdel-Gayed et al. [106], Bradley et al. [107], [108], Daniele et al. [109], Chaudhuri et al. [100], [101]) ont proposé des modèles permettant de décrire la vitesse des flammes turbulentes de prémélange en cours du développement de la flamme. Ce type de modèle peut s'avérer extrêmement utile dans le cas de simulations LES de la combustion turbulente en moteur par exemple, en tant que modèle de sous-maille.

Dans l'ensemble des travaux cités plus haut, certaines corrélations permettent d'exprimer le rapport de la vitesse de propagation turbulente, définie comme étant la dérivée temporelle du rayon équivalent de flamme turbulente, sur la vitesse de propagation de flamme laminaire non étirée S_b^0 . C'est le cas par exemple des relations proposées par Chaudhuri et al. [100], [101]. La première [100] est basé sur le nombre de Reynolds, lié à la diffusivité thermique $D_{th} \sim S_L^0 \cdot \delta_L$:

$$\frac{dR_s/dt}{S_b^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_s}{S_L^0 \delta_L}} \quad (5.6)$$

Le terme $\frac{u' R_s}{S_b^0 \delta_L}$ peut en effet être considéré comme un nombre de Reynolds car défini à partir d'une longueur caractéristique de flamme (le rayon R_s) au lieu de l'échelle intégrale, et de la diffusivité thermique au lieu de la viscosité cinématique ν comme c'est le cas dans la relation (1.18) habituellement utilisée. Toutefois cette relation ne prend pas en compte les effets de diffusivité massique et va donc dépendre de la composition du mélange. Galmiche [99] a ainsi montré que pour trois richesses différentes (isooctane à $\Phi=1,0$; $\Phi=1,3$; $\Phi=1,4$), trois tendances différentes étaient observées. Cette loi ne permet donc pas de décrire tous les mélanges.

Chaudhuri et al. [101] ont proposé une autre loi utilisant cette fois-ci un nombre de Reynolds basé sur une diffusivité associée à la longueur de Markstein $D_M \sim S_L^0 \cdot L_b$:

$$\frac{dR_s/dt}{S_b^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_s}{S_L^0 L_b}} \quad (5.7)$$

Cette relation a été établie dans des conditions où la turbulence n'était pas spatialement uniforme et diminuait avec la distance au centre de l'enceinte. Toutefois, les résultats obtenus par Galmiche ont permis de valider cette expression dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope dans un rayon de 20 mm au centre de l'enceinte. La relation (5.7) est donc vérifiée pour des intensités turbulentes constantes et déterminées en écoulements non réactifs. Les résultats obtenus dans cette présente étude (paragraphe 5.3) sont comparés aux données de Galmiche sur la Figure 5-25.

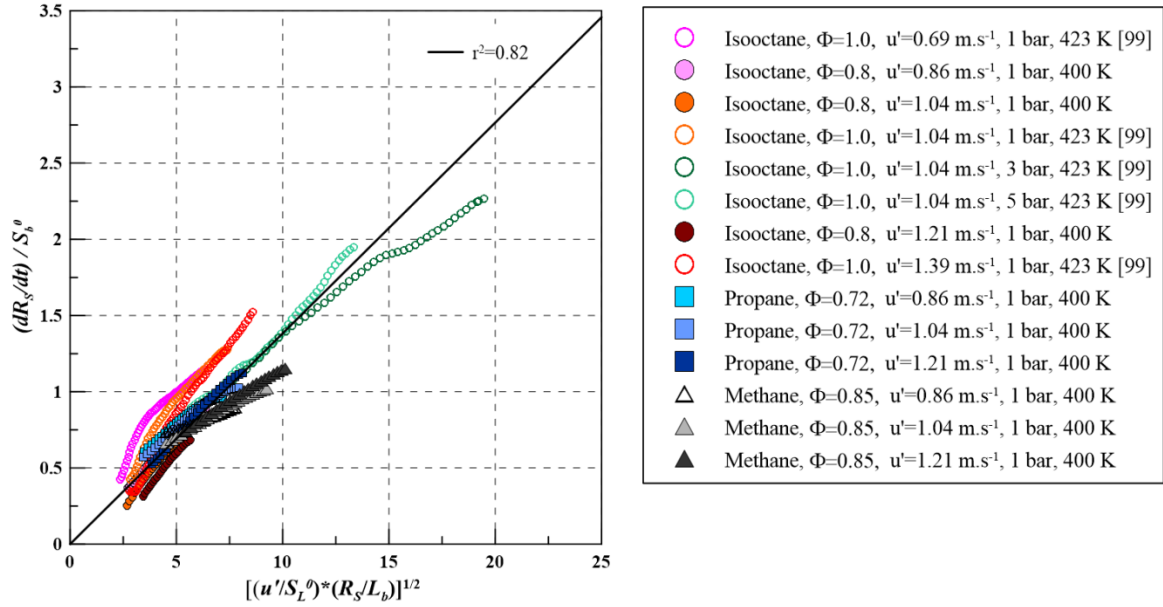


Figure 5-25. Validation de la relation (5.7) [101] à partir des résultats de Galmiche [99] obtenus en ombroscopie et les mesures tomographique du paragraphe.

Bien que valable que pour des longueurs de Markstein positive, la relation (5.7) semble vérifiée quels que soient la température, la pression, l'intensité turbulente, le carburant ou la richesse. Une autre formulation a été proposée par Galmiche, basée sur la relation (5.3) développée par Chaudhuri [100] en utilisant le nombre de Lewis « efficace » défini par Bechtold et Matalon [110] afin d'éviter une discontinuité dans le nombre de Lewis à la stœchiométrie :

$$\frac{dR_s/dt}{S_b^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_s}{S_L^0 \delta_L}} \cdot \frac{1}{Le_{eff}^2} \quad (5.8)$$

Cette relation a été validée pour différentes pressions, températures, intensités turbulentes et richesses mais pour un seul carburant : l'isooctane, et des Lewis variant entre 1,4 et 2. Les résultats obtenus dans cette étude (paragraphe 5.3) ont donc été superposés à ceux de Galmiche et sont présentés sur la Figure 5-26.

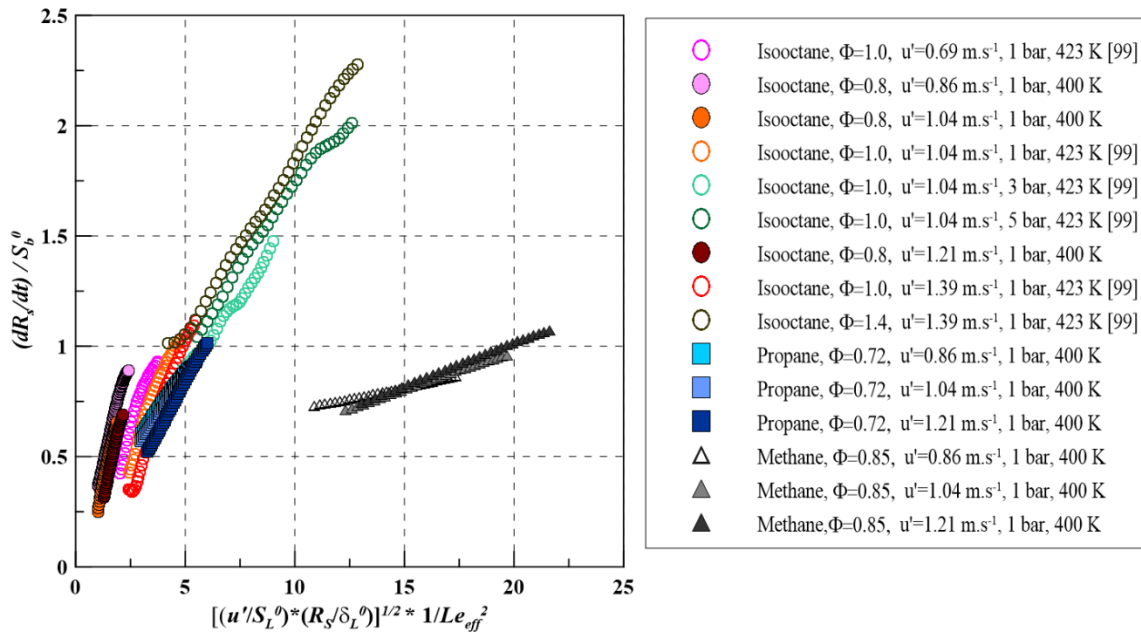


Figure 5-26. Validation de la relation (5.8) à partir des résultats de Galmiche [99] et du paragraphe (5.3).

La Figure 5-26 montre que si la loi proposée par Galmiche est validée dans toutes les conditions pour les mélanges de propane-air et d'isooctane-air qui présentent des nombre de Lewis compris entre 1,4 et 1,9 elle ne se vérifie pour le mélange de méthane-air de Lewis 0,99 qui présente une autre tendance linéaire. En première conclusion, il semble que cette loi peut être utilisée pour des nombres de Lewis compris entre 1,4 et 2, et qu'il serait nécessaire d'évaluer sa pertinence pour des Le inférieurs ou égaux à 1 mais aussi supérieurs à 2.

5.5 Conclusion

La combustion turbulente des différents mélanges air-carburant étudiés en moteur à accès optiques via la tomographie par plan laser a été caractérisée et étudiée dans une configuration expérimentale plus simple : une chambre sphérique de combustion turbulente. Cette chambre a permis de reproduire le niveau de turbulence évalué à 1 m.s^{-1} dans le moteur mais dans des conditions de pression et de température constantes : 1 bar, 400 K. L'effet de l'augmentation de la turbulence sur l'étirement de flamme a ainsi pu être caractérisé.

Les plissements et les courbures des flammes pour les trois mélanges air-carburant utilisés sont très similaires et ce, quel que soit le niveau de turbulence justifiant ainsi l'utilisation d'une mesure globale de l'étirement. Il faut cependant souligner que pour des mélanges présentant des nombres Lewis inférieurs à l'unité, le plissement local devrait être nettement supérieur à celui des mélanges étudiés ici et une mesure plus résolue et plus locale de l'étirement est nécessaire. Un traitement local pour déterminer la vitesse de propagation de flamme a été utilisé et les résultats obtenus par ce traitement pourraient par la suite être croisés avec les courbures locales de flamme correspondantes.

La caractérisation des vitesses de propagation de la combustion, à partir du rayon équivalent de surface, et de l'étirement global montrent que les longueurs de Markstein évaluées en régime laminaire, indicatrices de la sensibilité des mélanges à l'étirement sont aussi un bon indicateur quant au comportement de la propagation de la flamme en régime turbulent et donc en moteur à allumage commandé. En effet le classement de longueurs de Markstein observé en régime laminaire est retrouvé en combustion turbulente lorsqu'on étudie l'évolution des vitesses de propagation en fonction de l'étirement et ce quelle que soit l'intensité turbulente même à des conditions de pressions et de températures plus élevées (c'est-à-dire dans le moteur). Il est ainsi important de conclure que pour caractériser un carburant en terme de combustion, la vitesse fondamentale de combustion laminaire n'est pas l'unique paramètre, la sensibilité à l'étirement doit être prise en compte en particulier si on veut évaluer la performance d'un carburant pour les moteurs à allumage commandé.

Par ailleurs, l'impact du plissement de flamme sur l'augmentation de la vitesse de flamme au cours de son développement a également été identifié, impact qui s'ajoute à celui de la diminution de l'étirement global tout au long de la propagation de la combustion. Toutefois, comme les niveaux de plissement caractérisés ici étaient peu différents pour tous les mélanges pour les turbulences inférieures ou égales à 1 m.s^{-1} , les différences de comportement entre les mélanges sont donc principalement causées par leurs différentes réponses à l'étirement. Dans le cas de turbulences plus intenses, on s'attend à ce que la diminution des petites échelles de la turbulence provoque un plissement plus important du front de flamme. Pour des mélanges air-carburant présentant un grand nombre de Lewis, ce phénomène ne semble pas se vérifier car une compétition

entre diminution du plissement par réduction des instabilités thermodiffusives et augmentation du plissement du front de flamme par la turbulence apparaît.

Enfin différents modèles permettant de décrire les flammes de prémélange turbulentes en expansion ont été testées :

- Celui proposé par Chaudhuri et al. [101] et basé sur un nombre de Reynolds faisant intervenir la diffusivité de Markstein,
- Le second proposé par Galmiche [98] basé sur un nombre de Reynolds faisant intervenir la diffusivité thermique et tenant compte de la chimie du mélange via le nombre de Lewis efficace.

Cependant aucune de ces deux lois ne semble être universelle pour établir son utilisation potentielle. En effet la première ne permet pas de représenter le comportement de mélanges air-carburant avec des longueurs de Markstein négatives tandis que la seconde ne semble être validée que sur une gamme de Lewis réduite.

Conclusions et Perspectives

Ces dernières années, la problématique du changement climatique et des émissions polluantes est devenue un sujet d'importance capitale pour nos sociétés. Face à l'augmentation de la demande énergétique, des normes pour limiter les émissions polluantes ont été instaurées en particulier pour le secteur des transports, grandement responsable de la production de gaz à effets de serre comme le CO₂. Pour répondre à ces exigences, les constructeurs automobiles développent de nouvelles technologies et motorisations auxquelles l'industrie pétrolière doit adapter ses carburants. Parallèlement, la diminution des énergies fossiles oblige les producteurs de carburant à intégrer des biocarburants. Ainsi dans ce contexte de diversification des carburants et de leur adaptation aux nouvelles motorisations, se pose la question d'améliorer la performance de ces carburants.

Pour le moteur à allumage commandé, l'utilisation de différents carburants entraînera des modifications au niveau de la combustion. En effet, la combustion de type turbulente prémélangée est fortement impactée au cours de son développement par l'étirement de la flamme. Or, la réponse de la flamme à l'étirement est fonction de la richesse du mélange air-carburant mais aussi du carburant utilisé. Cependant, très peu d'études se sont intéressées à ce phénomène in-situ dans la chambre de combustion d'un moteur expérimentalement et peu de modèles de simulations prennent en compte les propriétés liées à la sensibilité à l'étirement du carburant. D'où l'objectif de ce travail de thèse d'évaluer l'impact de carburants quant à l'effet de l'étirement de la flamme sur la combustion dans un moteur à allumage commandé et son impact sur la performance des moteurs.

La première partie de ce travail a donc été consacrée à la sélection de mélanges air-carburant avec différentes sensibilités à l'étirement à partir d'expériences réalisées dans une enceinte sphérique de combustion laminaire. Les carburants choisis sont le méthane, le propane le butanol et l'isooctane à différentes richesses permettant d'avoir une vitesse fondamentale de combustion laminaire non étirée du même ordre de grandeur mais présentant différentes longueurs de Markstein, paramètre qualifiant la sensibilité à l'étirement. Les paramètres globaux de la combustion de ces mélanges ont ensuite été déterminés dans un moteur monocylindre à allumage commandé. Les résultats ont montré que les mélanges pouvaient être classés selon leurs longueurs de Markstein évaluées dans l'enceinte sphérique :

- Plus la longueur de Markstein est élevée, plus la combustion est lente ou a lieu tard dans le cycle
- Plus la longueur de Markstein est élevée, plus les dispersions cycliques sont importantes.

L'effet de la turbulence à travers la variation du régime moteur a aussi pu être mis en évidence : les mélanges à longueurs de Markstein les plus élevées voient leur combustion davantage retardée dans le cycle lorsque le régime est augmenté en comparaison des mélanges à faible longueur de Markstein. Ces premiers résultats n'ont pas permis de conclure avec certitude si les sensibilités à l'étirement sont responsables des différences observées sur le phasage de la combustion. Pour cela, une étude de la propagation de flamme dans la chambre de combustion d'un moteur à allumage commandé par diagnostics optiques était nécessaire.

A partir de visualisations directes de flammes, la vitesse de propagation équivalente et l'étirement global ont été estimés supposant un plissement similaire pour tous les mélanges. Les résultats montrent que l'augmentation de turbulence provoquée par l'augmentation de régime n'impacte pas de la même manière les mélanges. Pour l'isooctane la faible augmentation de la vitesse de propagation avec la turbulence ne semble pas suffisante pour compenser l'augmentation de la vitesse du piston qui va retarder le début de combustion dans le cycle, contrairement au méthane dont la vitesse de combustion augmente significativement avec la turbulence. Par ailleurs la flamme de méthane étant peu sensible à l'étirement, sa propagation n'est pas affectée en début de combustion contrairement à l'isooctane. En outre les niveaux d'étirement augmentent avec le régime freinant ainsi davantage le développement de la flamme d'isooctane. Ainsi malgré tous les effets en présence, la propagation de flamme est toujours très dépendante des effets d'étirement. La conservation en moteur du classement des mélanges observé en laminaire en termes de sensibilité à l'étirement le confirme. Finalement les mélanges avec les longueurs de Markstein les plus élevées (isooctane) voient leurs combustions retardées dans le cycle comparativement aux mélanges peu sensibles à l'étirement (méthane). Toutefois cela repose sur l'hypothèse forte d'un plissement local du front de flamme identique pour tous les mélanges étudiés. Pour valider cette hypothèse, les caractéristiques plus fines de la combustion, comme le contour de flamme, la courbure et le plissement de la flamme ont été déterminées grâce à l'utilisation de la tomographie par plan laser. Les courbures de flamme n'ont pas montré de différence significative d'un mélange à l'autre suggérant ainsi des structures de contour de flamme similaires pour tous les mélanges. En contrepartie, des différences ont été observées au niveau du plissement moyen, puisque le mélange avec le nombre de Lewis plus élevé (isooctane) présentait un plissement inférieur aux autres mélanges participant ainsi à sa plus faible vitesse. Néanmoins les courbes de plissement du propane et du méthane ont révélé des évolutions et valeurs quasi-identiques, montrant ainsi que les différences de propagation entre ces deux mélanges étaient principalement dues à leurs différentes réponses à l'étirement.

Les dispersions cycliques importantes observées sur les périmètres de flamme rendant difficiles les conclusions absolues, une configuration expérimentale plus simple à pression et température constantes a été utilisée, l'enceinte sphérique de combustion turbulente. Ce dispositif permet de générer une turbulence homogène isotrope de différentes intensités, qui peuvent être du même ordre que celle du moteur à accès optiques. Dans le cas d'intensités turbulentes inférieures à 1 m.s^{-1} , les mesures de

plissement et de courbure de flamme ont révélé des tendances identiques pour les trois mélanges étudiés. Cette observation permet d'une part de justifier l'utilisation d'une mesure d'un étirement global de flamme tout au long de cette étude mais aussi d'affirmer que les différences de comportement en propagation ne sont pas dues à des différences de plissement. De plus les mesures de vitesses de propagation de flamme et d'étirement global ont montré que les longueurs de Markstein mesurées en écoulement laminaire étaient indicatrices du comportement de la flamme en propagation dans un écoulement turbulent. Il apparaît en effet que le classement des longueurs de Markstein obtenu en écoulement laminaire à 1 bar, 400 K est conservé aussi bien en combustion turbulente dans les mêmes conditions de pression et température que lors du déroulement de la combustion tout au long du cycle moteur. Malgré l'apport du plissement de flamme dans l'augmentation de la vitesse de flamme à des intensités turbulentes plus élevées, les mélanges sont toujours différenciés par leurs différentes réponses à l'étirement, indiquées par les longueurs de Markstein, déterminées en combustion laminaire, et qui permettent l'évaluation du potentiel d'un carburant pour une utilisation en moteur. A partir des mesures réalisées dans l'enceinte sphérique de combustion turbulente, des lois semi-empiriques d'évolution de vitesses pour des flammes turbulentes de prémélange en expansion ont été évaluées. Pour les mélanges présentant une longueur de Markstein positive, une loi a été validée quels que soient le carburant, la richesse, les conditions de pression et température et de la turbulence. Une autre loi fonction du nombre de Lewis plutôt que la longueur de Markstein a été testée mais n'a pu être validée pour des mélanges à nombre de Le proche de 1. Or, ce type de loi pourrait s'avérer très utile dans les modèles de simulation de combustion moteur de type LES.

Ce travail de thèse ouvre ainsi plusieurs perspectives :

Les résultats mis en exergue durant ce travail montrent que la seule caractérisation des carburants par la donnée vitesse fondamentale de combustion laminaire (S_L^0) n'est pas suffisante : la longueur de Markstein doit être aussi considérée lors de la validation de l'utilisation de telle ou telle espèce comme futur carburant ou additif pour améliorer les performances des moteurs à allumage commandé. En effet le choix d'un carburant par l'amélioration de la longueur de Markstein, dans le sens où elle permettrait une combustion plus rapide dans les premiers instants après l'allumage, donnerait lieu à un dégagement de chaleur plus rapide, mieux phasé dans le cycle thermodynamique et donc globalement une augmentation des rendements et ainsi de la performance du moteur. Il serait nécessaire d'explorer dans la suite cet effet sur des fonctionnements optimisés (par exemple avance d'allumage optimale) et actuels, comme l'effet de la recirculation des gaz brûlés mais aussi avec des carburants plus complexes que mono-composés. Quel est l'effet finalement des conditions thermodynamiques et de la dilution sur la longueur de Markstein, entraînent-elles une augmentation ou une diminution de la sensibilité à l'étirement ?

La prise en compte de la sensibilité à l'étirement des mélanges dans les codes de calculs CFD, et non pas uniquement la vitesse fondamentale de combustion laminaire semble à la

lumière de ce travail aussi une perspective importante, Pour cela, la recherche d'une loi universelle de propagation des flammes turbulentes de prémélange basée sur des données expérimentales demeure un sujet clé dans l'amélioration des simulations LES où ce type de loi pourrait être utilisé comme modèle de sous-maille.

Références Bibliographiques

- [1] R. Borghi and M. Destriau, *La Combustion et les Flammes*. Editions Technip, 1995.
- [2] G. Darrieus, "Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de turbulence," in *Congrès de Mécanique Appliquée*, 1945.
- [3] L. Landau, "On the theory of slow combustion," *Acta Physicochim. URSS*, vol. 19, pp. 77–85, 1944.
- [4] C. Clanet and G. Searby, "First Experimental Study of the Darrieus-Landau Instability," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, no. 17, pp. 3867–3870, Apr. 1998.
- [5] F. A. Williams, *Combustion Theory: The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*. Perseus Books Group, 1985.
- [6] B. Renou, "Contribution a l'étude de la propagation d'une flamme de premelange instationnaire dans un écoulement turbulent. Influence du nombre de lewis," INSA de Rouen, France, 1999.
- [7] R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, M. N. Hamid, and M. Lawes, "Lewis number effects on turbulent burning velocity," *Symp. Combust.*, vol. 20, no. 1, pp. 505–512, 1985.
- [8] B. Renou, A. Boukhalfa, D. Puechberty, and M. Trinité, "Effects of stretch on the local structure of freely propagating premixed low-turbulent flames with various lewis numbers," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 841–847, 1998.
- [9] B. Renou, A. Boukhalfa, D. Puechberty, and M. Trinité, "Local scalar flame properties of freely propagating premixed turbulent flames at various Lewis numbers," *Combust. Flame*, vol. 123, no. 4, pp. 507–521, Dec. 2000.
- [10] B. Renou and A. Boukhalfa, "An Experimental Study of Freely Propagating Premixed Flames at Various Lewis Numbers," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 162, no. 1, pp. 347–370, 2001.
- [11] F. A. Williams, "A review of some theretical considerations of turbulent flame structure," in *Agard Conference Proceedings No. 164*, 1975.
- [12] G. H. Markstein, *Non-steady Flame Propagation*. Pergamon Press, 1964.

- [13] B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer, and F. E. Wells, "Studies on Turbulent flames," *Symp. Combust.*, vol. 4, no. 1, pp. 613–620, Jan. 1953.
- [14] S. M. Candel and T. J. Poinso, "Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 70, no. 1–3, pp. 1–15, 1990.
- [15] M. Matalon, "On Flame Stretch," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 31, no. 3–4, pp. 169–181, 1983.
- [16] P. Clavin, "Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–59, 1985.
- [17] M. Matalon and B. J. Matkowsky, "Flames as gasdynamic discontinuities," *J. Fluid Mech.*, vol. 124, pp. 239–259, 1982.
- [18] E. Varea, V. Modica, A. Vandiel, and B. Renou, "Measurement of laminar burning velocity and Markstein length relative to fresh gases using a new postprocessing procedure: Application to laminar spherical flames for methane, ethanol and isooctane/air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 2, pp. 577–590, Feb. 2012.
- [19] S. Balusamy, A. Cessou, and B. Lecordier, "Direct measurement of local instantaneous laminar burning velocity by a new PIV algorithm," *Exp. Fluids*, vol. 50, no. 4, pp. 1109–1121, Dec. 2010.
- [20] D. Bradley, R. A. Hicks, M. Lawes, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "The Measurement of Laminar Burning Velocities and Markstein Numbers for Iso-octane-Air and Iso-octane-n-Heptane-Air Mixtures at Elevated Temperatures and Pressures in an Explosion Bomb," *Combust. Flame*, vol. 115, no. 1–2, pp. 126–144, 1998.
- [21] Z. Chen, "On the extraction of laminar flame speed and Markstein length from outwardly propagating spherical flames," *Combust. Flame*, vol. 158, no. 2, pp. 291–300.
- [22] Z. Chen and Y. Ju, "Theoretical analysis of the evolution from ignition kernel to flame ball and planar flame," *Combust. Theory Model.*, vol. 11, no. 3, pp. 427–453, 2007.
- [23] F. Halter, T. Tahtouh, and C. Mounaïm-Rousselle, "Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation," *Combust. Flame*, vol. 157, no. 10, pp. 1825–1832, 2010.

-
- [24] A. P. Kelley and C. K. Law, "Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 9, pp. 1844–1851, 2009.
- [25] C. K. Law, *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2006.
- [26] C. K. Law and C. J. Sung, "Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 26, no. 4, pp. 459–505, 2000.
- [27] M. Metghalchi and J. C. Keck, "Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature," *Combust. Flame*, vol. 48, no. 0, pp. 191–210, 1982.
- [28] B. Galmiche, F. Halter, and F. Foucher, "Effects of high pressure, high temperature and dilution on laminar burning velocities and Markstein lengths of iso-octane/air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 11, pp. 3286–3299, Nov. 2012.
- [29] L. Gillespie, M. Lawes, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "Aspects of Laminar and Turbulent Burning Velocity Relevant to SI Engines Reprinted From: Advances in Combustion," no. 724, 2000.
- [30] R. Borghi, "Mise au point sur la structure des flammes turbulentes," *J. Chim. Phys.*, vol. 81, no. 6, pp. 361–370, 1984.
- [31] N. Peters, "Laminar flamelet concepts in turbulent combustion," *Symp. Combust.*, vol. 21, no. 1, pp. 1231–1250, 1988.
- [32] J. F. Driscoll, "Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 34, no. 1, pp. 91–134, Feb. 2008.
- [33] I. G. Shepherd, R. K. Cheng, T. Plessing, C. Kortschik, and N. Peters, "Premixed flame front structure in intense turbulence," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, no. 2, pp. 1833–1840, Jan. 2002.
- [34] A. Buschmann, F. Dinkelacker, T. Schäfer, M. Schäfer, and J. Wolfrum, "Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion," *Symp. Combust.*, vol. 26, no. 1, pp. 437–445, Jan. 1996.
- [35] F. Dinkelacker, A. Soika, D. Most, D. Hofmann, A. Leipertz, W. Polifke, and K. Döbbeling, "Structure of locally quenched highly turbulent lean premixed flames," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 857–865, Jan. 1998.

- [36] Y.-C. Chen and R. W. Bilger, “Experimental investigation of three-dimensional flame-front structure in premixed turbulent combustion,” *Combust. Flame*, vol. 138, no. 1–2, pp. 155–174, Jul. 2004.
- [37] N. PETERS, “The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence,” *J. Fluid Mech.*, vol. 384, pp. 107–132, 1999.
- [38] T. Poinso, D. Veynante, and S. Candel, “Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation,” *Symp. Combust.*, vol. 23, no. 1, pp. 613–619, Jan. 1991.
- [39] S. Richard, “Simulation aux grandes échelles de la combustion dans les moteurs à allumage commandé,” Ecole Centrale Paris, 2005.
- [40] D. Linse, C. Hasse, and B. Durst, “An experimental and numerical investigation of turbulent flame propagation and flame structure in a turbo-charged direct injection gasoline engine,” *Combust. Theory Model.*, vol. 13, no. 1, pp. 167–188, Jan. 2009.
- [41] C. Mounaïm-Rousselle, L. Landry, F. Halter, and F. Foucher, “Experimental characteristics of turbulent premixed flame in a boosted Spark-Ignition engine,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 2, pp. 2941–2949, 2013.
- [42] K. N. C. Bray, “Studies of the Turbulent Burning Velocity,” vol. 431, no. 1882. pp. 315–335, 1990.
- [43] P. G. Aleiferis, A. M. K. P. Taylor, K. Ishii, and Y. Urata, “The nature of early flame development in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine,” *Combust. Flame*, vol. 136, no. 3, pp. 283–302, 2004.
- [44] P. G. Aleiferis, J. Serras-Pereira, and D. Richardson, “Characterisation of flame development with ethanol, butanol, iso-octane, gasoline and methane in a direct-injection spark-ignition engine,” *Fuel*, vol. 109, pp. 256–278, 2013.
- [45] T. D. Butler and P. J. O’Rourke, “A numerical method for two dimensional unsteady reacting flows,” *Symp. Combust.*, vol. 16, no. 1, pp. 1503–1515, Jan. 1977.
- [46] P. . O’Rourke and F. . Bracco, “Two scaling transformations for the numerical computation of multidimensional unsteady laminar flames,” *J. Comput. Phys.*, vol. 33, no. 2, pp. 185–203, Nov. 1979.
- [47] P. Quillatre, O. Vermorel, T. Poinso, and P. Ricoux, “Large Eddy Simulation of Vented Deflagration,” *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 52, no. 33, pp. 11414–11423, Feb. 2013.

-
- [48] P. Quillatre, “Simulation aux grandes échelles d’explosions en milieu semi-confiné,” Université de Toulouse, 2014.
- [49] S. Richard, O. Colin, O. Vermorel, A. Benkenida, C. Angelberger, and D. Veynante, “Towards large eddy simulation of combustion in spark ignition engines,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31, no. 2, pp. 3059–3066, 2007.
- [50] O. Vermorel, S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida, and D. Veynante, “Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 8, pp. 1525–1541, Aug. 2009.
- [51] I. Han and K. Y. Huh, “Roles of displacement speed on evolution of flame surface density for different turbulent intensities and Lewis numbers in turbulent premixed combustion,” *Combust. Flame*, vol. 152, no. 1–2, pp. 194–205, Jan. 2008.
- [52] C. Meneveau and T. Poinso, “Stretching and quenching of flamelets in premixed turbulent combustion,” *Combust. Flame*, vol. 86, no. 4, pp. 311–332, Sep. 1991.
- [53] O. Colin, F. Ducros, D. Veynante, and T. Poinso, “A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion,” *Phys. Fluids*, vol. 12, no. 7, 2000.
- [54] F. Charlette, C. Meneveau, and D. Veynante, “A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion Part II: dynamic formulation,” *Combust. Flame*, vol. 131, no. 1–2, pp. 181–197, Oct. 2002.
- [55] F. Charlette, C. Meneveau, and D. Veynante, “A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion Part I: non-dynamic formulation and initial tests,” *Combust. Flame*, vol. 131, no. 1–2, pp. 159–180, Oct. 2002.
- [56] S. Bougrine, “Modélisation 0D de la combustion des carburants alternatifs dans les moteurs à allumage commandé,” Ecole Centrale Paris, 2012.
- [57] S. Bougrine, S. Richard, O. Colin, and D. Veynante, “Fuel Composition Effects on Flame Stretch in Turbulent Premixed Combustion: Numerical Analysis of Flame-Vortex Interaction and Formulation of a New Efficiency Function,” *Flow, Turbul. Combust.*, pp. 1–23, 2014.
- [58] R. N. Dahms, M. C. Drake, T. D. Fansler, T.-W. W. Kuo, and N. Peters, “Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model SparkCIMM. Part A: Spark channel processes and the turbulent flame front propagation,” *Combust. Flame*, vol. 158, no. 11, pp. 2245–2260, Nov. 2011.

- [59] R. N. Dahms, M. C. Drake, T. D. Fansler, T.-W. Kuo, and N. Peters, “Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model SparkCIMM Part B: Importance of molecular fuel properties in early flame front propagation,” *Combust. Flame*, vol. 158, no. 11, pp. 2245–2260, Nov. 2011.
- [60] M. C. Drake, T. D. Fansler, and R. N. Dahms, “Visualization and Simulation of Ignition and Early Flame Kernel Growth in SG-SIDI Engines,” in *10th International Symposium on Combustion Diagnostics*, 2012, pp. 26–39.
- [61] F. Williams, “3. Turbulent Combustion,” in *The Mathematics of Combustion*, J. Buckmaster, Ed. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1985, pp. 97–131.
- [62] Z. Tan and R. D. Reitz, “An ignition and combustion model based on the level-set method for spark ignition engine multidimensional modeling,” *Combust. Flame*, vol. 145, no. 1–2, pp. 1–15, Apr. 2006.
- [63] J. Ewald and N. Peters, “On unsteady premixed turbulent burning velocity prediction in internal combustion engines,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31, no. 2, pp. 3051–3058, Jan. 2007.
- [64] P. S. Veloo and F. N. Egolfopoulos, “Studies of n-propanol, iso-propanol, and propane flames,” *Combust. Flame*, vol. 158, no. 3, pp. 501–510, 2011.
- [65] G. Broustail, P. Seers, F. Halter, G. Moréac, and C. Mounaïm-Rousselle, “Experimental determination of laminar burning velocity for butanol and ethanol iso-octane blends,” *Fuel*, vol. 90, no. 1, pp. 1–6, 2011.
- [66] G. Broustail, F. Halter, P. Seers, G. Moréac, and C. Mounaïm-Rousselle, “Experimental determination of laminar burning velocity for butanol/iso-octane and ethanol/iso-octane blends for different initial pressures,” *Fuel*, vol. 106, pp. 310–317, Apr. 2013.
- [67] A. E. Lutz, F. M. Rupley, and R. J. Kee, “EQUIL: A CHEMKIN IMPLEMENTATION OF STANJAN, FOR COMPUTING CHEMICAL EQUILIBRIA,” Livermore, 1996.
- [68] R. J. Kee, F. M. Rupley, and J. A. Miller, “CHEMKIN-II: A FORTRAN Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics,” Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, 1989.

-
- [69] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. J. Gardiner, V. V. Lissianski, and Z. Qin, "GRI-Mech 3.0." .
- [70] C. M. Vagelopoulos and F. N. Egolfopoulos, "Direct experimental determination of laminar flame speeds," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 513–519, Jan. 1998.
- [71] F. N. Egolfopoulos, P. Cho, and C. K. Law, "Laminar flame speeds of methane-air mixtures under reduced and elevated pressures," *Combust. Flame*, vol. 76, no. 3–4, pp. 375–391, Jun. 1989.
- [72] C. M. Vagelopoulos and F. N. Egolfopoulos, "Laminar flame speeds and extinction strain rates of mixtures of carbon monoxide with hydrogen, methane, and air," *Symp. Combust.*, vol. 25, no. 1, pp. 1317–1323, Jan. 1994.
- [73] H. Wang, X. You, A. V. Joshi, S. G. Davis, A. Laskin, F. Egolfopoulos, and C. K. Law, "USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H₂/CO/C₁-C₄ Compounds.," 2007. [Online]. Available: http://ignis.usc.edu/USC_Mech_II.htm.
- [74] S. M. Sarathy, S. Vranckx, K. Yasunaga, M. Mehl, P. Oßwald, W. K. Metcalfe, C. K. Westbrook, W. J. Pitz, K. Kohse-Höinghaus, R. X. Fernandes, and H. J. Curran, "A comprehensive chemical kinetic combustion model for the four butanol isomers," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 6, pp. 2028–2055, Jun. 2012.
- [75] W. Liu, A. P. Kelley, and C. K. Law, "Non-premixed ignition, laminar flame propagation, and mechanism reduction of n-butanol, iso-butanol, and methyl butanoate," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 995–1002, 2011.
- [76] C. Hasse, M. Bollig, N. Peters, and H. A. Dwyer, "Quenching of laminar iso-octane flames at cold walls," *Combust. Flame*, vol. 122, no. 1–2, pp. 117–129, Jul. 2000.
- [77] J. B. Heywood, *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill, 1988.
- [78] P. Giansetti, "Contrôle moteur à allumage commandé Estimation / prediction de la masse et de la composition du mélange enferme dans le cylindre." Université d'Orleans, 2006.
- [79] G. Hohenberg, "Advanced Approaches for Heat Transfer Calculations," *SAE Tech. Pap.*, no. 790825, 1979.
- [80] G. Woschni, "A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine," *SAE Tech. Pap.*, no. 670931, 1967.

- [81] M. Tazerout and O. Le Corre, "Compression Ratio and TDC calibrations using Temperature - Entropy Diagram," *SAE Tech. Pap.*, no. Figure 2, 1999.
- [82] P. Brequigny, C. Mounaïm-Rousselle, F. Halter, B. Moreau, and T. Dubois, "Impact of Fuel Properties and Flame Stretch on the Turbulent Flame Speed in Spark-Ignition Engines," *SAE Tech. Pap.*, no. 2013-24-0054, Sep. 2013.
- [83] O. Pajot, "Etude expérimentale de l'influence de l'aérodynamique sur le comportement et la structure du front de flamme dans les conditions d'un moteur à allumage commandé," Université d'Orléans, 2000.
- [84] O. Pajot and C. Mounaïm-Rousselle, "Instantaneous Flow Field Effects on the Flame Kernel in S.I.Engine by Simultaneous Optical Diagnostics," *SAE Tech. Pap.*, no. 2000-01-1796, 2000.
- [85] O. Pajot, C. Mounaïm-Rousselle, and D. Queiros-Conde, "New Data on Flame Behaviour in Lean Burn S.I. Engine," *SAE Tech. Pap.*, no. 2001-01-1956, 2001.
- [86] S. Jerzembeck, N. Peters, P. Pepiot-Desjardins, and H. Pitsch, "Laminar burning velocities at high pressure for primary reference fuels and gasoline: Experimental and numerical investigation," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 2, pp. 292-301, Feb. 2009.
- [87] X. J. J. Gu, M. Z. Z. Haq, M. Lawes, and R. Woolley, "Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 121, no. 1-2, pp. 41-58, Apr. 2000.
- [88] A. P. Kelley, A. J. Smallbone, D. L. Zhu, and C. K. Law, "Laminar flame speeds of C5 to C8 n-alkanes at elevated pressures: Experimental determination, fuel similarity, and stretch sensitivity," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 963-970, 2011.
- [89] P. Brequigny, F. Halter, C. Mounaïm-Rousselle, B. Moreau, and T. Dubois, "Thermodiffusive Effect on the Flame Development in Lean Burn Spark Ignition Engine," *SAE Tech. Pap.*, no. 2014-01-2630, 2014.
- [90] T. Tahtouh, "Les effets combinés de l'hydrogène et de la dilution dans un moteur à allumage commandé," Univ. Orleans, 2010.
- [91] N. Otsu, "A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms," *Systems, Man and Cybernetics, IEEE Transactions on*, vol. 9, no. 1, pp. 62-66, 1979.

-
- [92] F. Mokhtarian and A. Mackworth, "Scale-Based Description and Recognition of Planar Curves and Two-Dimensional Shapes," *Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on*, vol. PAMI-8, no. 1. pp. 34–43, 1986.
- [93] I. A. Zeldovich, G. I. Barenblatt, V. B. Librovich, and G. M. Makhviladze, *Mathematical theory of combustion and explosions*. Consultants Bureau, New York, NY, 1985.
- [94] F. Foucher, "Etude expérimentale de l'Interaction Flamme-Paroi: Application au Moteur à Allumage Commandé," Université d'Orléans, 2002.
- [95] F. Foucher, S. Burnel, and C. Mounaïm-Rousselle, "Evaluation of burning rates in the vicinity of the piston in a spark-ignition engine," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, no. 1, pp. 751–757, Jan. 2002.
- [96] I. G. Shepherd and W. T. Ashurst, "Flame front geometry in premixed turbulent flames," *Symp. Combust.*, vol. 24, no. 1, pp. 485–491, Jan. 1992.
- [97] B. Galmiche, N. Mazellier, F. Halter, and F. Foucher, "Turbulence characterization of a high-pressure high-temperature fan-stirred combustion vessel using LDV, PIV and TR-PIV measurements," *Exp. Fluids*, vol. 55, no. 1, pp. 1–20, 2013.
- [98] B. Galmiche, F. Halter, and F. Foucher, "Experimental Investigations for Turbulent Premixed Flame Analysis," *SAE Tech. Pap.*, no. 2013–24–043, 2013.
- [99] B. Galmiche, "Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion," Université d'Orléans, 2014.
- [100] S. Chaudhuri, F. Wu, D. Zhu, and C. K. Law, "Flame Speed and Self-Similar Propagation of Expanding Turbulent Premixed Flames," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 4, p. 44503, Jan. 2012.
- [101] S. Chaudhuri, F. Wu, and C. K. Law, "Scaling of turbulent flame speed for expanding flames with Markstein diffusion considerations," *Phys. Rev. E*, vol. 88, no. 3, p. 33005, Sep. 2013.
- [102] L. Landry, "Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution," Université d'Orléans, 2009.
- [103] J. O. Hinze, *Turbulence*. New York: McGraw-Hill, 1975.
- [104] A. N. Lipatnikov and J. Chomiak, "Turbulent flame speed and thickness: phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulations," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 28, no. 1, pp. 1–74, Jan. 2002.

- [105] N. Peters, H. Wenzel, and F. A. Williams, “Modification of the turbulent burning velocity by gas expansion,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 28, no. 1, pp. 235–243, Jan. 2000.
- [106] R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, and M. Lawes, “Turbulent Burning Velocities: A General Correlation in Terms of Straining Rates,” *Proc. R. Soc. London. A. Math. Phys. Sci.*, vol. 414, no. 1847, pp. 389–413, Dec. 1987.
- [107] D. Bradley, A. K. C. Lau, and M. Lawes, “Flame Stretch Rate as a Determinant of Turbulent Burning Velocity,” *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Phys. Eng. Sci.*, vol. 338, no. 1650, pp. 359–387, Feb. 1992.
- [108] D. Bradley, M. Lawes, K. Liu, and M. S. Mansour, “Measurements and correlations of turbulent burning velocities over wide ranges of fuels and elevated pressures,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 1, pp. 1519–1526, 2013.
- [109] S. Daniele, P. Jansohn, J. Mantzaras, and K. Boulouchos, “Turbulent flame speed for syngas at gas turbine relevant conditions,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 2, pp. 2937–2944, Jan. 2011.
- [110] R. Addabbo, J. K. Bechtold, and M. Matalon, “Wrinkling of spherically expanding flames,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, no. 2, pp. 1527–1535, 2002.
- [111] M. L. FRANKEL and G. I. SIVASHINSKY, “On Quenching of Curved Flames,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 40, no. 5–6, pp. 257–268, Sep. 1984.
- [112] J. Trapy, “Moteur à allumage commandé,” pp. 1–20.

Annexe A. Obtention du modèle non linéaire pour la détermination de la vitesse de propagation de flamme non étirée

En se basant sur l'étude théorique de Chen & Ju [22], le modèle non linéaire d'extraction de la vitesse de propagation non étirée peut être retrouvé. Pour une flamme sphérique en expansion se déplaçant en régime stationnaire, les équations adimensionnées de conservation de l'énergie et de la masse de carburant peuvent s'écrire de la manière suivante [22]:

$$-U \frac{dT}{dr} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dT}{dr} \right) - hT + \omega \quad (\text{A.1})$$

$$-U \frac{dY}{dr} = \frac{Le^{-1}}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dY}{dr} \right) - \omega \quad (\text{A.2})$$

Avec :

- $r=d/\delta_L^0$, d étant la distance entre le point étudié et le centre de la flamme, δ_L^0 l'épaisseur du front de flamme
- $U=S_b/S_b^0$ la vitesse de propagation adimensionnée,
- $T=(T_b-T_u)/(T_{ad}-T_u)$, la température adimensionnée,
- $Y=y/y_\infty$, le rapport entre la fraction massique de carburant et la fraction massique de carburant dans les gaz frais
- $\omega(r)$ le taux de réaction décrit par l'expression suivante :

$$\omega(r) = \exp\left(\frac{Z}{2} \frac{T_f - 1}{\sigma + (1 - \sigma)T_f}\right) \delta(r - R) \quad (\text{A.3})$$

Avec Z le nombre de Zeldovich, σ le facteur d'expansion des gaz et T_f la température du front de flamme adimensionnée. Ici δ est la fonction de Dirac et $\delta(0)=1$.

En négligeant les transferts radiatifs, le terme hT devient nul dans l'équation (A.1). Il est alors possible d'écrire une relation de saut au niveau du front de flamme.

$$\frac{dT}{dr}\Big|_{R^-} - \frac{dT}{dr}\Big|_{R^+} = \frac{1}{Le} \left(\frac{dY}{dr}\Big|_{R^+} - \frac{dY}{dr}\Big|_{R^-} \right) = \exp\left(\frac{Z}{2} \frac{T_f - 1}{\sigma + (1 - \sigma)T_f}\right) \quad (\text{A.4})$$

Les conditions limites pour ce système peuvent être données de la manière suivante :

- Dans les gaz brûlés, en $r = 0$, $r^2 \frac{\partial T}{\partial r} = -Q$, $Y = 0$, Q étant l'énergie d'allumage que l'on considère nulle par la suite par souci de simplification.
- Au front de flamme, en $r = R$, $T = T_f$, $Y = 0$.
- Dans les gaz frais, en $r = \infty$, $T = 0$, $Y = 1$

La solution analytique du système d'équations de conservation peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$Y(r) = \begin{cases} 0; \text{ pour } r < R \\ 1 - \frac{\int_r^\infty \frac{e^{-ULe\tau}}{\tau^2} d\tau}{\int_R^\infty \frac{e^{-ULe\tau}}{\tau^2} d\tau}; & \text{ pour } r \geq R \end{cases}$$

$$T(r) = \begin{cases} T_f; \text{ pour } 0 \leq r \leq R \\ T_f \frac{\int_r^\infty \frac{e^{-U\tau}}{\tau^2} d\tau}{\int_R^\infty \frac{e^{-U\tau}}{\tau^2} d\tau} & \text{ pour } r > R \end{cases}$$

En utilisant la relation de saut au front de flamme (A.4) on obtient un système pour U , R , et T_f .

$$\frac{R^{-2}e^{-UR}}{\int_R^\infty \tau^{-2}e^{-ULe\tau} d\tau} T_f = \frac{1}{Le} \frac{R^{-2}e^{-ULeR}}{\int_R^\infty \tau^{-2}e^{-ULe\tau} d\tau} = \exp\left(\frac{Z}{2} \frac{T_f - 1}{\sigma + (1 - \sigma)T_f}\right)$$

Or R est égal au rapport du rayon de la flamme sur l'épaisseur de flamme et si l'épaisseur est considérée négligeable devant le rayon, la relation précédente devient :

$$T_f \left(U + \frac{2}{R}\right) = \frac{1}{Le} \left(ULe + \frac{2}{R}\right) = \exp\left(\frac{Z}{2} \frac{T_f - 1}{\sigma + (1 - \sigma)T_f}\right) \quad (\text{A.5})$$

L'introduction du changement de variable suivant permet de simplifier l'équation (A.5).

$$V = U + \frac{2}{R}$$

L'équation (A.5) devient alors :

$$T_f V = V + \frac{2}{R} \left(\frac{1}{Le} - 1\right) = \exp\left(\frac{Z}{2} \frac{T_f - 1}{\sigma + (1 - \sigma)T_f}\right)$$

En considérant la flamme adiabatique, T_f est alors égale à 1 et on obtient ainsi :

$$V \ln V = \frac{Z}{R} \left(\frac{1}{Le} - 1\right) \quad (\text{A.6})$$

Cette équation correspond à celle proposée par Frankel & Sivashinsky[111]. Comme le rayon de flamme est très grand devant l'épaisseur de flamme, le terme $2/R$ peut être considéré négligeable et ainsi V est environ égal à U .

$$U \ln U = \frac{Z}{R} \left(\frac{1}{Le} - 1\right)$$

Avec la définition de la longueur Markstein [23] :

$$L_b \approx \frac{Z}{2} \left(1 - \frac{1}{Le}\right) \delta_L^0$$

$$U \ln U = -\frac{2L_b}{R\delta_L^0} \quad (\text{A.7})$$

La relation non linéaire précédente devient :

Enfin la définition du nombre de Karlovitz permet d'obtenir le modèle non linéaire d'extraction de la vitesse de propagation de flamme non étirée :

$$Ka = \frac{\delta_L^0}{S_L^0} K = \frac{2U}{\sigma R}$$

$$\frac{2}{R} = \frac{\delta_L^0}{S_L^0} K \frac{\sigma}{U}$$

En réinjectant cette dernière expression dans l'équation (A.7), et en multipliant les membres de gauche et de droite par 2 on retrouve le modèle non linéaire :

$$U^2 \ln(U^2) = -\frac{2L_b K}{S_b^0} \quad (\text{A.8})$$

$$\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2 \ln\left(\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2\right) = -\frac{2L_b K}{S_b^0} \quad (\text{A.9})$$

Annexe B. Rappels sur le moteur à allumage commandé

Afin de mieux appréhender les grandeurs et abréviations propres au moteur à allumage commandé, quelques rappels seront présentés ici. Le moteur à allumage commandé est un moteur 4 temps dans lequel l'énergie produite par la combustion d'un mélange air-carburant est transformée en travail mécanique via le piston. Les deux positions extrêmes de ce piston sont le point mort haut (PMH) et le point mort bas (PMB) comme le montre le schéma de la Figure B-1. Entre ces deux positions le piston, relié au vilebrequin par la bielle, parcourt une distance appelée course et balaye un volume appelé cylindrée unitaire, notée V_u .

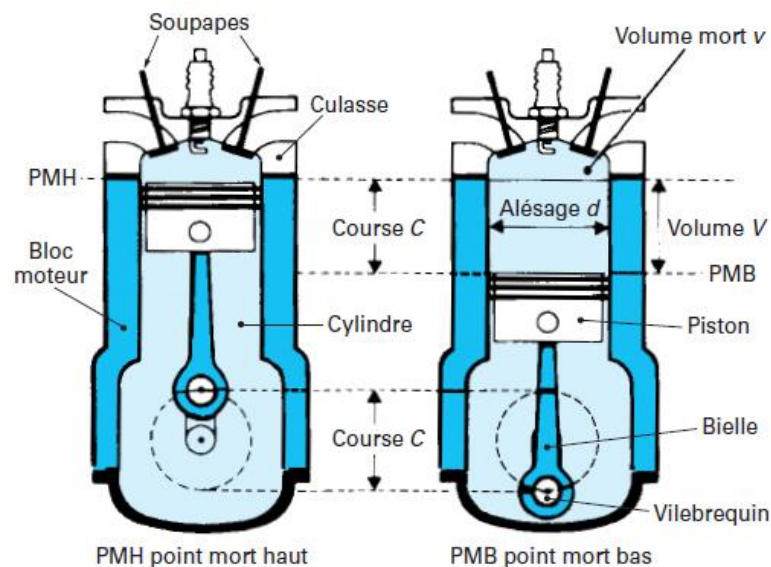


Figure B-1. Représentation schématique d'un cylindre de moteur à allumage commandé [112].

A partir de la cylindrée unitaire et du volume mort, qui est le volume de la chambre de combustion lorsque le piston est au PMH noté V_m , il est possible de calculer le rapport volumétrique appelé aussi taux de compression avec la relation suivante :

$$\tau = \frac{V_u + V_m}{V_m} \quad (B.1)$$

Le cycle de fonctionnement du moteur à allumage commandé décrit quatre phases : admission des gaz frais, compression, combustion et détente, et échappement. Ces quatre temps sont décrits dans la Figure B-2.

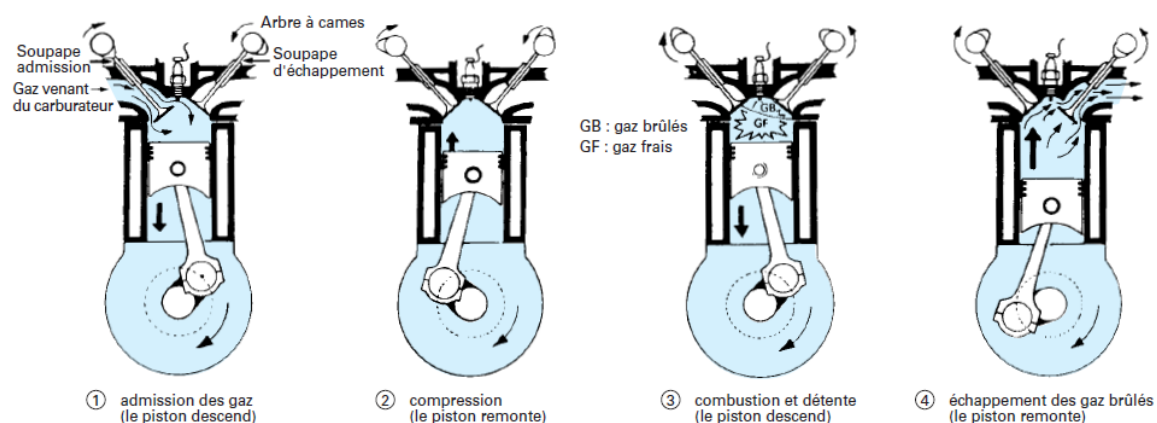


Figure B-2. Cycle quatre temps du moteur à allumage commandé [112].

La préparation du prémélange air-carburant et son admission peuvent être réalisées de deux manières différentes :

- Soit le prémélange est réalisé dans les circuits d'admission puis est injecté au travers de la soupape d'admission. On parle alors d'injection indirecte.
- Soit le carburant est introduit directement dans la chambre de combustion via un injecteur. Le prémélange est alors réalisé dans la chambre de combustion et on parle d'injection directe.

La proportion de carburant dans l'air est un paramètre important pour la combustion du mélange dans le moteur. Elle est qualifiée à l'aide d'une grandeur appelée richesse, notée Φ :

$$\Phi = \frac{\left(\frac{m_{\text{carburant}}}{m_{\text{air}}}\right)_{\text{réel}}}{\left(\frac{m_{\text{carburant}}}{m_{\text{air}}}\right)_{\text{stoéchiométrie}}} \quad (\text{B.2})$$

Le rapport des masses à la stœchiométrie peut être calculé à l'aide de l'équation chimique de combustion à l'équilibre dans le cas d'une combustion complète.

Le prémélange air-carburant est ensuite comprimé puis allumé à l'aide d'une étincelle produite entre les électrodes d'une bougie située au sommet de la chambre. Le calage ou phasage de la combustion est contrôlé par la bougie. En effet il est possible de régler l'instant auquel l'étincelle est produite. Cet instant est appelé AVA pour avance à l'allumage et désigne un angle vilebrequin. L'AVA s'exprime donc en degrés vilebrequin, notés DV, et est généralement négative. Par exemple on écrira AVA = -30 DV pour une avance à l'allumage de 30 DV avant le PMH (qui correspond à 0 DV). Le réglage de l'avance est dit optimal lorsque le couple délivré par le moteur est maximal. Lors d'essais la mesure de la pression dans le cylindre permet de vérifier l'effet de ce calage entre autres. Un exemple de courbes de pression cylindre en compression pure et en combustion montrant l'AVA et le PMH est présenté Figure B-3.

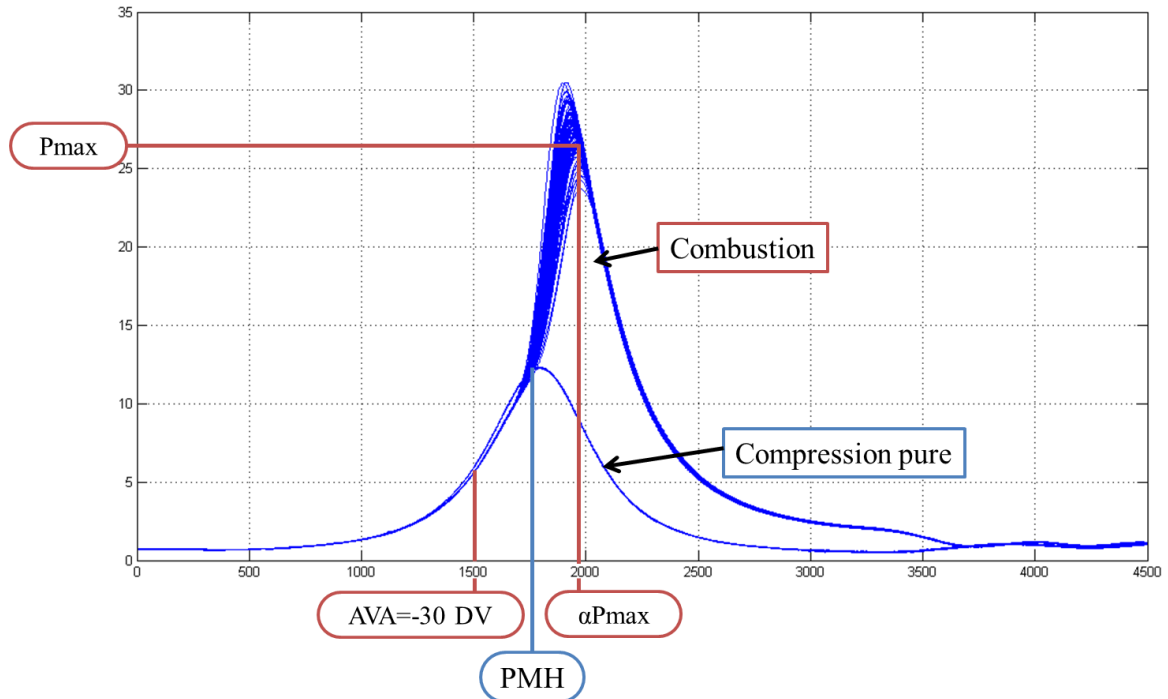


Figure B-3. Exemples de courbes de pression cylindre en compression pure et en combustion. Visualisation du PMH, de l'AVA, de la pression maximale en combustion moyenne Pmax et de l'angle vilebrequin correspondant à cette pression αP_{max} .

La mesure de pression cylindre permet d'obtenir plusieurs informations :

- La PMI : pression moyenne indiquée qui est la pression moyenne dans le cylindre sur un cycle moteur. Elle est calculée de la façon suivante :

$$PMI = \frac{1}{V_u} \int_{1 \text{ cycle}} P_{cyl} dV \quad (B.3)$$

- Les PMI basse et haute pression (BP et HP) : qui sont les pressions moyennes indiquées des boucles basse et haute pression du cycle sur un diagramme pression-volume représentées en Figure B-4.

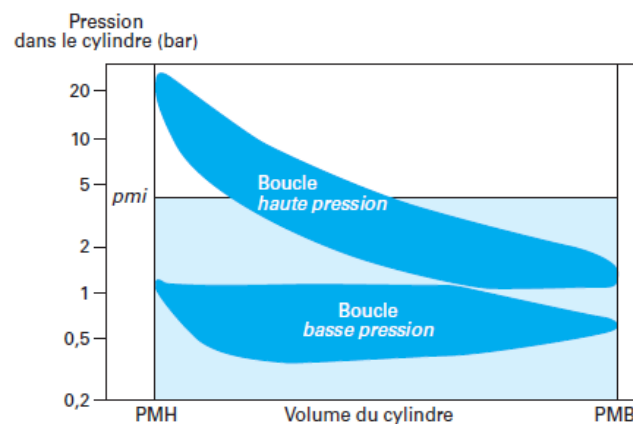


Figure B-4. Diagramme pression volume d'un cycle thermodynamique de moteur à allumage commandé. Description de la PMI.[112]

- La dispersion cyclique : qui est un phénomène se caractérisant par une variation des maximums de pression cylindre visibles sur la Figure B-5. Elle peut être quantifiée par la covariance sur la PMI.
- Les durées de combustion après analyse thermodynamique du signal de pression. Elles sont représentées par des angles vilebrequins appelés CA10, CA50, CA90 etc. (CA pour « crank angle ») correspondants aux angles auxquels a brûlé 10, 50, ou 90% du mélange introduit comme le décrit la Figure B-6. Pour obtenir ces durées de combustion, le taux de dégagement de chaleur est calculé à partir de la P_{cyl} en utilisant le premier principe de la thermodynamique. Après prise en compte des pertes thermiques et intégration de ce taux, le dégagement de chaleur de combustion est obtenu. La fraction de masse brûlée provient de l'adimensionnement de ce dégagement de chaleur.

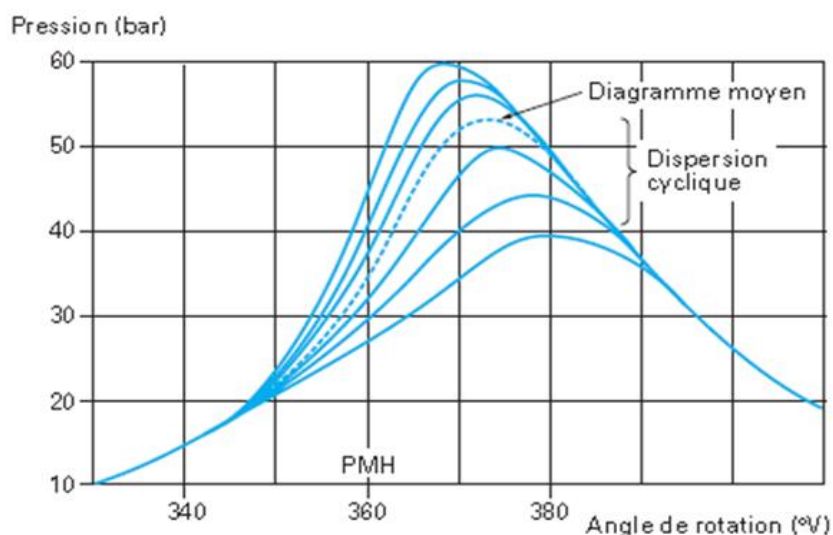


Figure B-5. Dispersion cyclique sur la pression cylindre

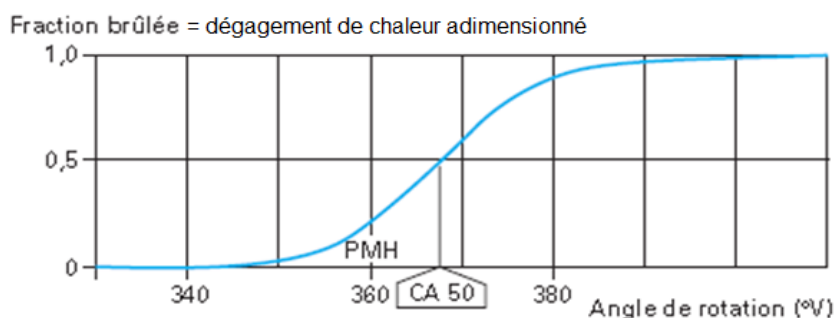


Figure B-6. Obtention du CA50

Annexe C. Compléments de résultats sur la sphère de combustion turbulente

• Rayons de flamme

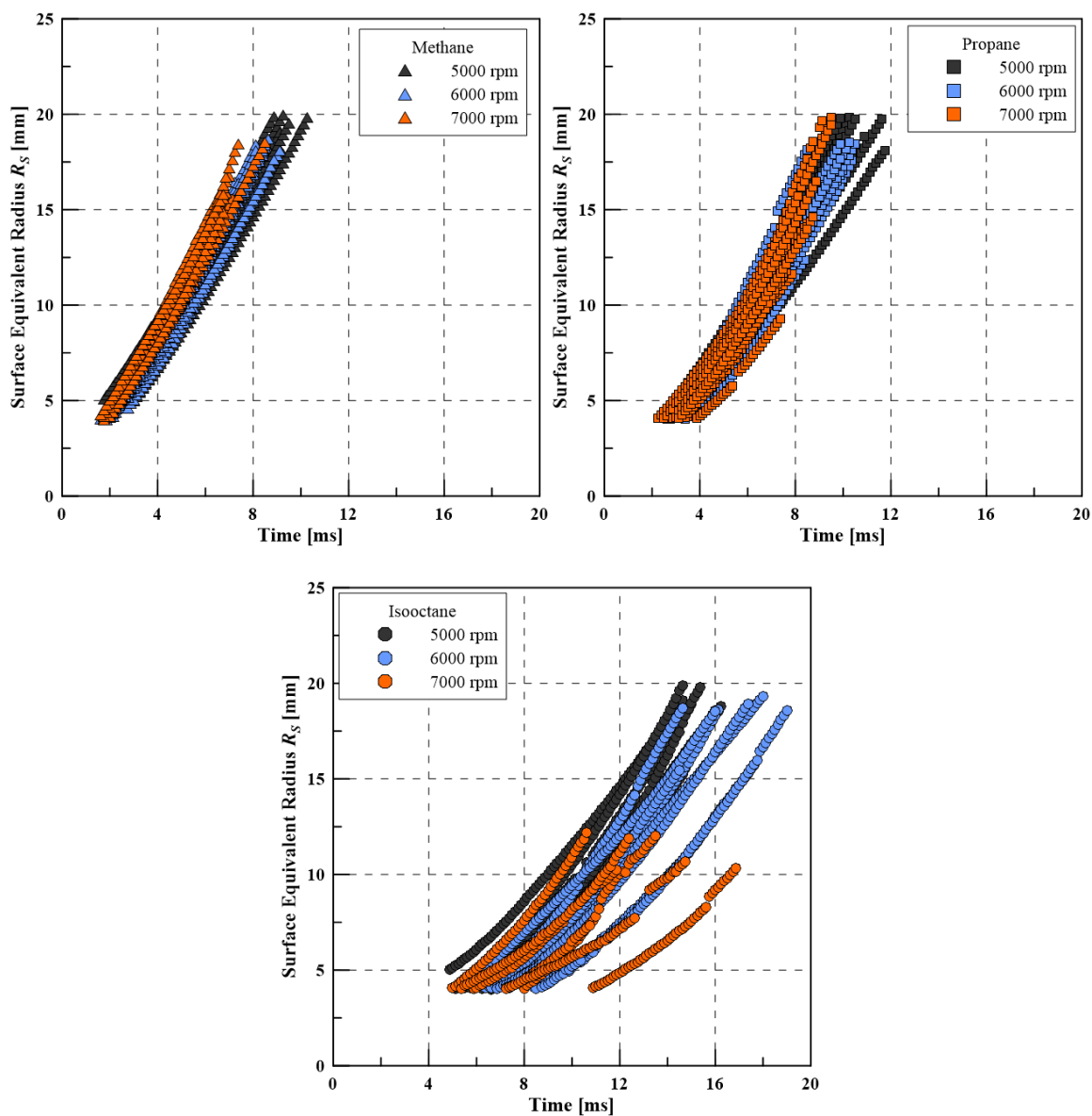


Figure C-1. Effet de l'augmentation de la vitesse de rotation des ventilateurs sur les rayons de flamme des différents mélanges étudiés.

- **Plissement de flamme**

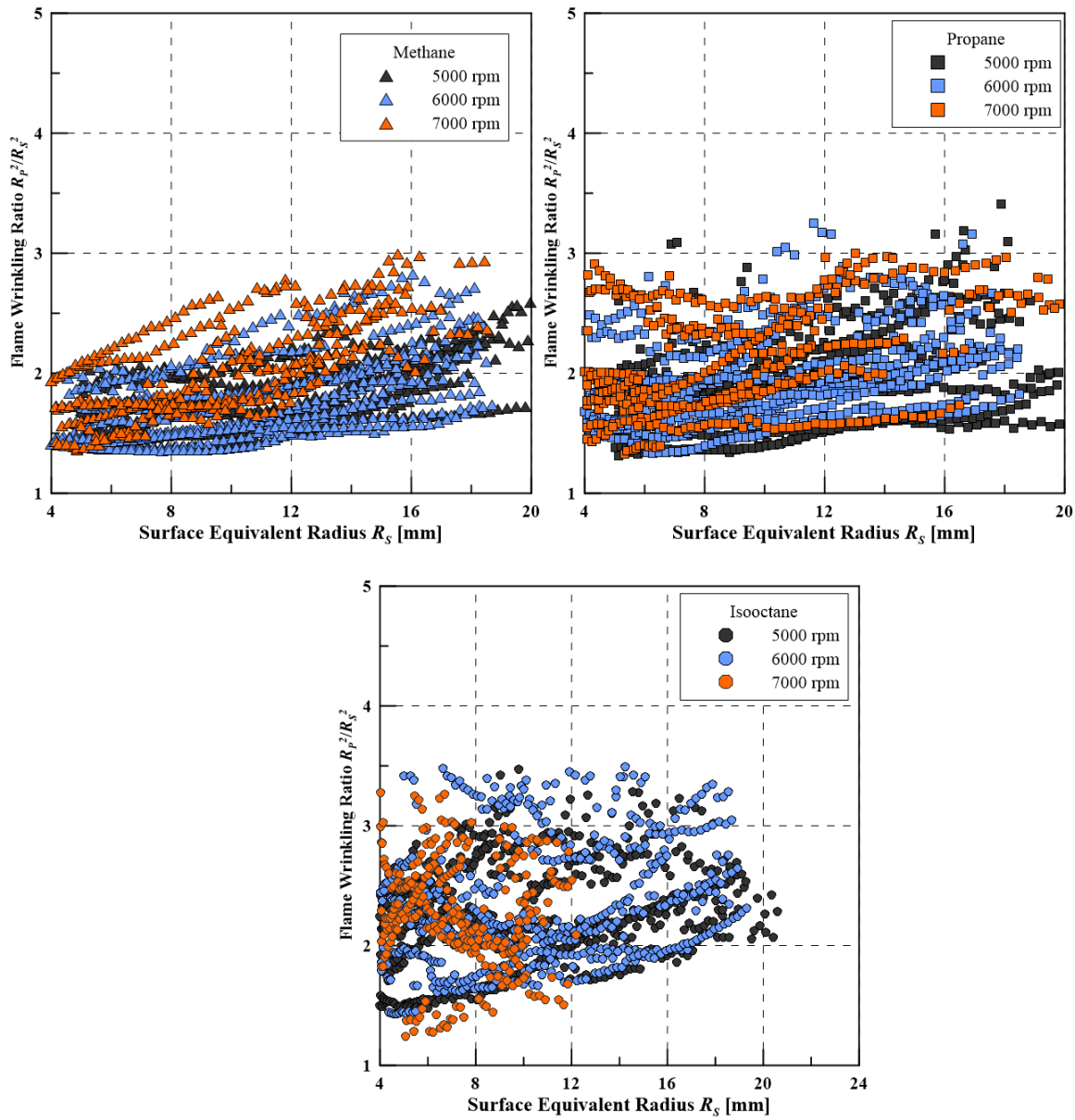


Figure C-2. Effet de l'augmentation de l'intensité turbulente sur le plissement de flamme pour les trois mélanges étudiés.

- **Vitesses de flammes**

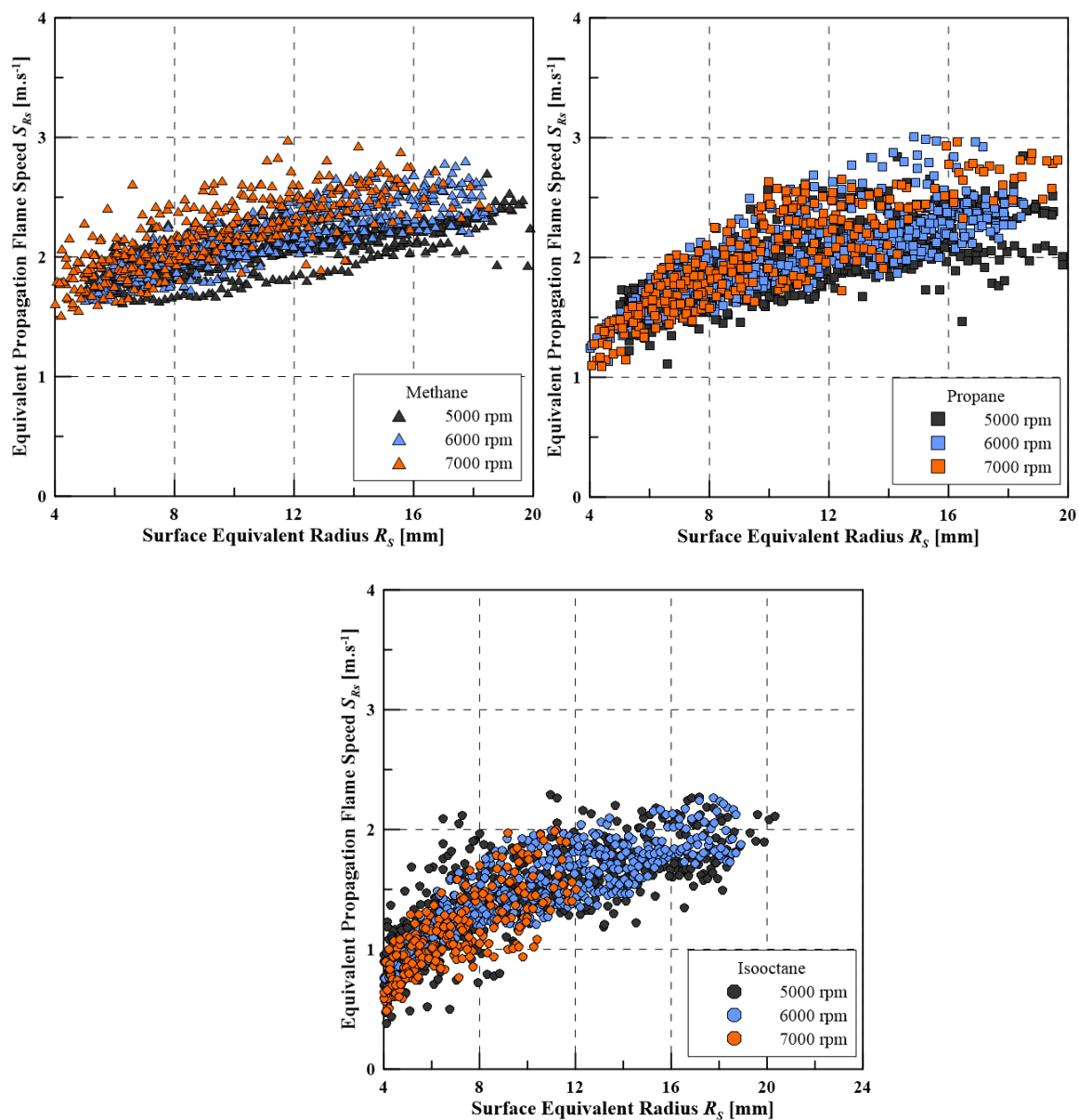


Figure C-3. Evolution de la vitesse S_{R_s} en fonction du rayon équivalent R_S pour le méthane, le propane et l'isooctane.

Pierre BREQUIGNY

Influence de la nature du carburant sur la combustion en moteur à allumage commandé Impact de l'étirement de flamme

Dans un contexte de diminution des émissions polluantes émises par les moteurs à combustion interne, le secteur des transports assiste à une amélioration des motorisations mais également à une diversification des carburants pour l'automobile. L'utilisation de ces différents carburants entraîne souvent un impact sur les performances de la combustion. Dans le cas du moteur à allumage commandé, la performance dépend du dégagement d'énergie, image de la vitesse de la combustion, soit du front de flamme consommant le mélange air-carburant. Or toute flamme en expansion est théoriquement soumise à des effets de courbure et de cisaillement, toutes deux contributions de l'étirement. La réponse à l'étirement étant propre à chaque type de mélange air-carburant (lié au carburant proprement dit, à la richesse du mélange, à la dilution ...), ce travail de thèse est centré sur la compréhension de l'impact de l'étirement sur les performances des carburants dans les moteurs à allumage commandé. Pour cela, différents mélanges air-carburant similaires du point de vue des propriétés thermodynamiques et des vitesses fondamentales de combustion laminaire mais avec des sensibilités à l'étirement différentes ont été sélectionnés. Ces mélanges ont ensuite été étudiés dans différentes configurations expérimentales et à l'aide de différentes techniques de mesure: moteur monocylindre opaque et à accès optiques, chambre sphérique de combustion turbulente. Les résultats montrent que les propriétés de sensibilités à l'étirement déterminées en régime laminaire comme la longueur de Markstein et le nombre de Lewis sont indicatrices du comportement des mélanges en combustion turbulente, comme dans la chambre de combustion caractéristique des moteurs à allumage commandé, et sont des paramètres à prendre en considération afin de prédire les performances plus globales de ces carburants que ce soit expérimentalement qu'en simulation.

Mots clés : Moteur à allumage commandé, carburant, laminaire, turbulence, étirement de flamme, longueur de Markstein, nombre de Lewis.

Fuel influence on combustion in Spark-Ignition Engine Flame Stretch Impact

In a context of decreasing pollutant emissions, the transport sector is facing an improvement of engine concept as well as a fuel diversification. The use of these different fuels often involves an impact on the combustion performance itself. In the case of Spark ignition engine, the efficiency is a function of the released heat, image of the combustion speed, i.e. the flame front speed consuming the air-fuel mixture. It is well known that every expanding flame is submitted to flame curvature and strain rate which are both contributors to flame stretch. As the answer of each air-fuel mixture (i.e. the fuel itself, the equivalence ratio, the dilution ...) is different to flame stretch, the objective of this work is to understand flame stretch impact on fuel performance in Spark-Ignition engines. To achieve this goal, different fuel-air mixtures with similar unstretched laminar burning speed and thermodynamic properties but different responses to stretch were selected. Those mixtures were then studied with different experimental devices with different measurement techniques: single-cylinder metallic and optical engines, turbulent combustion spherical vessel. Results show that flame stretch sensitivity properties such as Markstein length and Lewis number, determined in laminar combustion regime, are relevant parameters to describe the flame propagation in turbulent combustion as in the combustion chamber of the Spark-Ignition engine and need to be taken into consideration to evaluate global performance of these fuels, experimentally and also in modeling simulation.

Keywords : Spark-Ignition engine, fuel, laminar, turbulence, flame stretch, Markstein length, Lewis number.



**Laboratoire PRISME
8, rue Léonard de Vinci
45072 Orléans cedex
FRANCE**

