HAL
open science

Interaction entre une flamme de prémélange et une structure tourbillonnaire

Chaimae Bariki

To cite this version:

Chaimae Bariki. Interaction entre une flamme de prémélange et une structure tourbillonnaire. Autre [cond-mat.other]. Université d'Orléans, 2018. Français. NNT : 2018ORLE2067 . tel-03014647

HAL Id: tel-03014647

https://theses.hal.science/tel-03014647v1

Submitted on 19 Nov 2020

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

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

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE
ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

INSTITUT DE COMBUSTION, AÉROTHERMIQUE, RÉACTIVITÉ ET ENVIRONNEMENT

Thèse présentée par :

Chaimae BARIKI

soutenue le : **6 novembre 2018**

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

Discipline/ Spécialité : **Physique - Énergétique**

Interaction entre une flamme de prémélange et une structure tourbillonnaire

Thèse dirigée par :

Fabien HALTER	Professeur, Université d'Orléans, ICARE-CNRS

RAPPORTEURS :

Bruno RENOU	Professeur, INSA de Rouen, CORIA-CNRS
Thierry SCHULLER	Professeur, Université Toulouse 3, IMFT-CNRS

JURY :

Fabien HALTER	Professeur, Université d'Orléans, ICARE-CNRS
Nicolas MAZELLIER	Maître de Conférences, Université d'Orléans, Prisme
Bruno RENOU	Professeur, INSA de Rouen, CORIA-CNRS
Thierry SCHULLER	Professeur, Université Toulouse 3, IMFT-CNRS
Luc VERVISCH	Professeur, INSA de Rouen, CORIA-CNRS [Président]

Membres invités :

Christian CHAUVEAU	Directeur de Recherche, ICARE-CNRS
Fabien THIESSET	Chargé de Recherche, CORIA-CNRS

Remerciements

Remercier les personnes qui ont contribué à ce travail de thèse est une tâche délicate à faire après avoir écrit une centaine de pages scientifiques/techniques. Véritablement, les mots ne suffiront pas pour exprimer toute ma gratitude et mes remerciements à ceux qui m'ont accompagnée durant ces trois années de thèse intenses mais passionnantes et gratifiantes.

J'exprime toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse Fabien Halter pour m'avoir acceptée au sein de son équipe, pour la confiance qu'il m'a accordée et surtout pour sa disponibilité. Il a toujours pris le temps de m'expliquer les choses. C'est une personne avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et de qui je ne cesserai jamais d'apprendre. Je remercie au même titre Christian Chauveau pour son suivi et pour sa présence dans les moments plus difficiles. Vous m'avez offert un cadre de travail idéal et vous avez mis à ma disposition tous les moyens possibles pour mener ce travail de thèse dans de très bonnes conditions. Je vous en remercie profondément ! !

Ce travail ne serait pas ce qu'il est sans l'aide de Fabien Thiesset avec qui j'ai eu la chance de travailler. Merci pour tout le savoir-faire que tu m'as transmis concernant les flammes turbulentes et pour tes conseils. Mes remerciements s'adressent également à Iskender Gökalp pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire ICARE et pour le temps accordé pour la relecture/amélioration des papiers.

Je remercie très chaleureusement les membres du jury. En premier lieu Bruno Renou et Thierry Schuller pour le temps consacré à examiner mon manuscrit de thèse et pour les remarques enrichissantes dont ils m'ont fait part dans leurs rapports et lors de la soutenance. Je remercie également Luc Vervisch pour avoir présidé mon jury de thèse. Je tiens également à apporter mes remerciements à Nicolas Mazellier qui a accepté de faire parti de ce jury et avec qui j'ai eu du plaisir à travailler.

Durant ma thèse, j'ai effectué des essais à l'Université de Toronto (*University of Toronto Institute for Aerospace Studies*, UTIAS) au Canada où j'ai eu la chance de travailler avec le Pr. Adam M. Steinberg et deux membres de son équipe. Ce travail collaboratif entre ICARE et UTIAS a été fructueux et a fourni des données fondamentales nouvelles pour comprendre les mécanismes des flammes turbulentes. J'aimerais donc remercier Adam Steinberg et Sina Kheirkhah pour leur accueil et leur professionnalisme. Je ne peux achever cette partie sans remercier Ketana Teav qui m'a accompagné durant mon séjour à Toronto (Thank you for your time and your unique ideas to troubleshoot experiences within a limited time frame. Glad to meet you and I'll never forget your famous expression "Thug life bro" !)

Ce travail de thèse n'aurait pas abouti sans l'aide de nombreuses personnes du laboratoire. Merci à Viviana Lago pour son écoute et son soutien, pour son aide en spectroscopie et pour l'ensemble du matériel que j'ai emprunté. Je remercie Philippe Dagaut, Guillaume Dayma et Zeynep Serinyel pour leur précieux savoir en cinétique chimique et pour m'avoir initiée à

CHEMKIN. Un grand merci à Sedina Tsikata pour son support et ses discussions scientifiques enrichissantes. Je remercie Mahmoud Idir et Florian Lespinasse qui ont été d'une grande aide pour l'alignement du laser ainsi que pour toutes les questions d'optique. Mes remerciements vont également à Seong-Young Lee, professeur invité, qui m'a accompagnée durant les trois premiers mois de ma thèse et avec qui j'ai découvert les flammes prémélangées.

J'exprime aussi mes remerciements au personnel administratif d'ICARE (Murielle, Isabelle, Anne, Fabrice et Vincent). Merci également à l'ensemble du personnel du département Génie Thermique Energétique de l'IUT d'Orléans qui m'ont accueillie pour encadrer des TPs (Toufik Boushaki, Olivier Follain, Jean-Nöel Blanchard et Caroline Proust).

Maintenant je souhaiterais remercier ceux qui étaient au départ des collègues et qui sont devenus au fil du temps des vrais amis. Je sais tout particulièrement gré à Hajar, Maxence et Marine pour les moults moments et nombreuses soirées passées ensemble. Je me souviendrai de vous (le qdple perfecto !). Mais aussi à Guillaume, mon co-bureau, pour sa bonne humeur, pour toutes les discussions qu'on a pu avoir et surtout pour m'avoir supportée durant deux années (enfin on est devenu pro pour les lancés de balles :D). Merci à Sandra pour les bons moments passés ensemble et surtout à la salle de sport. Je salue chaleureusement Abdallah (pour ses délicieux tajines et pour la préparation de mon pot de thèse, merci Chef), Kouamé (reconnu pour son : ce n'est pas réglementaire), Romain G. (qui était persuadé pendant 3 ans que je jouais au foot :D), Roberto (moments euphoriques à midi), Hugo (pour son grand sens de l'humour), Alexandre et Pascal (les deux sportifs inséparables de l'équipe CT) et Nicolas (pour sa compagnie et pour m'avoir initiée à l'art de la pêche). Je voudrais également adresser mes plus vifs remerciements à Warda, Joris, Ayoub M., Florian, George, Romain T., Annalisa, Thierry, Denis, Antoine, Yoshi, Tom et Paul. J'oublie certainement de remercier d'autres personnes du laboratoire, veuillez m'en excuser d'avance.

J'aimerais remercier mes amis avec qui j'ai gardé contact malgré la distance. Bon courage pour la suite de ta thèse Ismail, je suis confiante pour ta réussite. Merci à Ayoub E. pour son écoute et son soutien et pour les nombreuses discussions pour me changer les idées. Bien entendu, cette liste n'est pas exhaustive. Je remercie alors ceux qui se sentiront concerné par mes remerciements (ils se reconnaitront de toute façon ;)).

Je ne pourrais jamais assez remercier ma famille. Un GRAND merci à mes parents et à mes sœurs qui m'ont toujours soutenue quel que soit le chemin emprunté. Votre amour et encouragement m'ont été d'un grand réconfort et ont contribué à l'aboutissement de ce travail. Vous avez su croire en moi et vous m'avez apporté toute aide quand j'en ai eu besoin. Je vous remercie pour tous les sacrifices que vous avez consentis pour que je puisse avoir les moyens de réussir. Ce mémoire vous est dédié à 100%.

Mes remerciements vont finalement à toute personne qui de près ou de loin a contribué à la réussite de ce travail. Veuillez trouver en ces modestes mots, l'expression d'une profonde gratitude.

Table des matières

Nomenclature **xxiii**

Introduction **1**

1 Rappels sur les flammes laminaires prémélangées & État de l'art **7**

1.1 Introduction 8

1.2 Combustion laminaire prémélangée 8

1.2.1 Structure d'une flamme laminaire prémélangée 9

1.2.2 Épaisseur de flamme 9

1.2.3 Vitesses de flamme 10

1.2.4 Étirement de flamme 12

1.2.5 Instabilités du front de flamme 13

1.2.6 Relation entre la vitesse de flamme et l'étirement 16

1.3 Interactions flamme-vortex 19

1.3.1 Diagramme de combustion 20

1.3.2 Fonctions d'efficacité 23

1.3.3 Structure de flamme 27

1.4 Chimiluminescence 28

1.4.1 Principe 31

1.4.2 Taux de dégagement de chaleur 31

1.4.3 Richesse locale 33

1.4.4 Analyse des voies réactionnelles 35

1.5 Conclusion 36

2 Approches expérimentale & numérique **39**

2.1 Introduction 40

2.2 Description du dispositif expérimental 40

2.2.1 Brûleur à jet impactant 40

2.2.2 Générateur de vortex toroïdal 41

2.3 Diagnostics optiques 43

2.3.1 Tomographie laser par diffusion de Mie 43
2.3.2 Diffusion Rayleigh 46
2.3.3 Chimiluminescence 50
2.4 Simulation CHEMKIN : flamme 1D 53
2.4.1 Choix des mécanismes réactionnels 55
2.4.2 Implémentation des radicaux CH* et OH* 56
2.5 Post-traitement des images 59
2.5.1 Tomographie laser 59
2.5.2 Vélocimétrie par Images de Particules : PIV 60
2.5.3 Diffusion Rayleigh 63
2.5.4 Chimiluminescence 69
2.6 Caractérisation du vortex 71
2.6.1 Le module de vorticité 72
2.6.2 Critère Δ 72
2.6.3 Critère Q 73
2.6.4 Critère λ_2 74
2.6.5 Critère Γ_2 75
2.6.6 Vortex Lamb-Oseen 75
2.6.7 Choix du critère 76
2.6.8 Application à un cas expérimental 79
2.7 Conditions expérimentales étudiées 80
2.7.1 Répétabilité du vortex 80
2.7.2 Conditions sélectionnées 82
2.8 Conclusion 83

3 Caractérisation globale de flamme & Fonctions d'efficacités 87

3.1 Introduction 88
3.2 Caractérisation globale de l'émission de flamme 88
3.2.1 Analyse globale 88
3.2.2 Contribution de CO_2^* : spectromètre à fibre 89
3.2.3 Effet de la large bande de CO_2^* : imagerie 93
3.2.4 Discussion & Synthèse 97

3.3 Fonctions d'efficacités 98
3.3.1 Contexte & Objectifs 98
3.3.2 Conditions expérimentales étudiées 99
3.3.3 Résultats 99
3.3.4 Discussion & Synthèse 108
3.3.5 Conclusion 110
3.4 Conclusion 110

4 Aspects géométriques vs Aspects cinématiques 113
4.1 Introduction 114
4.2 Contexte & Objectifs 114
4.3 Approche analytique 116
4.3.1 Intégration sur le volume des gaz frais 120
4.3.2 Intégration sur le volume de la zone de réaction 121
4.4 Approche numérique 124
4.5 Résultats 125
4.5.1 Validation expérimentale 125
4.5.2 Validation numérique 127
4.5.3 Aspects géométriques 130
4.5.4 Aspects cinématiques 134
4.6 Discussion & Synthèse 141
4.7 Conclusion 144

5 Aspects structurels de flamme & Auto-inflammation du vortex 147
5.1 Introduction 148
5.2 Aspects structurels 148
5.2.1 Contexte & Objectifs 148
5.2.2 Conditions expérimentales sélectionnées 149
5.2.3 Résultats 150
5.2.4 Discussion & Synthèse 159
5.2.5 Conclusion 160
5.3 Auto-inflammation 162
5.3.1 Contexte & Objectifs 162

5.3.2 Condition expérimentale étudiée 163
5.3.3 Résultats 164
5.3.4 Discussion & Synthèse 172
5.3.5 Conclusion 173
5.4 Conclusion 173

Conclusions & Perspectives **177**

A Calcul du nombre de Lewis effectif **185**

B Aérodynamique à froid **189**
B.1 Modélisation à froid : ANSYS-FLUENT 189
B.1.1 Conditions aux limites 189
B.1.2 Maillage 191
B.2 Expérimental *vs* numérique 192
B.3 Impact du coflow sur l'écoulement 195

C Figures complémentaires **199**
C.1 Détermination de la vitesse de déplacement locale 199
C.2 Vérification 201

Bibliographie **217**

Table des figures

1 Schéma d'une flamme turbulente prémélangée soulignant les différents phénomènes en jeu. 3

1.1 Structure d'une flamme laminaire prémélangée. HRR : taux de dégagement de chaleur, MD : diffusion moléculaire et TD : diffusion thermique. 9

1.2 Vitesses d'une flamme laminaire prémélangée. 10

1.3 Illustrations de (a) l'étirement tangentiel et de (b) la courbure du front de flamme. δA représente un élément de surface. κ_1 et κ_2 sont les deux courbures principales qui correspondent à l'inverse des rayons R_1 et R_2. 13

1.4 Schématisation des instabilités dues aux forces de gravité. 14

1.5 Schématisation des instabilités hydrodynamiques. 15

1.6 Effets thermodiffusifs d'un front de flamme laminaire courbé : (a) surface courbée, (b) Le < 1 : effet déstabilisant et (c) Le > 1 : effet stabilisant. 16

1.7 Diagramme de combustion proposé par Borghi 1985 et modifié par Poinsot et al. 1991b et Peters 1999. Les traits en rouge correspondent aux limites proposées par Poinsot et al. 1991b et le trait en vert à celle proposée par Peters 1999 22

1.8 Configuration d'une flamme plane laminaire et d'un vortex toroïdal. δ_L et S_L représentent l'épaisseur et la vitesse de flamme laminaire respectivement. R_v est l'inter-distance entre les deux noyaux de vorticité et U_θ leur vitesse tangentielle. 24

1.9 Évolution des fonctions d'efficacité $\mathcal{C}_{Co}$, $\mathcal{C}_{Ch}$ et $\mathcal{C}_B$ proposées respectivement par Colin et al. 2000, Charlette et al. 2002 et Bougrine et al. 2014. . . . 26

1.10 Schéma simplifié des niveaux d'énergie du radical OH pris du travail de Luque et Crosley 1998. Les deux courbes représentent l'état électronique fondamental ($X^2\Pi_i$) et l'état électroniquement excité ($A^2\Sigma^+$) et qui sont décomposées en multiples états vibrationnels ν'' à l'état fondamental et ν' à l'état excité. . 32

2.1 Schéma 3D du brûleur à jet impactant utilisé. 41

2.2 Coupe en 2D du brûleur montrant le système de génération du vortex : le tube est lié au réservoir pressurisé via une électrovanne. 41

2.3 Images de tomographie laser montrant l'effet de la position du tube de diamètre ($d_1 = 1$ mm) situé à : (a) 15 mm et (b) 5 mm en amont de la sortie du brûleur. 42

2.4 Photographie (gauche) et schéma (droite) du dispositif expérimental utilisé pour la tomographie laser. SL et CL correspondent aux lentilles sphérique et cylindrique respectivement. DM est le miroir dichroïque. 43

2.5 Exemple d'une image de mire utilisée pour convertir les pixels en mm. 44

2.6 (Gauche) Photographie et (droite) exemple d'image de tomographie laser par diffusion de Mie d'une flamme de propane à $\phi = 1.2$. 45

2.7 Représentation 2D et 3D du dipôle oscillant en schématisant les directions de polarisation, de propagation de la lumière incidente et d'observation. 46

2.8 Photographie (gauche) et schéma (droite) du dispositif expérimental utilisé pour la diffusion Rayleigh couplée à la chimiluminescence des espèces CH* et OH*. F_x représente le filtre utilisé, CL et SL_x sont les lentilles cylindrique et sphériques respectivement. DM_x est le miroir dichroïque. 49

2.9 Images de la lumière blanche acquises par les caméras associées au diagnostic de la diffusion Rayleigh (a) caméra principale et (b) de référence. 50

2.10 Diagnostic optique utilisé pour la spectrométrie. 51

2.11 Schéma de synchronisation des quatre caméras utilisées avec le laser pulsé. . . 52

2.12 Images de la lumière blanche acquise par les caméras associées au diagnostic de chimiluminescence (a) CH* et (b) OH*. 52

2.13 Images de la cible prises par la caméra associée au système (a) Rayleigh, (b) CH* et (c) OH*. 53

2.14 Configuration à jets opposés. 54

2.15 Comparaison des vitesses laminaires expérimentales d'une flamme de propane obtenues par Vagelopoulos et Egolfopoulos 1998 et Bosschaart et De Goey 2004 et celles obtenues numériquement en utilisant le mécanisme USC-Mech II et ARAMCO-Mech 1.3. 55

2.16 (a) Effet de l'addition des réactions OH* et CH* sur la température, le taux de dégagement de chaleur (HRR) et les fractions molaires normalisées O, CH et C_2H pour une flamme méthane/air prémélangée à $\phi = 1.0$, en utilisant le GRI-Mech original. 3.0 (symboles) et le GRI-Mech 3.0 incluant les espèces excitées (lignes). (b) Comparaison des vitesses de flamme laminaire calculées en utilisant le GRI-Mech 3.0 modifié avec les données expérimentales de Vagelopoulos et al. 1994 et Bouvet 2009. 57

2.17 (a) Fractions molaires normalisées de CH, OH, CH* et OH* pour une flamme prémélangée méthane/air à $\phi = 1.0$ et (b) une portion zoomé du graphe (a). 58

2.18 Différentes étapes de détection de contour à partir des images issues de la tomographie laser. [flamme de propane à ϕ =1.2] 61

2.19 Champ de vecteurs obtenu après traitement PIV de d'une image brute (a), après application du masque (b) et en soustrayant la vitesse moyenne de l'écoulement (c). [flamme de propane à ϕ =1.2] 62

2.20 Champ de vitesse (a) axial $\overline{U}$ et (b) radial $\overline{V}$ d'un écoulement sans présence de vortex. 63

2.21 Évolution de la section efficace normalisée le long du front des flammes (a) méthane/air et (b) propane/air pour des richesses allant de 0.8 à 1.2. 64

2.22 Profil du signal Rayleigh normalisé issu du calcul CHEMKIN d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie. 65

2.23 Deux images illustrant le signal Rayleigh : (a) du mélange C_3H_8/air à $\phi = 0.9$ $S_{R,ref}$ et (b) de l'air I_{ref} prises avec les deux caméras associées. 65

2.24 Profils d'intensité laser tracés le long de l'axe x à y =1500 tracés à partir de l'image (a) et de l'image (b) de la Figure 2.23. 66

2.25 Champ de température d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie fortement courbée (a) sans et (b) après *binning*. Les traits verticaux superposés sur les deux figures indiquent l'emplacement où les profils de température vont être extraits. 67

2.26 Profils de température extraits au pic de la flamme (voir traits superposés sur la Figure 2.25). 67

2.27 (a) Champ de degré d'avancement c et (b) $|\nabla c|$ d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie fortement courbée. L'iso-contour à $c = 0.5$ est superposé sur le $|\nabla c|$ et quelques normales du contour sont tracées. 68

2.28 Distance minimale évaluée en chaque point le long des iso-contours $c = 0.1$ et l'autre à $c = 0.7$. 69

2.29 Spectre d'émission de la flamme méthane/air à la stœchiométrie. 70

2.30 Chimiluminescence du radical CH* : (a) avant et (b) après déconvolution d'Abel. 70

2.31 (a) Image de CH* binarisée et (b) superposition du contour du front de flamme détectée et les normales de quelques points de son contour. 71

2.32 Caractéristiques d'un vortex toroïdal : U_c sa vitesse de convection, U_θ sa vitesse de rotation et R_v l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex. 71

2.33 Deux vortex Lamb-Oseen créés : (a) schéma illustrant les deux vortex, (b) la vorticité avec superposition du champ de vitesse, identification du vortex en utilisant le critère (c) Δ, (d) Q, (e) λ_2 et (f) Γ_2. Les frontières des vortex identifiés sont en noir. 77

2.34 Comparaison entre les paramètres imposés (noir) et ceux obtenus en appliquant le critère Γ_2. (a) rayon du vortex, (b) sa circulation et (c) sa vitesse tangentielle. 79

2.35 Comparaison entre le profil de vitesse U imposé et celui estimé en utilisant l'Eq. 2.30. 80

2.36 Détection de vortex en utilisant différents critères. (a) Image initiale, (b) vorticité et superposition du champ de vitesse, (c) critère Δ, (d) critère Q, (e) critère λ_2 et (f) critère Γ_2. Le contour en rouge correspond à la limite d'ensemencement des gaz frais. 81

2.37 Corrélation entre la vitesse de rotation du vortex et la différence de pression imposée pour contrôler l'intensité du vortex. 82

3.1 Spectres de chimiluminescence de flammes de méthane/air (a) et (b) et de flammes de propane/air (c) et (d) à différentes richesses. Certains radicaux ont été identifiés (OH*, CH* et C_2^*). 89

3.2 Spectre d'émission d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie représenté en noir ; fit gaussien représentant le CO_2^* en trait pointillé rouge. 90

3.3 Contribution de l'émission continue de la large bande de CO_2^* à l'intensité du radical X* = CH* ou OH* : (a) méthane/air et (b) propane/air. 91

3.4 Intensité des radicaux CH* et OH* normalisée par le maximum des intensités en fonction de la richesse ϕ pour les flammes méthane/air. 92

3.5 Evolution du rapport OH*/CH* : (a) méthane/air et (b) propane/air. 93

3.6 Spectre d'émission d'une flamme propane/air à $\phi = 0.9$. F_{CH*} et $F_{CO_2^*}^{CH*}$ représentent les bandes spectrales des filtres utilisés pour isoler les radicaux excités CH* et CO_2^* respectivement, tandis que F_{OH*} et $F_{CO_2^*}^{OH*}$ correspondent à celles de OH* et CO_2^*. 94

3.7 Séquence temporelle de l'interaction d'une flamme propane/air à $\phi = 0.9$ avec un vortex toroïdal ayant une intensité $U_\theta/S_L = 2.6$: colonne (a) CH*, colonne (b) CO_2^* et colonne (c) la différence entre CH* et CO_2^*. Une déconvolution d'Abel a été appliquée aux images pour récupérer l'information en 2D. 96

3.8 Évolution de l'intensité durant l'interaction de la flamme propane/air à $\phi = 0.9$ avec un vortex toroïdal ayant une intensité $U_\theta/S_L = 2.6$. 97

3.9 Données expérimentales acquises représentées sur le diagramme de combustion. Les symboles sont colorés par le rapport U_c/S_L. 100

3.10 Évolution temporelle de la surface de flamme $A(t)$ (a) et de l'étirement $K(t)$ (b) pour une flamme méthane/air à la stœchiométrie pour différentes tailles du domaine Δ. L'intensité du vortex du cas étudié est $U_\theta/S_L = 1.83$. Notons que, pour cette figure, le temps t a été décalé de telle sorte que $t = 0$ correspond à l'instant où $A(t)$ atteint son maximum. 101

3.11 Évolution de K_{max} avec la largeur du domaine de contrôle Δ pour l'intensité de vortex $U_\theta/S_L = 1.43$. Les symboles représentent les données expérimentales et la ligne correspond au fit en utilisant l'Eq. (3.10). 102

3.12 Fonction d'efficacité $\mathcal{C} = K^0_{max}/(U_\theta/R_v)$ en fonction de U_θ/S_L. Les lignes labellisées $\mathcal{C}_{Co}$, $\mathcal{C}_{Ch}$, et $\mathcal{C}_B$ correspondent respectivement aux expressions paramétriques fournies par Colin et al. 2000, Charlette et al. 2002 et Bougrine et al. 2014 corrigées par l'Eq. (3.10) afin d'obtenir K^0_{max}. Les symboles en cercles correspondent aux mesures expérimentales tandis que le symbole en carré vert est extrait du travail de Bougrine et al. 2014. 102

3.13 La vitesse de convection $U_c - U^u(X_c)$, où $U^u(X_c)$ est la vitesse de l'écoulement non perturbée au niveau du centre de vortex X_c, en fonction de U_θ. La ligne en pointillée est donnée par $0.5(U_\theta/S_L)^{2/3}$. 104

3.14 Évolution temporelle des différents paramètres du vortex pour un cas extrait de la base de données acquise. L'inter-distance entre les deux noyaux du vortex R_v, la vitesse de convection U_c et $U_c - U^u(X_c)$, la position du centre de vortex X_c et la vitesse de rotation U_θ sont représentés en fonction du temps. Les symboles correspondent aux données expérimentales alors que les lignes correspondent à la simulation. 105

3.15 Évolution temporelle de la surface de flamme $A(t, \Delta)$ (a) et de l'étirement $K(t, \Delta)$ (b) pour une largeur de domaine de contrôle $\Delta = 10$ mm. Trois intensités de vortex $U_\theta/S_L = 0.94$, 1.43 et 1.83 sont testées. Les lignes en pointillées et continues correspondent aux données expérimentales et numériques respectivement. 106

3.16 Étirement maximal K^0_{max} déduit des simulations numériques en fonction de K^0_{max} évalué en utilisant les données expérimentales. Notons que les symboles sont colorés par le rapport U_θ/S_L. 107

3.17 (a) Fonction d'efficacité en fonction de U_θ/S_L pour différentes valeurs de U_c/S_L. La flèche indique le sens de croissance des valeurs U_c/S_L. (b) Fonction d'efficacité réajustée en fonction d'un rapport de vitesse réajusté. La ligne en pointillée noire représente le fit en utilisant l'Eq. (3.14). 108

3.18 Etirement maximal de flamme obtenu par les simulations numériques en fonction de l'étirement maximal de flamme mesuré expérimentalement en utilisant la fonction d'efficacité obtenue dans cette étude (a), les fonctions d'efficacité proposées par Colin et al. 2000 (b), Charlette et al. 2002 (c) et Bougrine et al. 2014 (d). Les symboles sont colorés par U_θ/S_L. 109

4.1 Données expérimentales acquises représentées sur le diagramme de combustion. Les différents points sont colorés par le nombre de Lewis effectif représentant les flammes de méthane et de propane pour des richesses allant de 0.8 à 1.2 et des intensités de vortex U_θ/S_L^0 entre 0.4 et 3.2. 116

4.2 Schéma du volume de diamètre Δ sur lequel l'Eq. (4.6) est intégrée. Le volume $\mathcal{V}$ est divisé en deux parties, i.e. $\mathcal{V} = \mathcal{V}_u + \mathcal{V}_b$ avec les limites $\partial\mathcal{V} = \partial\mathcal{V}_u + \partial\mathcal{V}_b + \partial\mathcal{V}_f$. Les deux volumes partagent une frontière commune $\partial\mathcal{V}_{u,b}$. (a) 2D et (b) 3D : les vecteurs $\boldsymbol{n}$ normaux aux différentes frontières sont indiqués par des flèches. 121

4.3 Configuration 2D de la moitié du domaine étudié pour l'interaction d'une flamme ayant une vitesse laminaire S_L^0 avec un vortex toroïdal caractérisé par sa vitesse de rotation U_θ et une inter-distance entre les deux centres des vortex R_v. Le trait en pointillé représente l'axe de symétrie et U est la vitesse de l'écoulement. 125

4.4 Comparaison de la vitesse de consommation évaluée expérimentalement en utilisant l'Eq. (4.34) avec $\mathcal{F} = 0$ (cercle plein) et $\mathcal{F} = \delta_L/2$ (carré plein) pour les mélanges (a) méthane/air et (b) propane/air à différentes richesses ϕ avec les données trouvées dans la littérature. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type calculé à partir de 15 mesures indépendantes. Les données expérimentales ont été prises de Vagelopoulos et al. 1994, Vagelopoulos et Egolfopoulos 1998, Dong et al. 2002, Bosschaart et De Goey 2004, Bouvet 2009, Balusamy et al. 2011 et Varea 2013. 127

4.5 Séquence d'interaction d'une flamme méthane à la stœchiométrie : (a) Contours de vorticité et isotherme côté gaz frais superposés sur les images issues de la tomographie laser. (b) Champs de vorticité issus de la DNS avec superposition des iso-contours à $Y_f^* = 0.01$ et $Y_f^* = 0.99$. Notons que le champ DNS a été doublé par symétrie. 128

4.6 (a) Évolution temporelle de la masse contenue dans la flamme déterminée depuis la DNS effectuée (terme de gauche de l'Eq. (4.42)) et du modèle avec $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$ (terme de droite de l'Eq. (4.42)). La sous-figure se trouvant en haut à gauche représente l'évolution temporelle du rapport $\mathcal{F}/\delta_L$. (b) Le taux de réaction du carburant intégré sur le volume a été calculé à partir de la DNS et comparé au bilan de masse en utilisant $\mathcal{F} = 0$ et $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$. $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.5\delta_L$ a été également testé et la courbe obtenue a été superposée sur $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$ (aucune différence entre les deux cas n'a été relevée). . . 129

4.7 Évolution temporelle du taux d'étirement pour les mélanges méthane/air à la stœchiométrie et propane/air à $\phi = 0.9$ pour trois intensités de vortex à $\Delta = 13$ mm : (a) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 0.8$, (b) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 1.2$ et $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 2.8$. Notons que le temps t a été décalé de telle sorte que $t = 0$ correspond à l'instant où $\langle K\rangle$ atteint son maximum. 131

4.8 Comparaison de différents termes de l'Eq. (4.20) représentés en traits continus et ceux moyennés sur la surface de flamme de l'Eq. (4.45) en traits pointillés. (a) Flamme de méthane à $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle = 0.8$ et (b) flamme de propane à $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle = 1.2$. 133

4.9 Évolution temporelle du taux d'étirement pour les mélanges méthane/air à la stœchiométrie et propane/air à $\phi = 0.9$ pour trois intensités de vortex et $\Delta = 13$ mm : (a) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 0.8$, (b) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 1.2$ et $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 2.8$. Notons que le temps t a été décalé de sorte que $t = 0$ corresponde à l'instant pour lequel $\langle K\rangle$ atteint son maximum. 134

4.10 Évolution des différents termes de l'Eq. (4.20) normalisés par $\langle S_d^u\rangle_{t_0}$. Trois intensités de vortex ont été étudiées : (a, d) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle = 0.8$, (b, e) 1.2 et (c, f) 2.8 pour les mélanges (a-c) méthane/air à la stœchiométrie et (d-e) propane/air à $\phi = 0.9$. 136

4.11 Évolution de $\langle S_d^u\rangle$ en fonction de (a) $\langle K\rangle$, (b) $\langle K_C\rangle$ et (c) $\langle K_T\rangle$ pour le mélange méthane/air à une intensité de vortex $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 2.8$. Les flèches indiquent la chronologie de l'interaction. Les différentes courbes correspondent à différentes largeurs Δ du volume de contrôle : plus Δ est petit plus les variations de $\langle S_d^u\rangle$, $\langle K\rangle$, $\langle K_C\rangle$ et $\langle K_T\rangle$ sont importantes. Les lignes en pointillés noirs correspondent aux prédictions utilisant l'Eq. (4.56) avec $\mathcal{L}_\kappa = 4.98 l_f$ et $\mathcal{L}_K = -1.08 l_f$. 137

4.12 Évolution des longueurs de Markstein liées à la courbure et à l'étirement total en fonction de la température réduite calculée à partir de l'Eq. 4.54 et 4.55 avec $\beta = 8$, $Le = 1.5$ et 1.05 et $\lambda = (T/T_u)^{0.87}$. 138

4.13 Évolution des différents termes de l'Eq. (4.32) normalisés par $\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0}$. Trois intensités de vortex ont été étudiées : (a, d) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle = 0.8$, (b, e) 1.2 et (c, f) 2.8 pour les mélanges (a-c) méthane/air à la stœchiométrie et (d-e) propane/air à $\phi = 0.9$. 140

4.14 Évolution de $\langle S_c^1 \rangle$ en fonction de (a) $\langle K \rangle$, (b) $\langle K_C \rangle$ et (c) $\langle K_T \rangle$ pour le mélange méthane/air à une intensité de vortex $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 2.8$. Les flèches indiquent la chronologie de l'interaction. Les différentes courbes correspondent à différentes largeurs Δ du volume de contrôle : plus Δ est petit plus les variations de $\langle S_c^1 \rangle$, $\langle K \rangle$, $\langle K_C \rangle$ et $\langle K_T \rangle$ sont importantes. Les lignes en pointillés noirs correspondent aux prédictions utilisant l'Eq. (4.32) où $\langle S_d^u \rangle$ est calculée à partir de l'Eq. (4.56) avec $\mathcal{L}_\kappa = 4.98 l_f$ et $\mathcal{L}_K = -1.08 l_f$. 141

5.1 Séquence temporelle des champs de température d'une flamme de propane à $\phi = 0.9$. Δ est la largeur du domaine de contrôle. La ligne centrale à $t = 6.7$ ms représente la ligne le long de laquelle les profils axiaux vont être extraits. . . 151

5.2 Évolution temporelle de la surface $A(t)$ pour la flamme de propane à $\phi = 0.9$ (diamants en rouge) et la flamme du méthane à la stoechiométrie (cercles noirs). Les phases sélectionnées qui vont être comparées sont caractérisées par une courbure presque identique à la pointe de la flamme. 151

5.3 Phases sélectionnées (a-c) et leurs courbures κ_m calculées au niveau de l'iso-contour $c = 0.7$ pour le cas P091 (cf. Table 5.1). Le rectangle en pointillé représente la partie de l'image où la courbure a été calculée. L'échelle de couleur concerne les figures de courbure (d-f). Notons que la Phase 1 n'est pas présentée dans la figure vu qu'elle correspond à l'état stationnaire. 153

5.4 Profils de $|\nabla c|$ normalisés en fonction du degré d'avancement c extraits le long de la ligne centrale pour les quatre phases sélectionnées durant l'interaction flamme-vortex pour le cas P091 (symboles remplis) et le cas M10 (symboles vides). 154

5.5 (a) Épaisseur de la zone de préchauffage en fonction de la courbure normalisée le long du contour de la flamme pour les différentes phases sélectionnées. Chaque phase est représentée par un symbole spécifique. (b) Épaisseur de la zone de réaction normalisée évaluée à la pointe de la flamme durant toute l'interaction de la flamme avec le vortex. La courbure est normalisée par l'épaisseur de la flamme laminaire. Les symboles pleins et vides correspondent aux mélanges propane/air et méthane/air respectivement. La flèche indique le sens du temps. 155

5.6 Images de CH*, OH* et OH*/CH* (gauche à droite) pour une flamme de propane ayant une courbure négative à la Phase 3. Notons qu'une inversion d'Abel a été appliquée aux images brutes. 156

5.7 L'émission des radicaux CH* (symboles en rouge) et OH* (symboles en noir) intégrée sur la normale en chaque point du contour de la flamme pour les quatre phases sélectionnées en fonction de la courbure normalisée. Les symboles pleins et vides correspondent aux flammes de propane et de méthane respectivement. La courbe superposée a été reproduite du travail de Bell et al. 2007 et représente le taux de combustion local en fonction de la courbure. 157

5.8 Séquence de champs de température (a-c), de CH* (d-f) et de OH* (g-i) mesurés durant l'interaction de la flamme de propane pauvre avec le vortex toroïdal ayant une intensité U_θ/S_L = (cas P092 de la Table 5.1). Notons que temps entre chaque phase est de 0.3 ms. 158

5.9 Evolutions temporelles de l'étirement global $\langle K \rangle$ et de la courbure $\langle \kappa_m \rangle$ moyennés sur la surface de flamme calculées au niveau de deux iso-contours différents : $c = 0.1$ et $c = 0.8$ pour la flamme de propane. 161

5.10 Séquence de champs de température mesurés durant l'interaction de la flamme d'hydrogène pauvre avec le vortex toroïdal : (a) état stationnaire, (b) Phase 2, (c) Phase 4, (d) Phase 5, (e) Phase 6, (f) Phase 7 et (g) Phase 8. L'inflammation près du centre du vortex a été observée à la Phase 4. Notons que temps entre chaque phase est de 0.25 ms. 165

5.11 Images supplémentaires démontrant l'auto-inflammation des noyaux du vortex. L'échelle de couleur est la même que celle de la Figure 5.10. 166

5.12 Distance minimale d_{min} moyennée sur les différents tirs réalisés entre différentes isothermes de la flamme principale et la partie supérieure des noyaux d'inflammation. Les barres d'erreurs indiquent l'écart type. 167

5.13 Évolution de la contribution en atomes d'hydrogène H en fonction du temps. Ces simulations ont été réalisées dans un réacteur parfaitement agité en modifiants le rapport des débits entre H et H_2. L'inflammation se produit pour les fractions molaires $X_H \gtrsim 3 \times 10^{-6}$. 168

5.14 Champ de vitesse mesuré à l'aide de la PIV superposé sur le champ de vorticité. Le repère est centré sur le centre du vortex instantané (x_v, y_v). 168

5.15 (a) Champ de vorticité, (b) taux de dissipation et (c) champ de déformation calculés au même instant. Superposition des contours du vortex correspondant à la (–) Figure 5.10(c), $(\cdots)$ Figure 5.11(a) et (- -) Figure 5.11(b). 169

5.16 Evolution du rapport des longueurs calculées à différentes isothermes de la flamme principale et de la flamme toroïdale en fonction des phases durant l'interaction flamme-vortex. Les barres d'erreurs représentent l'écart type calculé en utilisant les différents tirs réalisés. 170

5.17 Images de champs de températures montrant l'auto-inflammation loin du vortex toroïdal. 171

5.18 Les fonctions de densité de probabilité (PDF) de la courbure de la flamme en considérant la surface entière de la flamme et deux régions à proximité des noyaux du vortex enflammés. 172

A.1 Exemple de courbe permettant l'extraction de l'énergie d'activation E_a pour un mélange méthane/air à $\phi = 0.9$, $T = 300$ K et $P = 1$ bar. 187

A.2 Nombre de Lewis du réactif limitant Le_D, du réactif en excès Le_E et nombre de Lewis effectif Le_{eff} pour les mélanges (a) méthane/air et (b) propane/air à $T = 300$ K et $P = 1$ bar. 187

A.3 Longueurs de Markstein $\mathcal{L}_b$ en fonction de la richesse pour les mélanges à $T = 300$ K et $P = 1$ bar (a) méthane/air et comparaison avec les valeurs obtenues par Halter et al. 2010, Varea et al. 2012 et Bradley et al. 1996. (b) propane/air comparaison avec Sun et al. 1999, Tang et al. 2008 et Varea 2013. 188

B.1 Configuration 2D du brûleur avec les conditions aux limites imposées : (1) et (2) injection d'air principal et de l'azote respectivement, (3) et (4) limites de sortie du domaine, (5) plaque en inox et (6) axe de symétrie. P_{Ax} représente la position où les profils de vitesses axiales vont être extraits. 190

B.2 Différents maillages étudiés. (a) : grossier M_g, (b) : intermédiaire M_i et (c) : fin M_f. 191

B.3 Profils de vitesses à la sortie du brûleur à différentes positions. Rouge : maillage fin M_f, vert : maillage intermédiaire M_i, bleu : maillage grossier M_g. (cf. Table B.1) 192

B.4 Expérimental : (a) Image issue de la tomographie laser et (b) champ de vitesse axiale moyennée U_{mean}. Numérique : (c) Champ de vitesse axiale de l'écoulement simulé et (d) agrandissement de la partie encadrée en rouge. 193

B.5 Profils de vitesse axiale à la sortie du brûleur. Rouge : numérique, noir : expérimental 194

B.6 Champ de vitesse radiale (a) numérique et (b) expérimental. (c) Profils de vitesse radiale à la sortie du brûleur. Rouge : numérique, noir : expérimental 195

B.7 Champs de vitesse axiale entre la sortie du brûleur et la plaque. (a) et (d) : $V_{in-coflow} = 0$ m/s, (b) et (e) : $V_{in-coflow} = 0.18$ m/s, (c) et (f) : $V_{in-coflow} = 0.36$ m/s. 196

B.8 Lignes de courant superposées au champ de vitesse axiale 197

C.1 (a) Image binarisée d'une flamme de méthane à la stœchiométrie à $t = 10$ ms acquise en utilisant le diagnostic de tomographie laser. (b) Application du filtre Gaussien de taille 30×30 px^2 à l'image binarisée (a). 199

C.2 Deuxième méthode utilisée afin d'extraire l'isotherme ψ pour suivre la propagation de la flamme en mesurant la vitesse de déplacement locale. Une flamme de méthane/air à la stœchiométrie à $t = 10$ ms est présentée. 200

C.3 Évolution temporelle de la vitesse de déplacement locale S_d mesurée en utilisant les deux méthodes (filtrage vs valeur assignée) d'une flamme de méthane/air à la stœchiométrie. Notons que le temps t_0 a été décalé de sorte que $t = 0$ corresponde à l'instant où l'étirement global K atteint son maximum. $\Delta = 13$ mm. 200

C.4 Champs de vitesse axiale (a) et radiale (c) de la flamme méthane/air à $t = 10$ ms. (P_1) et (P_2) représentent les deux positions où les vitesses ont été tracées (b) et (d). 201

Liste des tableaux

1.1 Récapitulatif des études expérimentales réalisées sur l'interaction d'une flamme prémélangée avec un vortex contrarotatif. 29

1.2 Récapitulatif des études numériques réalisées sur l'interaction d'une flamme prémélangée avec un vortex contrarotatif. La technique SLIC (*Simple Line Interface Calculation*) est l'équivalent de la G-*equation*. 30

2.1 L'indice de réfraction n_k et le facteur de dépolarisation ρ_p utilisés pour calculer la section efficace d'une espèce k. 47

2.2 Récapitulatif des différents paramètres. 54

2.3 Les réactions chimiques de la chimiluminescence de CH* et OH* ajoutées au mécanisme GRI-Mech 3.0. k = $AT^B\exp(-E_a/RT)$, E_a en cal/mol, R en cal.mol^{-1}.K^{-1}. h est la constante de Planck et ν est la longueur d'onde de l'émission spontanée. 56

2.4 Récapitulatif des conditions permettant la détection du vortex pour les critères proposés. 75

2.5 Comparaison entre les paramètrers imposés et ceux obtenus en utilisant l'estimation Lamb-Oseen. 79

2.6 Conditions expérimentales étudiées pour le mélange H_2/air. 83

2.7 Conditions expérimentales étudiées pour les mélanges CH_4/air et C_3H_8/air. . 84

3.1 Conditions expérimentales et paramètres extraits des simulations 1D effectuées en utilisant CHEMKIN-II : épaisseur de flamme (δ_L), vitesse laminaire de flamme (S_L), étirement tangentiel initial (a_0) et nombre de Lewis effectif Le_{eff}. 99

4.1 Conditions expérimentales sélectionnées. R_v et U_θ représentent la distance entre les deux centres des structures tourbillonnaires et leur vitesse tangentielle. δ_L^0 est l'épaisseur de flamme et S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire obtenues en utilisant le mécanisme cinétique GRI-Mech 3.0 pour les flammes de méthane et ARAMCO-Mech 1.3 pour celles de propane. Le_{eff} est le nombre de Lewis effectif. 117

5.1 Conditions expérimentales et paramètres clés : la température adiabatique de flamme (T_p), l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex (R_v), l'épaisseur de flamme (δ_L^0), la vitesse de rotation du vortex (U_θ), la vitesse laminaire de flamme (S_L^0) et le nombre de Lewis effectif Le_{eff}. 150

5.2 Conditions expérimentales et paramètres clés : l'interdistance entre les deux noyaux du vortex (R_v), la vitesse de rotation du vortex (U_θ) et le nombre de Lewis effectif Le_{eff}. 163

B.1 Maillages étudiés. 191

Nomenclature

Caractères Latins

a_0	Étirement tangentiel initial
A	Surface de flamme
A_{vortex}	Surface de vortex
c	Degré d'avancement
c	Concentration molaire
$\mathcal{C}$	Fonction d'efficacité
$\mathcal{C}_B$	Fonction d'efficacité développée par Bougrine et al. 2014
$\mathcal{C}_{Ch}$	Fonction d'efficacité développée par Charlette et al. 2002
$\mathcal{C}_{Co}$	Fonction d'efficacité développée par Colin et al. 2000
$\mathcal{C}_{MP}$	Fonction d'efficacité développée par Meneveau et Poinsot 1991
C_p	Capacité calorifique
d, D	Diamètre
Da	Nombre de Damköhler
D_{th}	Diffusivité thermique
D_m	Diffusivité massique
E_a	Énergie d'activation
f_l	Distance focale
$\mathcal{F}$	Échelle de longueur relative à l'épaisseur de flamme
H	Distance séparant les deux buses de sortie des brûleurs
I	Intensité
K	Étirement du front de flamme
Ka	Nombre de Karlovitz
K_T	Étirement tangentiel du front de flamme
K_C	Étirement dû à la courbure du front de flamme
K_r	Étirement tangentiel initial
$\mathcal{L}_c$	Longueur de Markstein du côté gaz brûlés
$\mathcal{L}_d^u$	Longueur de Markstein du côté gaz frais
$\mathcal{L}_K$	Longueur de Markstein liée à l'étirement
$\mathcal{L}_\kappa$	Longueur de Markstein liée à la courbure
l_f	Épaisseur de flamme diffusive
Le	Nombre de Lewis

Le_c	Nombre de Lewis critique
Le_{eff}	Nombre de Lewis effectif
Le_E	Nombre de Lewis du réactif excédentaire
Le_D	Nombre de Lewis du réactif déficitaire
L_T	Échelle intégrale de turbulence
l_η	Échelle de Kolmogorov
Q	Dégagement de chaleur
$\mathcal{Q}$	Critère $\mathcal{Q}$
$\mathcal{M}_c$	Nombre de Markstein du côté gaz brûlés
$\mathcal{M}_d^u$	Nombre de Markstein du côté gaz frais
M_f	Maillage fin
M_g	Maillage grossier
M_i	Maillage intermédiaire
n	Indice de réfraction des espèces
n	Nombre de champs de vitesses instantanées
$\boldsymbol{n}$	Vecteur normal
n_c	Coefficient stœchiométrique du combustible
n_o	Coefficient stœchiométrique de l'oxydant
N_0	Nombre de Loschmidt
N_A	Nombre d'Avogadro
P	Pression
P_A	Position axiale
P_R	Position radiale
P_{vortex}	Périmètre de vortex
$R_{1,2}$	Rayon
R	Constante des gaz parfaits
Re	Nombre de Reynolds
R_v	Inter-distance entre les deux noyaux du vortex toroïdal
$\boldsymbol{S}$	Tenseur de déformation
s	Abscisse curviligne
Sc	Tenseur de déformation
Sc	Nombre de Schmidt
S_c	Vitesse de consommation
S_d	Vitesse de déplacement
S_L	Vitesse de flamme laminaire
S_L^0	Vitesse de flamme laminaire non-étirée

S_R	Signal de Rayleigh
t	Temps
T	Température
$\boldsymbol{u}$	Vitesse de l'écoulement
U_c	Vitesse de convection
u_r	Vitesse caractéristique de l'échelle r
U_θ	Vitesse circonférentielle du vortex
v'	Vitesse de fluctuations
v'_η	Vitesse de Kolmogorov
V_0	Vitesse débitante
v_f	Vitesse de diffusion du fuel
v_r	Vitesse tangentiel
$\mathcal{V}_u$	Volume de flamme côté gaz frais
$\mathcal{V}_b$	Volume de flamme côté gaz brulés
U, V	Vitesses de l'écoulement suivant les axes x et y
$\boldsymbol{w}$	Vitesse absolue
X	Fraction molaire
Y	Fraction massique
x, y	Coordonnées spatiales du contour

Caractères Grecs

β	Nombre de Zel'dovich
Γ_2	Critère Γ_2
δ_L	Épaisseur de flamme laminaire
δ_{pre}	Épaisseur de la zone de préchauffage
δ_{rec}	Épaisseur de la zone de réaction
Δ	Critère Δ
Δ	Largeur du domaine de contrôle
$\Delta\Omega$	Angle solide de collection
η	Échelle de Kolmogorov
κ_1	Courbure dans le plan de flamme
κ_2	Courbure dans le plan circonférentielle de flamme
κ_m	Courbure moyenne du front de flamme
λ	Conductivité thermique

λ	Longueur d'onde
λ_2	Critère λ_2
μ	Viscosité dynamique du fluide
ν	Viscosité cinématique du fluide
ξ	Variable d'intégration
ρ	Masse volumique
ρ_p	Facteur de dépolarisation
σ	Facteur d'expansion thermique
Σ	Densité de surface de flamme
τ_c	Temps caractéristique de chimie
τ_c	Temps caractéristique d'advection
τ_T	Temps caractéristique de turbulence
τ_η	Temps caractéristique de Kolmogorov
τ_s	Temps caractéristique de l'étirement
ϕ	Richesse du mélange réactif
ψ	Iso-contour
$\dot{\omega}$	Taux de réaction
Ω	tenseur de rotation

Indices

b	Gaz brûlés
c	Combustible
f	Flamme
f	Fuel
k	Espèce k
max	Maximal
mix	Mélange
o	Oxydant
r	Réactif
ref	Référence
tot	Total
u	Gaz frais
X^*	Radical électroniquement excité

Sigles & Acronymes

BNC	*Berkeley Nucleonics Corporation*
CHEMKIN	*CHEMical KINetics*
CL	*Cylindrical Lens*
CLAHE	*Contrast Limited Adaptative Histogram Equalization*
DCC	*Direct Cross-Correlation*
DEHS	*Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate*
DFT	*Discrete Fourier Transform*
DM	*Dichroic Mirror*
DNS	*Direct Numerical Simulation*
HRR	*Heat Release Rate*
LES	*Large Eddy Simulation*
Nd :YAG	*Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*
PIV	*Particle Image Velocimetry*
PLIF	*Planar Laser-Induced Fluorescence*
RANS	*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*
sCMOS	*scientific Complementary Metal-Oxide Semiconductor*
SL	*Spherical Lens*
SLIC	*Simple Line Interface Calculation*
STP	*Standard Temperature and Pressure*
TF	*Thickned Flame*
TRZ	*Thin Reaction Zone*

Introduction générale

Des réglementations beaucoup plus restrictives visant à réduire les émissions de polluants et les émissions de particules tout en assurant une fiabilité et une efficacité élevées contraignent les systèmes industriels faisant intervenir des phénomènes de combustion. Pour y répondre, la combustion prémélangée pauvre est un candidat attractif vu qu'elle permet de réduire la température de la flamme et d'éviter la formation locale des poches de gaz frais, en partie responsables de la formation de suies. Cependant, ce type de combustion peut provoquer des fluctuations locales et temporelles de dégagement de chaleur conduisant à une augmentation de la formation de polluants et à l'apparition des instabilités de combustion. Ces non-uniformités induisent une variation locale de la réactivité de la flamme. Par conséquent, des extinctions [1] locales peuvent avoir lieu. Une proportion de gaz frais peut alors traverser le front de flamme et des auto-inflammations peuvent se produire dans des régions critiques du système industriel (turbines à gaz, moteurs, chaudières, etc). Le *quenching* de la flamme est indésirable vu qu'il peut être la cause de la détérioration de toute l'unité pouvant provoquer des dégâts conséquents. La flamme doit être impérativement stable et plusieurs études en ont souligné l'importance. Le taux de dégagement de chaleur (*Heat Release Rate*, HRR) est alors un paramètre important à suivre afin de bien maîtriser la combustion, améliorer son rendement et réduire les émissions de polluants produites.

Rendre l'écoulement réactif turbulent permet d'augmenter le taux de dégagement de chaleur ainsi que le rendement du système de combustion. Les structures tourbillonnaires plissent le front de flamme augmentant ainsi le taux de réaction. Toutefois, nos connaissances en combustion turbulente ont été entravées par la complexité des interactions flamme-écoulement turbulent. La détermination du taux de dégagement de chaleur devient de plus en plus ardue. En d'autres termes, les écoulements réactifs turbulents se caractérisent par une interaction complexe entre les mouvements hydrodynamiques, le dégagement de chaleur produit par la flamme et la turbulence. Comprendre et prédire les différents mécanismes à l'œuvre dans les flammes prémélangées turbulentes s'avère alors un défi extrêmement difficile à relever. De surcroît, les flammes prémélangées turbulentes sont caractérisées par des épaisseurs du front de flamme très minces inférieures au millimètre. Résoudre numériquement les phénomènes qui se développent à ces échelles est très couteux en termes de temps de calcul et de moyens informatiques. Des modèles ont été développés pour remédier à ce problème en utilisant des configurations simplifiées. Par exemple, l'interaction d'une flamme laminaire avec un vortex toroïdal a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques depuis les années 90 et une synthèse de ces études est présentée dans le Chapitre 1.

Les interactions flamme-vortex représentent un problème fondamental dans la combustion prémélangée turbulente vu qu'elles démontrent l'interaction complexe entre la chimie, le transport et la mécanique des fluides instationnaires qui peut se produire dans les flammes

1. Quenching

turbulentes. Bien qu'en pratique la combustion turbulente n'est pas une superposition d'interactions flamme-vortex isolées (Steinberg et Driscoll 2009), cette configuration s'est avérée utile pour élucider et mieux comprendre les mécanismes physiques mis en jeu et développer des modèles permettant d'évaluer l'effet de la turbulence sur l'évolution de la flamme, modèles largement utilisés dans les simulations à grandes échelles (*Large Eddy Simulation*, LES). Il est important de mettre en exergue que cette configuration permet de mesurer simultanément l'étirement et la courbure du front de flamme et de distinguer ces deux grandeurs. Ceci n'est pas possible avec une flamme en expansion sphérique, pour laquelle l'étirement est proportionnel à la courbure, ou une flamme de stagnation stationnaire, pour laquelle la courbure est nulle.

Objectif de la thèse

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un projet financé par l'Agence Nationale de la Recherche (IDYLLE 2014-2017) pour lequel une expérimentation de référence a été mise en place. L'objectif de la présente thèse est de mener des études fondamentales dans des situations simplifiées et bien contrôlées afin d'apporter de nouvelles informations pour mieux comprendre l'interaction des flammes prémélangées avec une structure tourbillonnaire. L'avantage de ce type d'études est de pouvoir étudier les différents aspects caractéristiques d'une flamme prémélangée turbulente. Comme la Figure 1 le montre, trois aspects ont été identifiés :

Aspects géométriques : A la traversée de la flamme, le vortex plisse le front de flamme. Ce dernier peut être étiré et courbé en fonction de l'intensité du vortex. De plus, le taux auquel la surface de flamme est étirée peut décrire le taux de changement de la surface de flamme résultant de l'interaction flamme-vortex. Ce taux est connu sous le nom d'étirement et se décompose en deux termes : (i) l'étirement tangentiel et (ii) la courbure du front de flamme.

Aspects cinématiques : Le front de flamme se propage à une vitesse bien définie dépendant des caractéristiques du carburant et de sa richesse. Cependant, cette vitesse peut subir des changements à cause des variations locales du front de flamme. Ceci implique la définition des vitesses de déplacement et de consommation de flamme. La première est relative au front de flamme et la seconde est une quantité intégrée suivant la normale au front de flamme. Plus de détails sont donnés dans la section 1.2.3 du Chapitre 1.

Aspects thermo-chimiques : La structure interne de la flamme est susceptible d'être modifiée à cause d'une variation des propriétés locales de la flamme qui peut être épaissie/amincie. Plus précisément, l'épaisseur de la zone de préchauffage et celle de la zone de réaction, deux composantes du front de flamme, peuvent être impactées de la même manière ou différemment. Il est communément admis que la zone de réaction est beaucoup moins sensible comparée à la zone de préchauffage dans le régime de flammes plissées épaissies. Jusqu'à quel point ceci est-il vrai ? En outre, la propagation des fronts de flamme est régie par la diffusion de la chaleur et des espèces. L'inégalité entre les deux permet d'évaluer les effets thermodiffusifs (ou effet du nombre de Lewis) qui peuvent influencer localement la réponse de la flamme.

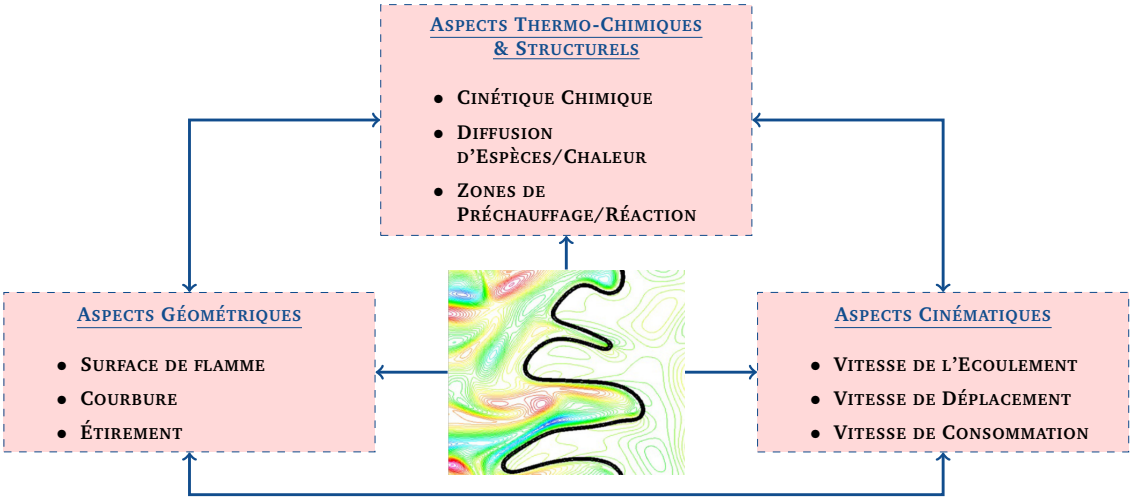


Figure 1 – Schéma d'une flamme turbulente prémélangée soulignant les différents phénomènes en jeu.

Ces trois aspects interagissent mutuellement et il n'est pas aisé d'isoler chaque aspect et de l'étudier séparément. En effet, le taux d'étirement de la flamme peut influencer les propriétés locales d'une surface de flamme, telles que la vitesse de propagation et l'épaisseur de flamme. Ceci peut modifier la vitesse à laquelle les réactifs sont consommés et par la suite modifier la dynamique globale de la flamme. A des taux d'étirement suffisamment élevés, la flamme peut subir des extinctions locales en créant des trous dans la surface de flamme.

Cette thèse vise à approfondir la compréhension détaillée du comportement d'une flamme prémélangée plane en interaction avec un vortex toroïdal. Pour ce faire, un panel de techniques expérimentales ainsi que des outils numériques ont été utilisés pour mieux répondre à nos attentes qui peuvent être synthétisées comme suit :

(i) Quelle est la réponse de la flamme quand celle-ci est soumise à différentes intensités de vortex ? Pourrons-nous développer/proposer une expression analytique, connue sous le nom de fonction d'efficacité, pour décrire l'étirement de la flamme en fonction des propriétés du vortex ?

(ii) Quelle est la dépendance des propriétés cinématiques (vitesses de déplacement/ consommation) aux aspects géométriques (étirement/courbure) pour les flammes prémélangées en interaction avec un vortex ? Les effets thermodiffusifs impactent-ils cette dépendance ?

(iii) Comment la structure interne du front de flamme évolue localement quand elle est soumise à un vortex ? La zone de préchauffage et la zone de réaction ont-elles des réponses similaires (amincissement/épaississement) au cours du passage du vortex ? Quel est l'effet des diffusivités thermique et moléculaire sur les régions fortement courbées de la flamme ?

Organisation du manuscrit

Le manuscrit s'articule autour de cinq chapitres :

Chapitre 1 : Un rappel sur les flammes laminaires prémélangées est proposé dans la première partie de ce chapitre. Définir les différents paramètres et notions qui ont été utilisés au cours de ce travail de thèse est une base de départ primordiale. Un état de l'art sur les études des interactions flamme-vortex réalisées est ensuite présenté pour souligner leurs utilités à la compréhension de certains mécanismes. L'émission de la flamme est enfin décrite en précisant son lien avec le dégagement de chaleur et la richesse locale de la flamme. Une analyse des voies réactionnelles des radicaux CH* et OH*, deux marqueurs de la zone de réaction, est également présentée pour étayer l'analyse des résultats expérimentaux obtenus.

Chapitre 2 : L'objectif de ce chapitre est de présenter les moyens expérimentaux et numériques qui ont été utilisés afin de mener à bien les études effectuées. Le dispositif expérimental, les différents diagnostics expérimentales ainsi que la méthodologie suivie pour post-traiter les images acquises sont décrits d'une manière détaillée. Les mécanismes réactionnels utilisés pour simuler les flammes prémélangées 1D, en utilisant le module PREMIX de CHEMKIN, sont spécifiés. En outre, une partie est dédiée à l'implémentation des réactions de formation/destruction des radicaux CH* et OH* dans les schémas cinétiques sélectionnés. Au final, une étude est réalisée pour caractériser expérimentalement la structure tourbillonnaire injectée.

Chapitre 3 : Ce chapitre a une finalité double. Premièrement, une caractérisation globale de l'émission des flammes prémélangées étudiées est menée pour identifier les radicaux décrivant la zone de réaction de la flamme. Cette étude a facilité la sélection des radicaux à étudier pour analyser la réactivité du front de flamme dans le Chapitre 5. Ensuite, différents paramètres sont étudiés pour comprendre la réponse de la flamme suite à une perturbation contrôlée (citons par exemple l'effet de la taille du domaine de contrôle, de l'intensité du vortex, du temps de résidence de vortex). Ceci a permis la formulation d'une nouvelle expression analytique traduisant l'effet du vortex sur l'étirement de la flamme, incluant de nouveaux paramètres.

Chapitre 4 : Ce chapitre vise à quantifier la dépendance des aspects cinématiques aux aspects géométriques pour les flammes prémélangées en interaction avec un vortex. Pour ce faire, une approche analytique est développée en intégrant l'équation de transport de la fraction massique du carburant sur un volume bien défini. Les hypothèses faites sont validées expérimentalement en confrontant les vitesses déduites à partir de notre approche aux vitesses laminaires trouvées dans la littérature, et numériquement par le biais d'une simulation numérique directe (DNS) en 2D. Cette étude a fourni la première confirmation expérimentale de la théorie asymptotique (Bechtold et Matalon 2001, Giannakopoulos et al. 2015), révélant que les vitesses de flamme sont inégalement altérées par la courbure de la flamme et la déformation hydrodynamique. Par conséquent, deux nombres de Markstein doivent être utilisés, l'un caractérisant la dépendance de la vitesse de la flamme à l'étirement et l'autre à la courbure.

Chapitre 5 : Les expérimentations de ce chapitre ont été menées à l'Université de Toronto, Canada (*University of Toronto Institute for Aerospace Studies*, UTIAS) en utilisant le brûleur à jet impactant du laboratoire ICARE. Deux études sont issues de cette collaboration. La première concerne l'analyse de la structure interne du front de flamme ainsi que l'effet du nombre de Lewis sur les propriétés thermo-chimiques de la flamme. Nous avons montré qu'une intensité de vortex ayant une taille supérieure à l'épaisseur de la flamme est suffisante pour induire des changements significatifs au niveau de la structure de flamme. Ensuite, un phénomène assez particulier a été observé en étudiant une flamme d'hydrogène/air pauvre. Des sites d'auto-inflammations ont été identifiées au niveau des gaz frais à des températures proches de 350 K. Des analyses sont proposées pour expliquer cette observation inattendue.

Chapitre 1

Rappels sur les flammes laminaires prémélangées & État de l'art

Sommaire

1.1 Introduction **8**
1.2 Combustion laminaire prémélangée **8**
1.2.1 Structure d'une flamme laminaire prémélangée 9
1.2.2 Épaisseur de flamme 9
1.2.3 Vitesses de flamme 10
1.2.4 Étirement de flamme 12
1.2.5 Instabilités du front de flamme 13
1.2.6 Relation entre la vitesse de flamme et l'étirement 16
1.3 Interactions flamme-vortex **19**
1.3.1 Diagramme de combustion 20
1.3.2 Fonctions d'efficacité 23
1.3.3 Structure de flamme 27
1.4 Chimiluminescence **28**
1.4.1 Principe 31
1.4.2 Taux de dégagement de chaleur 31
1.4.3 Richesse locale 33
1.4.4 Analyse des voies réactionnelles 35
1.5 Conclusion **36**

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de rappeler les aspects fondamentaux des flammes laminaires prémélangées. Il est indispensable d'introduire, dans un premier temps, les paramètres clés qui vont être utilisés tout au long de ce travail de thèse et de bien les définir afin d'enlever toute ambiguïté. Dans un second temps, l'importance des études des interactions d'un front de flamme avec une structure tourbillonnaire est soulignée en se référant aux études antérieures réalisées. Ces études ont permis, entre autres, l'analyse de la structure de flamme, la mise en place des diagrammes de combustion et le développement des fonctions d'efficacité analytiques. En outre, une partie de ce chapitre est dédiée à l'émission de la flamme, connue sous le nom de chimiluminescence. Son principe, sa relation avec le taux de dégagement de chaleur ainsi que la richesse du mélange réactif sont présentés. Enfin, une analyse des voies réactionnelles de quelques marqueurs de la zone de réaction est réalisée, ce qui va être utile pour analyser les résultats expérimentaux du Chapitre 5.

1.2 Combustion laminaire prémélangée

En combustion prémélangée, les réactifs (comburant + carburant) sont préalablement mélangés. Lorsque la température du mélange réactif dépasse la température d'inflammabilité, une réaction exothermique se crée générant des produits de combustion. En réalité, le processus de combustion correspond à une succession de réactions chimiques élémentaires. Pour des besoins pratiques, le schéma réactionnel complexe est réduit à une réaction globale de la forme :

$$\text{Combustible} + \text{Oxydant} \longrightarrow \text{Produits} + \text{Chaleur} \tag{R1}$$

Pour le cas d'un hydrocarbure réagissant avec de l'air, la réaction globale à la stoechiométrie s'écrit :

$$\mathrm{C}_x\mathrm{H}_y + \left(\frac{y}{4} + x\right)(\mathrm{O}_2 + 3.78\mathrm{N}_2) \rightarrow x\ \mathrm{CO}_2 + \frac{y}{2}\ \mathrm{H}_2\mathrm{O} + 3.78\left(\frac{y}{4} + x\right)\mathrm{N}_2 + \text{Chaleur} \tag{R2}$$

La chaleur et les espèces réactives produites localement par la réaction diffusent vers les gaz frais. La flamme se propage de proche en proche, en amenant progressivement les gaz frais adjacents dans les conditions d'inflammation. La réaction de combustion est caractérisée par un taux de réaction fortement non-linéaire de type Arrhenius (Williams 1985) :

$$\dot{w}(T) = BY_o^{n_o}Y_c^{n_c}exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right) \tag{1.1}$$

où B est une constante cinétique, Y_k est la fraction massique de l'espèce k, n_o et n_c désignent respectivement les coefficients stœchiométriques de l'oxydant et du combustible, E_a représente l'énergie d'activation qui est très grande devant le produit RT, R est la constante des gaz parfaits et T la température.

1.2.1 Structure d'une flamme laminaire prémélangée

La structure des flammes laminaires prémélangées est bien connue et décrite dans de nombreux travaux. Citons par exemple : Buckmaster et Crowley 1983 ; Williams 1985 ; Law 1989. Le front de flamme représente l'interface séparant les gaz frais et les gaz brûlés. Cette région, étant de l'ordre de quelques dixièmes de mm, peut être décomposée en deux zones d'après la théorie de Mallard et Le Chatelier 1883 : une zone de préchauffage et une zone de réaction. Dans la zone de préchauffage, caractérisée par une épaisseur δ_{pre}, les phénomènes de convection-diffusion prédominent tandis que les réactions chimiques sont négligeables. La structure de la zone de réaction, d'épaisseur δ_{rec}, est pilotée par la diffusion de chaleur vers les gaz frais. Le taux de dégagement de chaleur dû aux réactions chimiques atteint son maximum dans cette zone comme le montre la Figure 1.1. Les échanges moléculaires-thermiques se font entre ces deux zones et le front de flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais à une vitesse laminaire notée S_L.

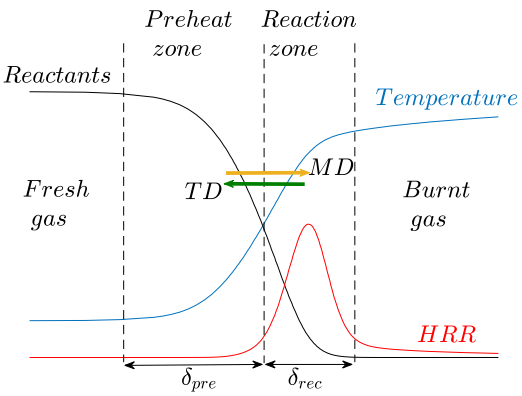


Figure 1.1 – Structure d'une flamme laminaire prémélangée. HRR : taux de dégagement de chaleur, MD : diffusion moléculaire et TD : diffusion thermique.

1.2.2 Épaisseur de flamme

L'épaisseur de flamme δ_L représente un paramètre fondamental permettant de caractériser la structure du front de flamme. Plusieurs définitions de l'épaisseur de flamme laminaire ont été répertoriées par Abraham et al. 1985 et Jarosinski 1984 et nous ne présenterons que les deux plus répandues. Zeldovich 1949 était le premier à introduire la notion d'épaisseur caractéristique de flamme, définie par :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L^0} \tag{1.2}$$

où λ est la conductivité thermique du mélange réactif, C_p sa chaleur spécifique à pression constante, ρ_u la masse volumique des gaz frais et S_L^0 la vitesse de combustion laminaire d'une flamme plane, adiabatique et non-étirée. Cette définition est basée sur le principe de l'équilibre entre la diffusion thermique et la diffusion des espèces, c'est-à-dire que la quantité de chaleur

dégagée par la combustion sert à élever la température des gaz frais dans l'épaisseur δ_L à la température adiabatique de flamme (Williams 1985). Cette quantité peut être déterminée facilement dès que S_L^0 est connue, cependant, il a été montré qu'elle est trop petite vu qu'elle ne représente qu'une partie de la structure de flamme.

La deuxième définition, la plus utilisée, est celle proposée par Spalding 1955 qui définit l'épaisseur de flamme comme étant le rapport entre la différence de température entre les gaz frais et les gaz brûlés et le gradient maximum de température :

$$\delta = \frac{T_b - T_u}{|\nabla T|_{max}} \tag{1.3}$$

où T_b et T_u représentent la température des gaz brûlés et celle des gaz frais respectivement.

1.2.3 Vitesses de flamme

Dans la théorie de combustion, la notion de vitesse de flamme est importante et il est indispensable de bien la définir. Prenons le cas d'une flamme prémélangée laminaire courbée et considérons un élément de surface δA du front de flamme (cf. Figure 1.2).

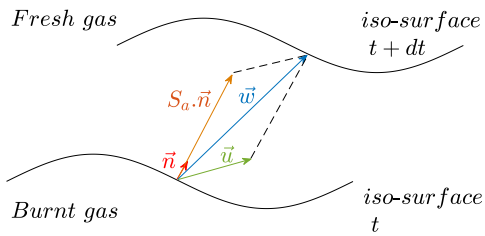


Figure 1.2 – Vitesses d'une flamme laminaire prémélangée.

On peut distinguer trois types de vitesses d'après les travaux de Poinsot et al. 1992 ; Trouvé et Poinsot 1994 ; Poinsot et Veynante 2005 :

— Dans le référentiel du laboratoire, le front de flamme se déplace à une vitesse $\boldsymbol{w}$ de l'instant t à l'instant $t + dt$ comme l'illustre la Figure 1.2. Sa composante suivant la normale $\boldsymbol{n}$ dirigée vers les gaz frais représente la vitesse absolue :

$$S_a = \boldsymbol{w} \cdot \boldsymbol{n} \tag{1.4}$$

avec

$$\boldsymbol{n} = -\frac{\boldsymbol{\nabla}\psi}{|\boldsymbol{\nabla}\psi|} \tag{1.5}$$

où ψ représente l'iso-contour où cette vitesse est mesurée. Si la vitesse de l'écoulement est uniforme et si la structure interne du front de flamme n'est pas modifiée, c.-à-d. son épaisseur ne subit aucun épaississement ou amincissement, la vitesse absolue est constante. Cela est expliqué par le fait que les iso-contours du front de flamme se

déplacent à la même vitesse.

— La vitesse de déplacement S_d est une quantité relative au front de flamme. Elle résulte de la différence entre la vitesse de déplacement du front de flamme par rapport au référentiel du laboratoire $\boldsymbol{w}$ et la vitesse de l'écoulement $\boldsymbol{u}$.

$$S_d = (\boldsymbol{w} - \boldsymbol{u}) \cdot \boldsymbol{n} = \frac{1}{|\boldsymbol{\nabla}\psi|}\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}\psi\right) \tag{1.6}$$

Cette vitesse est souvent utilisée dans les simulations numériques directes (*Direct Numerical Simulation*, DNS) pour évaluer le déplacement du front de flamme. Rappelons qu'une DNS permet de résoudre spatialement et temporellement toutes les échelles de turbulence allant des plus grandes échelles contenant l'énergie jusqu'aux plus petites échelles dissipatives de telle sorte qu'aucune modélisation de turbulence n'est utilisée. Cependant, comme le montre l'Eq. (1.6), la vitesse de déplacement dépend fortement de l'iso-contour où elle est mesurée. Une attention particulière doit être prise avant l'exploitation des résultats. D'autre part, cette quantité reste utile pour les modèles basés sur la G-*equation*, qui considèrent le front de flamme comme étant une interface mince séparant les gaz frais des gaz brûlés et consistent à déplacer le front de flamme par rapport à l'écoulement (Peters 1999).

— La vitesse de consommation est basée uniquement sur le taux de réaction et elle est définie comme suit :

$$S_c = -\frac{1}{\rho_u Y_f}\int_{-\infty}^{+\infty} \dot{w}_f \, d\eta \tag{1.7}$$

où Y_f est la fraction massique du carburant et $\dot{w}_f$ est son taux de réaction. Cette quantité représente la vitesse à laquelle les gaz frais sont consommés.

Prenons maintenant le cas d'une flamme plane non-étirée mono-dimensionnelle se propageant librement. Sa vitesse de propagation, noté S_L^0, est la vitesse de référence de toutes les études de combustion. Dans ce cas, seuls les effets thermiques et chimiques sont pris en compte. D'autre part, une flamme plane ayant une épaisseur constante est caractérisée par une vitesse de flamme laminaire S_L. Cette dernière est caractéristique du mélange (i.e. de la nature du combustible et de la richesse [1] imposée), de la température et de la pression initiale.

Pour récapituler, un front de flamme se déplace à une vitesse vers les gaz frais. Cependant, il faut choisir la bonne définition de vitesse à utiliser pour décrire correctement la propagation de flamme. Il faut aussi bien souligner que S_d et S_a sont des quantités locales dépendant de l'iso-contour ψ où elles sont évaluées tandis que S_c est une quantité résultante d'une intégrale sur toutes les valeurs de ψ à travers le front de flamme. Notez que S_c n'est pas facile à évaluer expérimentalement et jusqu'à présent peu d'études ont été réalisées pour extraire ce paramètre. Par exemple, Lefebvre et al. 2016 ont mesuré expérimentalement S_c pour une flamme sphérique en expansion. En outre, quand une flamme est soumise à l'étirement tangentiel ou quand elle est courbée, sa structure interne est susceptible d'être modifiée. Dans

1. La richesse ϕ est définie comme étant le ratio molaire entre le carburant et l'oxydant normalisé par ce même rapport à la stœchiométrie.

ce cas, il faut bien différencier S_d et S_c car les iso-contours du front de flamme ne vont pas se déplacer à la même vitesse.

1.2.4 Étirement de flamme

En pratique, les flammes ne sont pas planes et sont soumises à différentes contraintes extérieures qui peuvent modifier leurs structures internes ainsi que leurs vitesses de combustion. D'après Williams 1985, un front de flamme qui se propage dans un écoulement non uniforme subit des effets d'étirement tangentiel et de courbure qui vont entraîner des changements au niveau de la surface de la flamme. Ces changements sont mesurés par l'étirement [2] défini comme le taux d'accroissement adimensionné d'un élément de surface A dans le temps :

$$K = \frac{1}{A}\frac{dA}{dt} \tag{1.8}$$

Ce paramètre est un indicateur local et instantané de la croissance de la surface du front de flamme. Deux cas peuvent être distingués :

— $K > 0$: étirement de la surface de flamme
— $K < 0$: compression de la surface de flamme

En appliquant l'équation de transport, une expression générale de l'étirement peut être obtenue pour un flamme mince se déplaçant à la vitesse $\boldsymbol{w}$ suivant la normale $\boldsymbol{n}$ dirigée vers les gaz frais (Matalon et Matkowsky 1982 ; Clavin et Joulin 1983 ; Candel et Poinsot 1990) :

$$K = -\boldsymbol{nn} : \nabla \boldsymbol{w} + \nabla \cdot \boldsymbol{w} \tag{1.9}$$

où $-\boldsymbol{nn} : \nabla$ représente l'opérateur de gradient normal à la surface de la flamme et peut être écrit sous la forme suivante :

$$-\boldsymbol{nn} : \nabla \boldsymbol{w} = \left[n_i n_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \right] \tag{1.10}$$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la vitesse $\boldsymbol{w}$ est la somme de la vitesse locale des gaz frais $\boldsymbol{u}$ et de la vitesse de la flamme dans la direction normale au front $S_d\boldsymbol{n}$. En remplaçant $\boldsymbol{w}$ par sa formule, l'Eq. (1.9) peut être alors écrite comme :

$$K = -\boldsymbol{nn} : \nabla \boldsymbol{u} + \nabla \cdot \boldsymbol{u} + S_d \left(\nabla \cdot \boldsymbol{n} \right) \tag{1.11}$$

Le terme $\nabla \cdot \boldsymbol{n}$ représente la courbure du front de flamme et peut être calculé à partir des rayons de courbure de la surface (cf. Figure 1.3(b)) :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{n} = -\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \tag{1.12}$$

2. stretch

On en déduit que l'étirement global de la flamme peut être décomposé en deux contributions : une due à l'étirement tangentiel[3] K_T et l'autre à la courbure de flamme K_C, et s'écrit sous la forme suivante :

$$K = \underbrace{-\boldsymbol{nn} : \nabla \boldsymbol{u} + \nabla \cdot \boldsymbol{u}}_{K_T} + \underbrace{2S_d\kappa_m}_{K_C} \tag{1.13}$$

où κ_m représente la courbure moyenne des deux courbures principales κ_1 et κ_2 comme l'illustre la Figure 1.3(b). Il est communément admis qu'une courbure est positive (négative) quand elle est convexe (concave) dans la direction des gaz frais. Cette définition est utilisée pour ce travail de thèse.

Notons qu'un fort étirement influence notablement le taux de réaction. Une extinction locale du front de flamme peut avoir lieu. Généralement, ces extinctions ne sont pas désirables dans les chambres de combustion parce qu'elles contribuent à la diminution du taux moyen de combustion. L'étirement a une incidence sur la vitesse de propagation laminaire vu qu'il peut modifier la cinétique de la réaction de combustion ainsi que la diffusion thermique. La relation entre ces deux paramètres va faire l'objet du paragraphe 1.2.6.

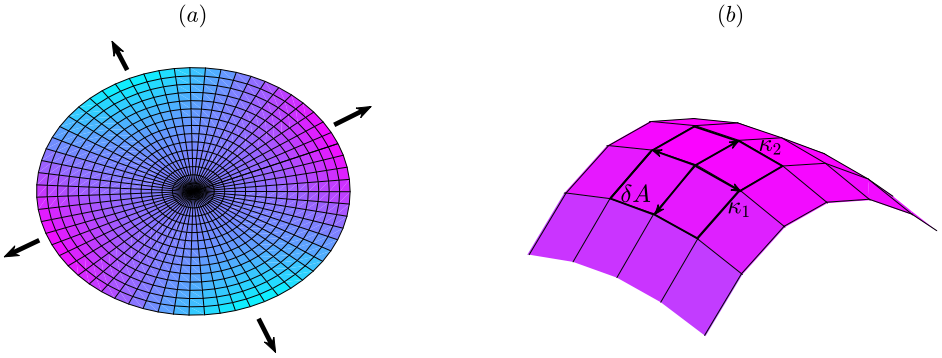


FIGURE 1.3 – Illustrations de (a) l'étirement tangentiel et de (b) la courbure du front de flamme. δA représente un élément de surface. κ_1 et κ_2 sont les deux courbures principales qui correspondent à l'inverse des rayons R_1 et R_2.

1.2.5 Instabilités du front de flamme

Lors de la propagation d'un front de flamme en régime laminaire, plusieurs instabilités peuvent avoir lieu vu que les gaz sont soumis à de forts gradients de températures et de concentrations. Ceci va produire des instabilités dues à la gravité du fait que les gaz frais et les gaz brûlés n'ont pas la même densité, des instabilités hydrodynamiques liées à l'expansion thermique des gaz lors la traversée du front de flamme, et des instabilités thermodiffusives dues aux effets diffusifs thermiques et massiques. L'ensemble de ces instabilités peut provoquer la

3. strain rate

déformation du front de flamme. Notons que chacun de ces phénomènes peut avoir des effets stabilisants en ramenant la flamme à un état stable ou au contraire accentuer les déséquilibres jusqu'à parfois conduire à des extinctions du front de flamme.

1.2.5.1 Instabilités dues aux forces de gravité

Considérons une interface mince horizontale séparant deux fluides de masses volumiques différentes. Si le fluide ayant la masse volumique la plus élevée est dans la partie supérieure et celui ayant une masse volumique la plus faible est dans la partie inférieure, des instabilités peuvent naître en raison du champ de pesanteur dirigé vers le bas. La flamme de prémélange n'est donc stable que si elle se propage vers le bas (gaz frais, plus lourds, en bas et gaz brulés, plus légers, en haut) et instable dans le cas contraire. En général, ces instabilités apparaissent quand les mélanges sont caractérisés par une vitesse de combustion particulièrement faible.

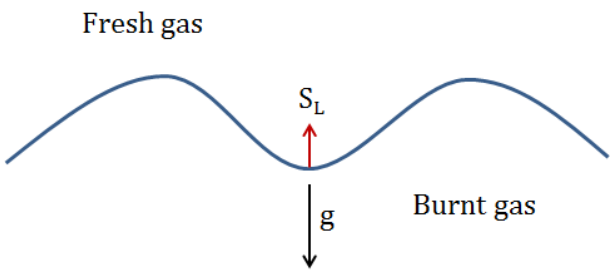


FIGURE 1.4 – Schématisation des instabilités dues aux forces de gravité.

1.2.5.2 Instabilités hydrodynamiques

DARRIEUS 1938 et LANDAU 1944 ont été les premiers à étudier les effets hydrodynamiques en négligeant complètement les effets diffusifs. Ils ont montré qu'un front de flamme infiniment mince, initialement plan, séparant deux fluides de masses volumiques différentes et subissant une perturbation de petite amplitude était intrinsèquement instable. En effet, à la traversée du front de flamme, la vitesse du gaz normale au front augmente d'un facteur ρ_u/ρ_b (facteur d'expansion thermique) ce qui va induire la déviation des lignes de courant. À l'approche d'une zone convexe vis-à-vis des gaz frais, caractérisée par une courbure positive, les lignes de courant divergent afin d'assurer la conservation de la masse et la vitesse des gaz frais diminue localement. A contrario, à l'approche d'une zone concave, caractérisée par une courbure négative, les lignes de courant convergent et la vitesse de l'écoulement augmente alors que la vitesse de combustion laminaire non étirée S_L^0 reste inchangée. Les plissements créés donc par une perturbation s'accentuent continuellement et le front de flamme est donc par nature instable.

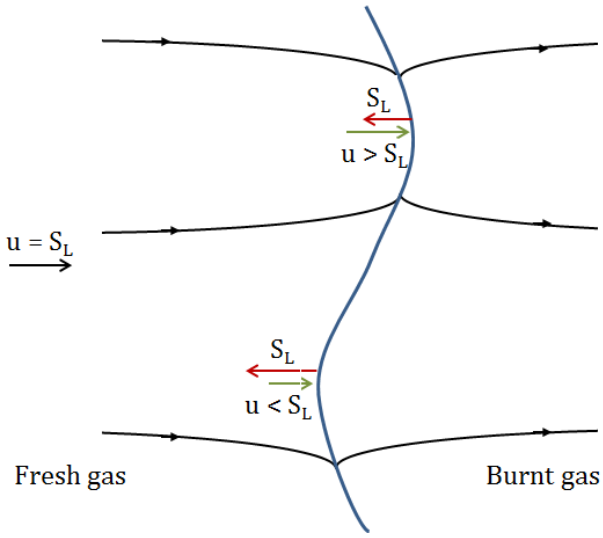


FIGURE 1.5 – Schématisation des instabilités hydrodynamiques.

1.2.5.3 Instabilités thermodiffusives

Pour une flamme prémélangée, des instabilités thermodiffusives peuvent avoir lieu quand la diffusion de chaleur vers les gaz frais et la diffusion moléculaire vers la zone de réaction ne sont pas équilibrées comme l'illustre la Figure 1.6. La compétition entre ces deux phénomènes de diffusion est caractérisée par le nombre de Lewis, noté Le, et définit par :

$$Le = \frac{D_{th}}{D_m} \tag{1.14}$$

où D_{th} et D_m sont les diffusivités thermique et moléculaire de l'espèce minoritaire respectivement. Un nombre de Lewis critique Le_c a été proposé par WILLIAMS 1985 et est défini comme suit :

$$Le_c = 1 - \frac{RT_a}{E_a} \frac{2\sigma \ln\sigma}{\int_0^{\sigma-1} \frac{1}{x} \ln(1+x)\, dx} \tag{1.15}$$

où $\sigma = \rho_u/\rho_b$ est le facteur d'expansion thermique. Ce nombre de Lewis critique est généralement proche de l'unité et dépend essentiellement du carburant vis-à-vis de l'énergie d'activation E_a et de la température adiabatique de flamme T_a. Pour le reste de cette thèse, nous prenons Le_c égal à l'unité pour étudier les effets thermodiffusifs. Deux cas peuvent être distingués comme le montre la Figure 1.6(b) et 1.6(c) :

— $Le < 1$: La diffusivité moléculaire est prépondérante sur la diffusivité thermique. Quand le front de flamme est convexe vers les gaz frais, les réactifs diffusent vers la zone de réaction plus rapidement que la chaleur ne diffuse vers les gaz frais (car $D_m > D_{th}$). L'apport des espèces réactives entraine l'augmentation de la vitesse de flamme locale S_L. Dans le cas d'un front de flamme concave vers les gaz frais, les réactifs diffusent dans une large zone provoquant une diminution de la vitesse de

flamme. Le plissement de la flamme s'accentue ce qui va favoriser l'apparition de cellules. Les flammes prémélangées laminaires d'hydrogène/air pauvres représentent le bon exemple pour illustrer les instabilités thermodiffusives conduisant à la formation de flammes cellulaires.

— $Le > 1$: La diffusivité thermique est plus grande que la diffusivité moléculaire. Dans ce cas, les effets thermodiffusifs sont stabilisants vu que la chaleur diffusée de la zone de réaction vers les gaz frais dans les zones convexes (concaves) provoque une diminution (augmentation) de la vitesse de flamme.

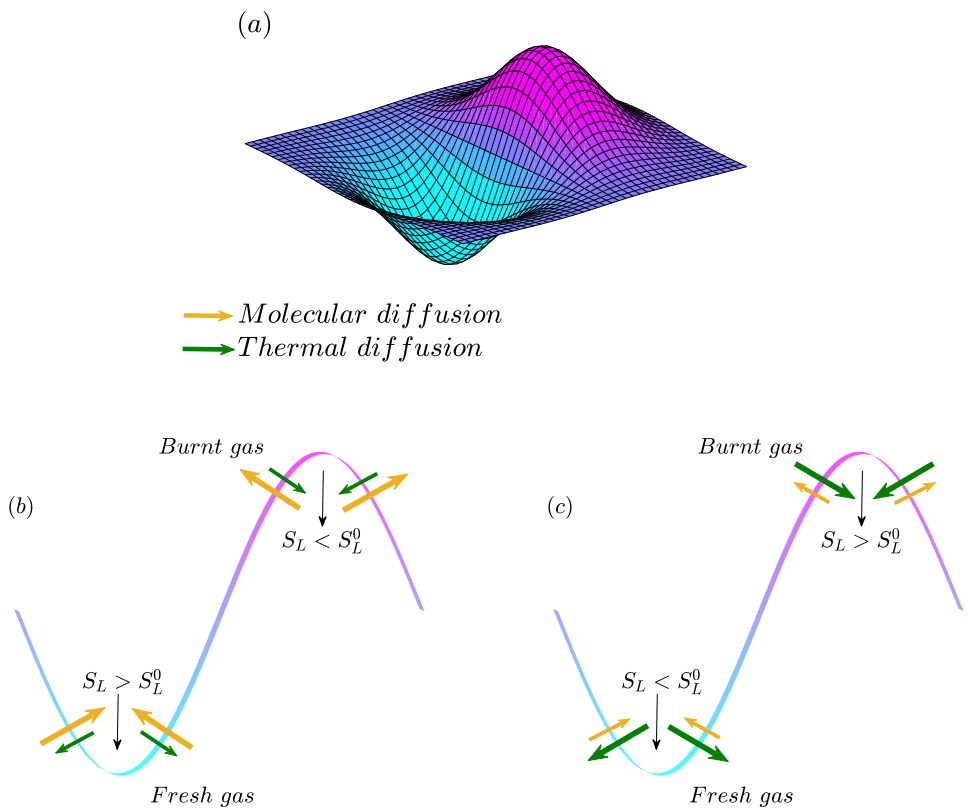


FIGURE 1.6 – Effets thermodiffusifs d'un front de flamme laminaire courbé : (a) surface courbée, (b) Le < 1 : effet déstabilisant et (c) Le > 1 : effet stabilisant.

1.2.6 Relation entre la vitesse de flamme et l'étirement

La vitesse de propagation de flamme peut être affectée par la géométrie du front de flamme. Quand la flamme est étirée (courbée et/ou subit un étirement tangentiel), la détermination de la vitesse de flamme devient plus compliquée. KARLOVITZ et al. 1953 étaient les premiers à proposer une relation entre la vitesse de propagation de flamme et le taux d'étirement global. Des études asymptotiques, réalisées par CLAVIN et WILLIAMS 1982 et MATALON et MATKOWSKY 1982, ont confirmé ce propos en considérant les hypothèses suivantes : (i) une

chimie à une seule étape, (ii) une énergie d'activation assez importante (iii) et un étirement très faible. Ces trois hypothèses représentent le modèle de Zel'dovich Frank-Kamenetskii (ZFK). Une relation linéaire reliant la vitesse de propagation (i.e. de déplacement et de consommation) à l'étirement a été proposée :

$$S_d = S_L^0 - K\mathcal{L}_d \tag{1.16}$$
$$S_c = S_L^0 - K\mathcal{L}_c \tag{1.17}$$

où S_L^0 est la vitesse de propagation d'une flamme non-étirée. $\mathcal{L}_d$ et $\mathcal{L}_c$ correspondent aux longueurs de Markstein associées à la vitesse de déplacement et la vitesse de consommation respectivement. Le rapport entre la longueur de Markstein et l'épaisseur de flamme basée sur la diffusion thermique ($l_f = D_{th}/S_L^0$ avec D_{th} la diffusivité thermique) représente le nombre de Markstein (Markstein 1964). Des expressions analytiques ont alors été proposées par Clavin et Garcia 1983 et Bechtold et Matalon 2001 définissant le nombre de Markstein pour les vitesses de déplacement/consommation en prenant en compte la dépendance de la conductivité thermique à la température :

$$\mathcal{M}_c = \frac{\mathcal{L}_c}{l_f} = \frac{1}{2}\frac{\beta(Le-1)}{\sigma-1}\int_1^\sigma \frac{\lambda(\xi)}{\xi}\ln\left(\frac{\sigma-1}{\xi-1}\right)\xi \tag{1.18}$$
$$\mathcal{M}_d^u = \frac{\mathcal{L}_d^u}{l_f} = \frac{\mathcal{L}_c}{l_f} + \frac{\sigma}{\sigma-1}\int_1^\sigma \frac{\lambda(\xi)}{\xi}\xi \tag{1.19}$$

où

— β est l'énergie d'activation réduite appelée également le nombre de Zel'dovich. Elle est définie par :

$$\beta = \frac{E_a}{R}\frac{T_b - T_u}{T_b^2} \tag{1.20}$$

où E_a est l'énergie d'activation, les indices b et u correspondent aux gaz brûlés et gaz frais respectivement.

— Le_{eff} est le nombre de Lewis effectif calculé en utilisant la méthode proposée par Bechtold et Matalon 2001 :

$$Le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \tag{1.21}$$

où les indices E et D correspondent aux espèces excédentaire et déficitaire respectivement. $A = 1 + \beta(\theta - 1)$ avec $\theta = \phi$ si le mélange est riche et $\theta = 1/\phi$ si le mélange est pauvre. ϕ est la richesse du mélange (voir Annexe A pour plus de détails).

— σ est le facteur d'expansion thermique, défini par :

$$\sigma = \frac{\rho_u}{\rho_b} = \frac{T_b}{T_u} \tag{1.22}$$

où ρ est la masse volumique.

— λ est la conductivité thermique,

— ξ est une variable d'intégration.

D'après l'Eq. (1.18) et l'Eq. (1.19), les longueurs de Markstein dépendent des propriétés thermiques et thermodiffusives de la flamme. Plus précisément, elles sont en fonction du nombre de Lewis. Le signe de $Le-1$ peut changer. Ceci va impliquer que la longueur de Markstein peut être soit positive ou négative et son signe renseigne sur la propension de la flamme à être stable. La longueur de Markstein augmente de façon monotone avec la richesse pour les mélanges hydrogène/air et méthane/air, et diminue pour les mélanges hydrocarbure/air lourds.

Cette théorie, c.-à-d. la relation linéaire entre la vitesse de flamme et l'étirement, a été très utilisée par les expérimentateurs dont les données brutes provenant des mesures de la vitesse de flamme correspondent bien à la dépendance linéaire. Certains ont utilisé ce fait pour extraire les valeurs de la vitesse de flamme laminaire à partir des mesures sur des flammes étirées en extrapolant les données à zéro étirement (Yamaoka et Tsuji 1985 ; Wu et Law 1985). D'autres ont mesuré directement la longueur de Markstein pour quantifier les effets d'étirement et les incorporer dans des simulations numériques pour des flammes prémélangées turbulentes (Dowdy et al. 1991 ; Müller et al. 1997 ; Bradley et al. 1998). Cependant, les différentes configurations expérimentales et les iso-contours de référence utilisés pour mesurer la vitesse de flamme par différents groupes de recherche ont conduit à des différences sur la tendance suivie par la variation de la vitesse de flamme avec l'étirement, qui ne semblait pas totalement en accord avec les prédictions théoriques. Dans certains cas, une dépendance croissante/décroissante de la vitesse de flamme avec l'étirement a été observée dépendant de la composition du mélange, tandis que dans d'autres cas, la même tendance a été observée pour pratiquement tous les mélanges. Lorsque la vitesse de flamme a été extraite en se basant sur différentes définitions, une dépendance à la fois positive et négative à l'étirement pour le même mélange a été observée. De plus, l'extrapolation des données à zéro étirement ne converge pas toujours vers la vitesse de flamme laminaire comme il a été prévu. Halter et al. 2010 et Chen et Ju 2007 ont mis en évidence les limites de la dépendance linéaire des vitesses de flamme à l'étirement.

L'utilisation des Eq. (1.17) et (1.16) pour prédire les vitesses de déplacement et de consommation s'est avérée donc très restrictive. En effet, la notion de longueur de Markstein provenant de ces études théoriques considère l'ensemble de la flamme, décomposé en zones de préchauffage et de réaction, comme une surface hydrodynamique séparant les produits de combustion chauds du mélange frais non brûlé. Comme nous l'avons vu précédemment, la vitesse de déplacement S_d dépend fortement de l'iso-contour représentant la surface de la flamme. Le concept de la longueur de Markstein est alors ambigu, ce qui a entraîné une confusion dans la littérature lorsqu'elle a été appliquée aux données expérimentales et numériques. Les premières études asymptotiques réalisées ont été basées sur différentes hypothèses et elles sont donc valables que dans cette limite particulière et ne peuvent être considérées comme un résultat général applicable à toutes les situations. Récémment, il a été reconnu en examinant attentivement les résultats de Bechtold et Matalon 2001 et Giannakopoulos et al. 2015 que l'iso-contour de référence choisi pour les mesures de flammes est d'une

importance majeure et pourrait réconcilier certaines des différences observées.

Quand les premières études asymptotiques ont été menées (Clavin et Williams 1982 et Matalon et Matkowsky 1982), l'apparition d'un seul nombre de Markstein pour l'étirement tangentiel et la courbure était le résultat de l'analyse asymptotique développée dans le contexte d'une chimie irréversible à une seule étape avec une grande énergie d'activation réduisant la structure de flamme à une seule interface. En étudiant différents hydrocarbures (Bechtold et Matalon 2001) et en mettant en évidence la dépendance de la vitesse de flamme à l'iso-contour où elle est mesurée (Giannakopoulos et al. 2015), il a été montré que la dépendance de la vitesse de flamme à l'étirement tangentiel et à la courbure est bien différente. Par conséquent, deux longueurs de Markstein distinctes ont été obtenues, la première caractérise la dépendance de S_d à l'étirement et la deuxième à la courbure. Lorsque l'hypothèse de la chimie à une seule étape a été remplacée par plusieurs réactions (Clavin et Graña-Otero 2011), il s'est avéré que les coefficients modulant la vitesse de flamme en fonction de l'étirement et la courbure n'étaient pas les mêmes. Des résultats similaires ont été trouvés en prenant en compte les pertes de chaleur (Matalon et Bechtold 2009). Ceci montre que l'étirement global n'est pas le seul paramètre influençant les vitesses de flamme et que la dépendance de ces derniers à l'étirement tangentiel et la courbure peut être différente. Les études numériques réalisées par Haworth et Poinsot 1992 et Rutland et Trouvé 1993 ont mis en évidence que les flammes prémélangées turbulentes sont plus corrélées à la courbure qu'à l'étirement tangentiel. Echekki et Chen 1996 ont montré que les espèces très diffusives comme H et H_2 sont plus influencées par la courbure que par l'étirement tangentiel comparé aux espèces qui diffusent moins, le CO par exemple. Ceci renforce l'idée de découpler les effets de l'étirement tangentiel et de la courbure en deux contributions distinctes. Récemment, les études théoriques effectuées ont montré clairement que la courbure joue un rôle très important. Toutefois, les résultats fournis par Bechtold et Matalon 2001, Clavin et Graña-Otero 2011 et Giannakopoulos et al. 2015 n'ont jusqu'à présent pas pu être validés expérimentalement.

Afin d'apporter des réponses à ce sujet, il faut mener des études qui vont permettre de mettre en avant l'effet de la courbure et l'effet de l'étirement tangentiel simultanément. L'interaction d'une flamme plane avec un vortex toroïdal est une configuration permettant de répondre à cette problématique. La section suivante va donc souligner l'importance des interactions flamme-vortex en se référant aux études antérieures réalisées.

1.3 Interactions flamme-vortex

Avant de passer à la fameuse question : *"Pourquoi étudier les interactions flammes-vortex ?"*, nous allons premièrement mettre au clair les raisons pour lesquelles la configuration d'une flamme plane stabilisée contre une paroi a été sélectionnée pour étudier l'interaction d'une flamme prémélangée avec une structure tourbillonnaire toroïdale. En effet, cette configuration a l'avantage de permettre d'étudier à la fois l'effet de l'étirement tangentiel et la courbure sur la réponse et la dynamique de la flamme. Les flammes sphériques, qui sont les

plus communément étudiées (Halter et al. 2010, Balusamy et al. 2011, Varea et al. 2012), sont caractérisées par un étirement tangentiel et une courbure de même signe. La distinction entre ces deux quantités n'est pas possible et les études ne peuvent pas être poussées plus loin. Quant aux flammes à jets opposées, caractérisées par une courbure nulle, elles sont étudiées pour évaluer principalement l'effet de l'étirement tangentiel sur la vitesse de flamme (Vagelopoulos et al. 1994 ; Vagelopoulos et Egolfopoulos 1998 ; Bouvet 2009). Avec cette configuration, quelques travaux ont été réalisés pour étudier les interactions flamme-vortex. L'interaction d'une flamme de diffusion avec un vortex a fait l'objet des études de Thévenin et al. 1996 ; Renard et al. 1999 ; Thevenin et al. 2000, en injectant le carburant d'un côté et le comburant de l'autre côté. Le même groupe de recherche a étudié plus tard deux flammes de prémélange en interaction avec un vortex, en injectant le mélange réactif de chaque côté et le vortex d'un seul côté (Renard et al. 1998). Comme il a été montré, le vortex peut même impacter la deuxième flamme en variant l'intensité de vortex. Néanmoins, pour atteindre l'objectif de cette thèse, cette configuration limite la plage de variation des paramètres au domaine de stabilité de la flamme, rendant ainsi la comparaison délicate. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi d'explorer les interactions flammes-vortex (noté par la suite par FVI) en utilisant la première configuration. La structure de flamme peut être évaluée minutieusement.

L'interaction entre une flamme et une structure tourbillonnaire fournit un cadre canonique idéal afin de bien appréhender les mécanismes physiques à l'œuvre. Les études disponibles dans la littérature représentent un cas archétype entre les flammes laminaires et les flammes turbulentes et il serait présomptueux de vouloir appliquer directement les résultats issus des FVI aux flammes turbulentes réelles comme il a été montré dans le travail de Steinberg et Driscoll 2010. Cependant, pour des raisons fondamentales, cette configuration est utilisée comme une référence et elle permet d'étudier la dynamique de la flamme dans des situations simplifiées et bien contrôlées. Les interactions flamme-vortex ont été étudiées depuis les années 90 soit expérimentalement (citons par exemple les travaux de Roberts et Driscoll 1991 ; Roberts et al. 1993 ; Mueller et al. 1996 ; Samaniego et Mantel 1999 ; Sinibaldi et al. 2003) ou numériquement en utilisant des simulations numériques directes (par exemple : Poinsot et al. 1991b ; Meneveau et Poinsot 1991 ; Mantel et Samaniego 1999 ; Colin et al. 2000 ; Charlette et al. 2002 ; Bougrine et al. 2014). Les études FVIs permettent de :

- mettre en place le diagramme de combustion turbulente qui défini le régime de combustion et le type de flamme étudiée,
- développer des fonctions d'efficacités analytiques qui traduisent l'étirement de la flamme suite à une perturbation,
- étudier la dynamique du front de flamme.

1.3.1 Diagramme de combustion

La comparaison des grandeurs caractéristiques de la flamme et de la turbulence permet de classifier les régimes de combustion. En effet, la combustion prémélangée d'un écoulement turbulent peut être décrite, dans une première approche, par l'interaction d'un front de flamme avec un ensemble de tourbillons. Le front de flamme est caractérisé par son épaisseur δ_L et sa

vitesse de propagation S_L. Le tourbillon est, quant à lui, caractérisé par une taille comprise entre l'échelle de Kolmogorov η et une échelle intégrale de turbulence L_T et une vitesse circonférentielle incluse entre la vitesse de Kolmogorov v'_η et la moyenne quadratique des fluctuations instantanées de vitesses v'. Trois temps caractéristiques peuvent être déduits :

— un temps caractéristique des réactions chimiques : $\tau_c = \delta_L/S_L$
— un temps caractéristique de l'évolution des gros tourbillons : $\tau_T = L_T/v'$
— un temps caractéristique de l'évolution des petits tourbillons : $\tau_\eta = \eta/v'_\eta$

La comparaison du temps caractéristique des réactions chimiques avec ceux caractéristiques de la turbulence permet de définir deux nombres adimensionnels, le nombre de Damköhler Da et le nombre de Karlovitz Ka :

$$Da = \frac{\tau_T}{\tau_c} = \frac{S_L L_T}{\delta_L v'} \tag{1.23}$$

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} = \frac{\delta_L v'_\eta}{S_L \eta} \tag{1.24}$$

En supposant le nombre de Schmidt est unitaire (i.e. $\nu = D$), ces deux nombres peuvent être reliés au nombre de Reynolds Re, défini par :

$$Re = Da^2 Ka^2 \tag{1.25}$$

avec $Re = (v'L)/\nu$, ν est la viscosité cinématique.

Barrère 1974 ; Bray 1980 ; Borghi 1985 ; Williams 1985 et Peters 1988 étaient les premiers à proposer des diagrammes de combustion comme l'illustre la Figure 1.7. Ces diagrammes, indiquant la structure typique d'une flamme soumise à un écoulement turbulent donné, ont été construits sur la base des considérations essentiellement intuitives et dimensionnelles. Connaissant l'échelle intégrale de turbulence et l'énergie cinétique turbulente, les diagrammes indiquent si la flamme est plissée, épaissie ou si une poche de gaz frais est formée. Trois régimes ont été alors définis dont leurs frontières ont été délimitées par $Ka = 1$, $Da = 1$ et $Re = 1$:

— Les *flammelettes* : Ce régime représente les flammes plissées dont la structure interne du front de flamme n'est pas modifiée. Le temps caractéristique de la chimie est supposé très petit. L'écoulement réactif peut être représenté par deux régions séparées par un front de flamme continu, relativement mince, où a lieu les réactions chimiques. Les structures tourbillonnaires vont se contenter de plisser la flamme et en fonction de leurs tailles elles peuvent créer des poches de gaz frais.
— Les flammes plissées-épaissies : Ce régime est caractérisé par des tourbillons qui peuvent pénétrer la structure interne de flamme. De ce fait, la flamme s'épaissit mais elle reste plissée.
— Les flammes épaissies : Dans ce régime, les phénomènes sont contrôlés par la cinétique chimique, c.-à-d. le temps chimique est très grand devant les temps caractéristiques de la turbulence. La flamme est nettement épaissie et peu plissée vu que les tourbillons affectent à la fois la zone de préchauffage et la zone de réaction de la flamme.

Une nouvelle approche a été développée par Poinsot et al. 1991a basée sur les simulations numériques directes (DNS) des interactions flamme-vortex. En effet, ces FVI ont permis de déterminer les conditions pour lesquelles un vortex peut étirer une flamme, former une poche de gaz frais ou bien éteindre localement la flamme. Un diagramme élémentaire spectral donnant la réponse d'une flamme à un vortex contrarotatif a été proposé. Ce diagramme spectral a ensuite été utilisé, avec certaines hypothèses, pour établir un diagramme de combustion turbulente similaire à ceux proposés par Borghi 1985 et Williams 1985. Il a été montré également que l'étirement n'est pas le seul paramètre important déterminant l'interaction flamme-vortex, ce qui a été confirmé plus tard par Renard et al. 1998 en menant expérimentalement des études FVI. La courbure, la dissipation visqueuse et la dynamique transitoire ont des effets importants, en particulier pour les petites échelles, et influencent fortement les limites des régimes de combustion. Par exemple, le critère de Klimov-Williams (i.e. $Ka = 1$) qui a été préconisé pour limiter la région des flammelettes est trop restrictif et il a été montré que ce régime peut s'étendre à des nombres de Karlovitz supérieurs à 10. Ces études FVI ont permis également de déterminer une limite, connue sous le nom de *cut-off scale*, indiquant la taille du plus petit tourbillon réagissant efficacement avec le front de flamme. Cette échelle est une grandeur fondamentale dans l'analyse fractale de la combustion turbulente mais aussi pour les modèles de *flammelettes* vu qu'elle détermine la taille des tourbillons qui pourraient plisser la flamme. En outre, les conditions pour lesquelles un vortex peut éteindre localement une flamme ont été déterminées (Poinsot et al. 1991b). La limite *cut-off* et celle correspondante aux extinctions locales ont été rajoutées au diagramme de combustion comme illustré sur la Figure 1.7 en trait-pointillé et trait plein rouge.

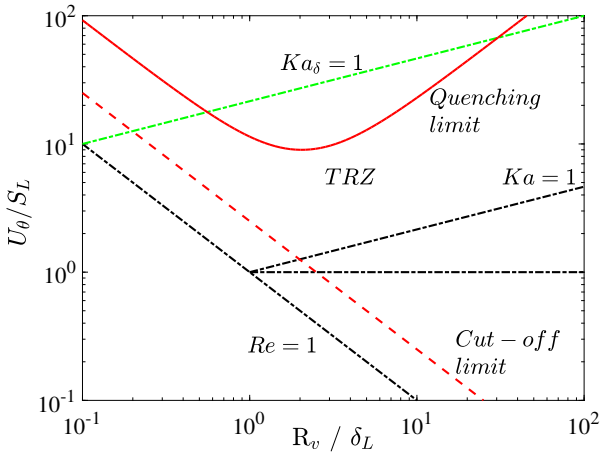


Figure 1.7 – Diagramme de combustion proposé par Borghi 1985 et modifié par Poinsot et al. 1991b et Peters 1999. Les traits en rouge correspondent aux limites proposées par Poinsot et al. 1991b et le trait en vert à celle proposée par Peters 1999 .

Plus tard, Peters 1999 a proposé un nombre de Karlovitz supplémentaire décrivant la

limite du régime des flammes plissées-épaissies, défini par :

$$Ka_\delta = \left(\frac{l_\delta}{\eta}\right)^2 = \delta^2 Ka \tag{1.26}$$

avec δ l'épaisseur de la zone de réaction, qui est de l'ordre de 0.1 par rapport à l'épaisseur de la zone de préchauffage.

Une caractéristique commune des flammes prémélangées est qu'elles sont composées par une zone de préchauffage suivie par une zone de réaction. Cette dernière contrôle la structure de flamme et est suivie à son tour par une couche d'oxydation post-flamme où les produits finaux sont formés. Lorsque les petits tourbillons, dont la taille est de l'ordre de η, peuvent pénétrer la zone de préchauffage tant que $\eta < \delta_L$ et ne parviennent pas à perturber la fine zone de réaction parce qu'ils ne sont pas suffisamment énergétiques, un nouveau régime est proposé, appelé zone de réaction mince (*Thin reaction zone, TRZ*), qui est délimité par $Re = 1$, $Ka = 1$ et $Ka_\delta = 1$. Si la couche interne est perturbée par des tourbillons de sa propre épaisseur ou plus petits, on s'attendrait à un autre régime où une interaction entre la turbulence et la chimie doit être considérée.

Comme nous l'avons vu, les études FVI ont contribué à l'amélioration des diagrammes de combustion turbulente. L'identification des limites des différents régimes est importante et permet de définir le type de flamme rencontré. De plus, cette information est essentielle pour construire un modèle de combustion turbulente. Par exemple, savoir si la turbulence induit une extinction locale de flamme et/ou créé des trous dans la surface de la flamme est une partie indispensable dans le processus de modélisation.

1.3.2 Fonctions d'efficacité

Pour simuler avec précision la combustion prémélangée turbulente, il est essentiel de prédire avec précision l'évolution de la surface de flamme. Vu que les simulations numériques directes (DNS) résolvent toutes les échelles de la turbulence, y compris les échelles de Kolmogorov, elles requièrent des moyens de calculs importants en termes de temps, de mémoire et de puissance. Pour remédier à ce problème, des simulations à grandes échelles (LES), ont été mises en place. En effet, un calcul par LES permet de résoudre explicitement la turbulence aux grandes échelles et de modéliser les phénomènes qui ont lieu à des échelles non-résolues dans la sous-maille (*sub-grid*). Autrement dit, l'écoulement est filtré à une échelle Δ et les fluctuations en dessous de cette échelle ne sont pas directement calculées. Les détails à petite échelle de la flamme et de l'écoulement ne sont pas résolus. Par conséquent, tout le processus d'interaction flamme-turbulence à ces échelles doit être modélisé pour représenter les phénomènes mis en jeu.

Un problème rencontré en utilisant les LES pour les flammes prémélangées est que l'épaisseur d'une flamme prémélangée δ_L, d'environ 0.1-1 mm, est généralement inférieure à la taille de maillage Δ. Pour surmonter cette difficulté, trois approches principales ont été proposées, basées sur le concept de *flammelettes*, et sont décrites brièvement :

— la simulation d'une flamme artificiellement épaissie, modèle connue sous le nom de *Thickened Flame* (TF). Il s'agit de considérer une flamme plus épaissie que la flamme réelle, mais ayant la même vitesse laminaire S_L. Ceci est fait en augmentant proportionnellement la diffusivité moléculaire et thermique (Colin et al. 2000 et Charlette et al. 2002). En faisant ceci, la flamme épaissie peut être explicitement suivie. Cependant, la physique des interactions turbulence-flamme est altérée de façon significative. Ceci peut être corrigé en utilisant une fonction analytique qu'on va introduire par la suite.

— l'utilisation d'une technique de suivi du front de flamme, G-*equation* (Williams 1985 et Pitsch 2005). Cette technique consiste à considérer le front de flamme comme étant une iso-surface séparant les gaz frais des gaz brûlés. Elle est basée sur un scalaire G artificiel plutôt que sur le degré d'avancement de la réaction. Elle est applicable aux *flammelettes*, où l'on suppose que l'épaisseur de flamme laminaire est plus petite que la plus petite échelle de Kolmogorov, qui se propagent avec une vitesse de combustion bien définie. De plus, G n'a une signification physique qu'à la surface de la flamme à condition que la dynamique de cette surface soit décrite avec précision. La dynamique du reste du champ G est sans importance.

— l'utilisation d'un filtre plus grand que le maillage numérique. Cette technique consiste à employer une équation de transport du degré d'avancement filtré $\tilde{c}$. Elle requière la modélisation de la densité de surface de flamme (*Flame Surface Density*, FSD) à l'échelle de sous-maille. Plus de détails se trouvent dans les travaux de (Boger et al. 1998 et Hawkes et Cant 2000) par exemple.

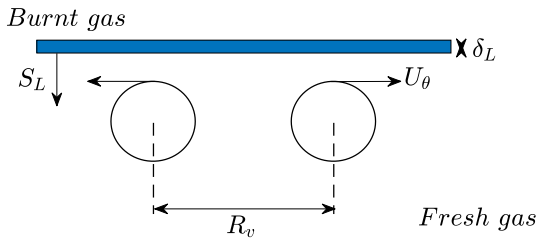


Figure 1.8 – Configuration d'une flamme plane laminaire et d'un vortex toroïdal. δ_L et S_L représentent l'épaisseur et la vitesse de flamme laminaire respectivement. R_v est l'interdistance entre les deux noyaux de vorticité et U_θ leur vitesse tangentielle.

Les échelles de Kolmogorov sont en dessous de la limite *cut-off* déterminée par Poinsot et al. 1991a, indiquant que ces échelles n'ont aucun effet sur le front de flamme. Leur durée de vie est trop courte vu qu'elles sont dissipées par la viscosité. Or, on sait théoriquement, que les échelles de Kolmogorov génèrent les taux de déformation les plus élevés malgré leur effet marginal sur le front de flamme. Ceci implique que la relation entre la déformation théorique d'une structure et l'étirement réel que cette structure induit sur une flamme est plus complexe qu'on ne le pense habituellement. Une fonction analytique de correction, appelée fonction d'efficacité $\mathcal{C}$, a donc été introduite par Meneveau et Poinsot 1991 pour limiter l'étirement induit par les petites échelles. Elle est le rapport entre l'étirement du front de flamme et la

déformation du vortex :

$$K = \frac{1}{A}\frac{dA}{dt} = \mathcal{C}\,\frac{U_\theta}{R_v} \tag{1.27}$$

En étudiant l'interaction d'un front de flamme avec un vortex contrarotatif (cf. Figure 1.8) en utilisant une DNS, Meneveau et Poinsot 1991 ont déduit l'expression suivante, qui dépend uniquement du rapport de l'inter-distance entre les deux noyaux de vorticité R_v normalisée par l'épaisseur de flamme laminaire δ_L :

$$\mathcal{C}_{MP}\left(\frac{R_v}{\delta_L}\right) = 10^{-\frac{0.545}{s+0.364}} \tag{1.28}$$

avec

$$s = \log_{10}\left(\frac{R_v}{\delta_L}\right) \tag{1.29}$$

La fonction proposée surestime l'efficacité des petits vortex à plisser le front de flamme pour des R_v/δ_L petits. Colin et al. 2000, en utilisant la même configuration que Meneveau et Poinsot 1991, ont trouvé que la fonction d'efficacité dépend également du rapport entre la vitesse circonférentielle du vortex U_θ et la vitesse laminaire de flamme S_L. Ils ont proposé la fonction d'efficacité suivante :

$$\mathcal{C}_{Co}\left(\frac{R_v}{\delta_L}, \frac{U_\theta}{S_L}\right) = \frac{1}{2}\left[1 + \mathrm{erf}\left(0.6\left(\ln\left(\frac{R_v}{\delta_L}\right) - \left(\frac{U_\theta}{S_L}\right)^{-1/2}\right)\right)\right] \tag{1.30}$$

De même, Charlette et al. 2002, en utilisant une approche similaire à Colin et al. 2000, ont ajouté un terme pour s'assurer que les tourbillons, ayant un rapport $U_\theta/S_L < 2$, n'étirent pas la flamme. Cependant, à des rapports de vitesses plus élevés, la correction n'affecte pas la fonction d'efficacité proposée par Colin et al. 2000.

$$\mathcal{C}_{Ch}\left(\frac{R_v}{\delta_L}, \frac{U_\theta}{S_L}\right) = \mathcal{C}_{Co}\cdot\frac{1}{2}\left[1 + \mathrm{erf}\left(3\,\log\left(2\,\frac{U_\theta}{S_L}\right)\right)\right] \tag{1.31}$$

Les trois fonctions d'efficacité proposées ont été construites en utilisant une chimie à une seule étape et un nombre de Lewis fixe ($Le = 1.2$). Ces auteurs se sont focalisés sur les effets de la turbulence, c.-à-d. l'impact des caractéristiques du tourbillon (R_v et U_θ) sur l'étirement du front de flamme. Or, d'autres effets peuvent aussi influencer la réponse de la flamme, comme par exemple la composition du mélange. Récemment, Bougrine et al. 2014 ont mené une étude numérique en gardant la même configuration que celle utilisée précédemment. Une chimie à 4 étapes a été considérée pour les mélanges CH_4/H_2/air, C_3H_8/H_2/air et H_2/air. En faisant varier la composition du mélange, c.-à-d. en étudiant différentes richesses, ils ont proposé une fonction d'efficacité qui représente la combinaison de la turbulence et des effets

thermodiffusifs représentés par le nombre de Lewis. Cette fonction est définie comme suit :

$$\mathcal{C}_B\left(\frac{R_v}{\delta_L}, \frac{U_\theta}{S_L}, Le\right) = \frac{1 + \mathrm{erf}(0.9 \cdot \ln(R_v/\delta_L) - 2)}{1 + 0.3 \cdot (U_\theta/S_L) \cdot (1 + \mathrm{erf}(0.9 \cdot \ln(R_v/\delta_L) - 2))} \cdot \left[\frac{1}{Le} \cdot (1.76 + \tanh(Le - 2))\right] \tag{1.32}$$

La corrélation proposée par Bougrine et al. 2014 prend en compte le plissement du front de flamme résultant des instabilités thermodiffusives (pour les cas $Le < 1$) en incluant le nombre de Lewis dans l'expression. En comparant avec les autres fonctions d'efficacité, ils ont montré que leur nouvelle fonction réduit d'un facteur 2.5 l'erreur induite par rapport à la fonction proposée par Meneveau et Poinsot 1991 et par 7.5 par rapport à celle proposée par Colin et al. 2000 ou Charlette et al. 2002. Ces erreurs présentées par les trois fonctions précédentes peuvent s'expliquer principalement par l'utilisation d'une chimie à une seule étape avec une loi d'Arrhenius pour décrire le processus de combustion. La variation de la richesse du mélange réactif ou la variation de la composition du carburant est entièrement prise en compte à travers la vitesse de la flamme laminaire et son épaisseur. De plus, ces fonctions ne prennent pas en compte l'effet du nombre de Lewis.

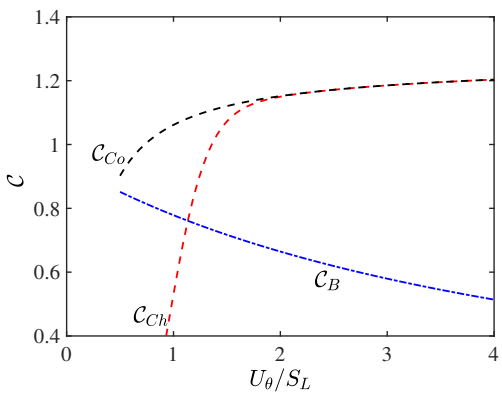


Figure 1.9 – Évolution des fonctions d'efficacité $\mathcal{C}_{Co}$, $\mathcal{C}_{Ch}$ et $\mathcal{C}_B$ proposées respectivement par Colin et al. 2000, Charlette et al. 2002 et Bougrine et al. 2014.

La Figure 1.9 représente les fonctions d'efficacité développées par Colin et al. 2000, Charlette et al. 2002 et Bougrine et al. 2014. La fonction d'efficacité de Meneveau et Poinsot 1991 n'a pas été incluse dans la figure étant donné qu'elle ne prend pas compte de l'effet du rapport U_θ/S_L. Comme le montre cette figure, des allures différentes ont été relevées. Le fait d'inclure l'effet du nombre de Lewis et d'utiliser un schéma cinétique détaillé modifie notablement le comportement de la fonction d'efficacité. Cette différence a attiré notre attention et une étude spécifique a donc fait l'objet du Chapitre 3 qui propose, pour la première fois, une fonction analytique basée sur des données expérimentales. Nous montrerons également que d'autres paramètres doivent être prises en compte.

1.3.3 Structure de flamme

L'étude de la dynamique du front de flamme prémélangé a fait l'objet de quelques études décrites dans Renard et al. 2000 afin de comprendre comment la flamme interagit avec le vortex. L'effet de l'étirement, la courbure et l'extinction du front de flamme ainsi que la formation de poche de gaz frais sont les paramètres explorés. Par exemple, Jarosinski et al. 1989 et Samaniego 1993 ont utilisé la technique de Schlieren, qui permet de visualiser qualitativement l'écoulement, pour évaluer l'étirement de la flamme en modifiant l'intensité du vortex injecté. Plus le vortex est intense, plus la surface de flamme augmente. Roberts et Driscoll 1991, en utilisant la tomographie laser [4], ont observé trois régimes de combustion grâce à la large gamme d'intensité de vortex étudiée. Le premier correspond au régime où le vortex n'affecte pas la flamme. Le second est celui de *flammelette* et le dernier correspond à la formation de poches de gaz frais. Ces résultats ont confirmé les résultats trouvés numériquement par Poinsot et al. 1991b en utilisant une DNS. En outre, les effets thermodiffusifs, représentés par le nombre de Lewis, ont été évalués en étudiant deux carburants différents. Il a été conclu qu'une flamme stable ($Le > 1$) a besoin d'un vortex 3 fois plus intense pour pouvoir créer une poche de gaz frais qu'une flamme instable ($Le < 1$). Le même groupe de recherche a étudié par la suite la limite à l'extinction locale du front de flamme (Roberts et al. 1992 et Roberts et al. 1993) en utilisant la technique de fluorescence planaire induite par laser (PLIF [5]) du radical OH.

La vélocimétrie par image de particules (PIV) a été utilisée pour obtenir une séquence temporelle d'images de champ de vitesse. Driscoll et al. 1994 ont montré qu'il faut bien prendre en compte les différentes tailles de vortex lors des simulations numériques. En effet ces derniers exercent des taux d'étirement très différents sur la flamme et le processus ne peut pas être modélisé comme étant auto-similaire. Autrement dit, il est important que les tourbillons, dans une simulation numérique, se comportent d'une manière similaire à la façon dont les tourbillons réels se comportent en présence d'une flamme. D'autre part, les champs de taux de dilatation ont été calculés à partir des champs de vitesse (Mueller et al. 1996). Il a été montré que ces taux sont maximaux au niveau du front de flamme et qu'ils peuvent être utilisés pour caractériser la position de la flamme ainsi que comme un indicateur qualitatif du taux de dégagement de chaleur local.

La vorticité générée par la flamme, qui avait déjà été prédite mais jamais quantifiée, a été mesurée pour la première fois par Mueller et al. 1998 grâce à une étude expérimentale. Les auteurs ont montré que la vorticité agit comme un mécanisme supplémentaire de stabilisation de la flamme et que les petits tourbillons sont dissipés par la viscosité alors que les grands peuvent même éteindre localement le front de flamme et traverser la flamme. D'autres études expérimentales ont été effectuées pour souligner l'importance des effets transitoires (Samaniego et Mantel 1999 et Mantel et Samaniego 1999).

Récemment, les vitesses de propagation et les taux d'étirements ont été mesurés localement

4. Le principe de cette technique est détaillé dans la section 2.3.1 du Chapitre 2.
5. Cette technique consiste à visualiser et suivre un radical se trouvant dans la zone de préchauffage ou de réaction du front de flamme.

le long d'une flamme prémélangée en interaction avec un vortex contrarotatif pour voir si ces deux quantités se corrèlent telle que prévue par la théorie de flamme étirée (cf. Eq. (1.16)). Sinibaldi et al. 2003 ont mesuré expérimentalement les vitesses de déplacement en amont du front de flamme du côté des gaz frais. Des différences ont été trouvées dans les régions courbées de la flamme ce qui remet en question la validité de cette théorie. Ce résultat est cohérent avec les résultats récents des études asymptotiques stipulant que plus d'un nombre de Markstein est nécessaire lorsque les effets de courbure et d'étirement tangentiel se produisent simultanément. Cependant, aucune étude expérimentale permettant de déterminer la vitesse de consommation expérimentalement n'a été trouvée dans la littérature dans le cas d'une flamme plane en interaction avec un vortex. La Table 1.1 regroupe les différentes études des FVIs en précisant le mélange étudié ainsi que sa richesse.

En résumé, les études expérimentales réalisées se sont focalisées plus sur la réponse de la flamme à différentes tailles de tourbillons et ont été limitées à l'analyse des aspects géométriques de la flamme. Cependant, à notre connaissance, aucune étude n'a exploré la structure interne du front de flamme, c.-à-d. le comportement de la zone de préchauffage et de la zone de réaction indépendamment. Il est important d'élucider l'effet du vortex sur chaque zone de la structure interne du front de flamme. Ceci va permettre de bien comprendre les mécanismes en question et par la suite de mieux simuler une flamme turbulente.

La zone de réaction du front de flamme peut être étudiée en analysant l'émission de la flamme, plus précisément, en suivant l'évolution des radicaux se trouvant dans cette zone. Nous allons voir dans la section suivante l'intérêt et le principe de cette technique ainsi que les différentes études expérimentales et numériques réalisées.

1.4 Chimiluminescence

La richesse et le taux de dégagement de chaleur (HRR) sont deux paramètres fondamentaux qu'il faut bien contrôler pour assurer un bon rendement de combustion. Cependant, ils restent difficile à mesurer expérimentalement. Une variation locale voire globale peut entraîner l'apparition d'instabilités au niveau du front de flamme, qui peuvent nuire à la structure de flamme, ainsi que la formation des émissions de NOx. A cet égard, un certain nombre d'études ont été réalisées en utilisant l'émission de la flamme. Analyser l'émission de la flamme peut se faire en utilisant des photomultiplicateurs (PMT), des spectromètres ou par imagerie en isolant un radical en utilisant des filtres passe-bandes. Ces techniques sont non intrusives et relativement simples à mettre en place. Toutefois, elles ont également des inconvénients que nous allons souligner par la suite. Dans les paragraphes qui suivent, nous rappelons brièvement le principe de formation des espèces excitées. Ensuite, nous présentons les travaux antérieurs réalisés pour évaluer le taux dégagement de chaleur et la richesse locale à partir de la chimiluminescence de la flamme. Enfin, une analyse des voies réactionnelles de quelques radicaux est présentée.

Table 1.1 – Récapitulatif des études expérimentales réalisées sur l'interaction d'une flamme prémélangée avec un vortex contrarotatif.

Référence	Technique	Conditions		Finalité
		Mélange	ϕ	
Jarosinski et al. 1989	Schlieren	$CH_4/air/H_2$		Étirement
Roberts et Driscoll 1991	Tomographie	CH_4/air C_3H_8/air	0.6 0.6	Poche de gaz frais
Roberts et al. 1992	OH-PLIF	CH_4/air	0.55	Extinction
Samaniego 1993	Schlieren	CH_4/air C_3H_8/air	0.55 0.55	Étirement
Roberts et al. 1993	OH-PLIF	CH_4/air C_3H_8/air	0.55 0.60 0.70 0.60 0.70	Extinction
Driscoll et al. 1994	PIV	CH_4/air	0.55	Étirement
Mueller et al. 1995	PIV OH-PLIF	CH_4/air	0.55	Effets transitoires
Mueller et al. 1996	PIV	C_3H_8/air	0.585	Effets transitoires
Nguyen et Paul 1996	OH-CH PLIF	$CH_4/air/N_2$	1.19	Structure de flamme
Najm et al. 1998	HCO PLIF	$CH_4/air/N_2$	1.0	Dégagement de chaleur
Renard et al. 1998	OH*	C_3H_8/air	0.5 0.6 0.7 0.9	Structure de flamme
Mueller et al. 1998	PIV	C_3H_8/air	0.585	Vorticité
Samaniego et Mantel 1999	Schlieren & CO_2^*	CH_4/air C_2H_4/air C_3H_4/air $CH_4/O_2/CO_2/Ar$ $CH_4/O_2/CO_2/He$	0.55 0.46 0.51 0.61 0.58	Effets transitoires
Sinibaldi et al. 2003	PIV OH-PLIF	CH_4/air C_3H_8/air	0.6 1.4 0.6	Vitesse de déplacement Étirement
Vagelopoulos et Frank 2005	PLIF	$CH_4/air/N_2$	0.8 1.0 1.2	CH marqueur zone de réaction

Table 1.2 – Récapitulatif des études numériques réalisées sur l'interaction d'une flamme prémélangée avec un vortex contrarotatif. La technique SLIC (*Simple Line Interface Calculation*) est l'équivalent de la G-*equation*.

Référence	Technique	Conditions		Finalité
		Mélange	Lewis	
Poinsot et al. 1991b	DNS	—	0.8 1.2	Diagramme de combustion
Rutland et Ferziger 1991	DNS	—	1.0	Structure de vortex/flamme
Wu et Driscoll 1992	SLIC	—	—	Aspects géométriques
Lee et Santavicca 1993	SLIC	—	—	Aspects géométriques
Mantel et Samaniego 1999	DNS	CH_4/air C_3H_8/air	0.95 1.7	Effets thermodiffusifs
Meneveau et Poinsot 1991	DNS	—	1.2	Fonction d'efficacité
Colin et al. 2000	DNS	—	1.2	Fonction d'efficacité
Charlette et al. 2002	DNS	—	1.2	Fonction d'efficacité
Bougrine et al. 2014	DNS	CH_4/air C_3H_8/air CH_4/air/H_2 C_3H_8/air/H_2 H_2/air	0.97 1.91 0.75 0.54 0.41	Fonction d'efficacité

1.4.1 Principe

L'origine de l'émission lumineuse provenant de la flamme, connue sous le nom de chimiluminescence, s'explique par la présence d'espèces chimiques intermédiaires présentes dans le front de flamme caractérisées par une courte durée de vie. Lors des réactions chimiques de combustion, différents atomes ou molécules sont formés et apparaissent dans un état électroniquement excité. Le retour des espèces excitées à leur état fondamental peut être accompagné d'une émission spontanée d'un photon ν ou dû aux phénomènes de relaxation non radiative par collisions, dit *"collisional quenching"*, avec d'autres espèces. Ces processus permettent de passer d'un état 2 d'énergie vers un état 1 d'énergie avec une probabilité donnée par le coefficient d'Einstein de la transition A_{21}. Chaque espèce émet à une longueur d'onde ou dans une gamme de longueur d'onde qui lui est propre et sa détection peut se faire en utilisant un filtre passe-bande. Une flamme hydrocarbure/air est principalement caractérisée par la présence des radicaux excités suivants : l'hydroxyl OH* (pic à 308 nm), le methylidine CH* (pic à 430 nm), le carbone diatomique C_2^* (avec des pics à 309, 431 et 516 nm respectivement) et le dioxyde de carbone CO_2^* (émission continue dans la large bande 250-700 nm). Par la suite, la présence de l'étoile (*) signifie que le radical est dans son état excité.

Prenons le cas de l'hydroxyl excité OH*. La Figure 1.10 représente les deux courbes d'énergie du radical OH en fonction de la distance entre les nuclei. Ces courbes décrivent son état électronique fondamental ($X^2\Pi_i$) et son état excité ($A^2\Sigma^+$). A grande distance, le radical se dissocie en formant les atomes O et H. Les états vibrationnels ν'' et ν' correspondent aux états fondamental et excité respectivement. Il a été montré que la plupart des radicaux excités reviennent à leur état original par collision avec d'autres espèces et non par émission de photons (Garland et Crosley 1988). Notons que ces collisions peuvent changer l'état vibrationnel du radical excité et que le transfert d'énergie peut se faire du niveau le plus bas au plus haut et vice versa. Crosley et Smith 1980 ont montré que le rapport entre le transfert d'énergie en amont et en aval est fonction de la température et qu'après un nombre suffisant de collisions, les radicaux aux différents états vibrationnels atteignent un état d'équilibre. La transition depuis l'état excité ($A^2\Sigma^+$) à l'état fondamental ($X^2\Pi_i$) se fait en 1 ns environ à pression atmosphérique et émet des radiations UV situées dans l'intervalle : 260 nm $< \lambda <$ 350 nm.

Le moment angulaire orbital résultant de la configuration électronique est noté $\overrightarrow{L}$ pour les atomes et $\overrightarrow{\Lambda}$ pour les molécules, caractérisé par des nombres quantiques L et Λ respectivement. D'une manière analogue à la nomenclature des électrons solitaires, les configurations électroniques correspondant à L = 0, 1, 2, 3 et Λ = 0, 1, 2, 3 sont désignées par les lettres majuscules S, P, D, F et Σ, Π, Δ, Φ. Plus de détails se trouve dans le livre de Eckbreth 1996.

1.4.2 Taux de dégagement de chaleur

Gaydon et Wolfhard 1954 ; John et al. 1955 ; Clark 1958 et Hurle et al. 1968 ont été les premiers à s'intéresser à l'analyse de l'émission de la flamme. Par exemple, Hurle et al.

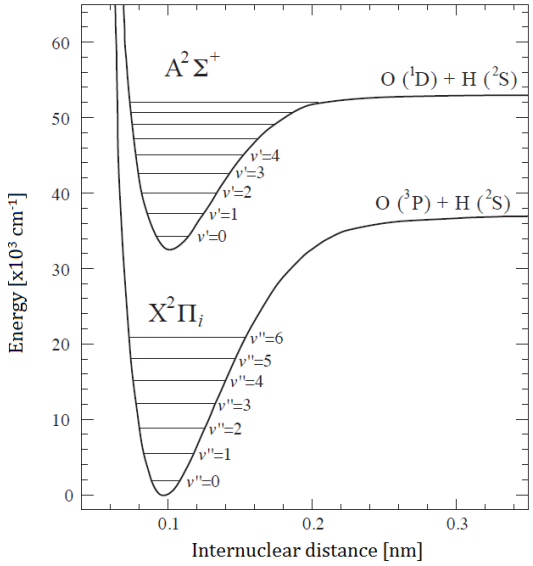


FIGURE 1.10 – Schéma simplifié des niveaux d'énergie du radical OH pris du travail de LUQUE et CROSLEY 1998. Les deux courbes représentent l'état électronique fondamental ($X^2\Pi_i$) et l'état électroniquement excité ($A^2\Sigma^+$) et qui sont décomposées en multiples états vibrationnels ν'' à l'état fondamental et ν' à l'état excité.

1968 ont étudié l'émission des radicaux CH* et C_2^* d'une flamme éthylène/air connus pour être confinés dans la fine zone de réaction pour les flammes hydrocarbure/air. Ils ont montré que ces radicaux sont directement proportionnels au taux de consommation du combustible dans le cas des flammes laminaires ainsi que turbulentes pour différentes richesses ($\phi = 0.9$, 1 et 1.3). Récemment, SAMANIEGO et al. 1995 ont étudié numériquement la relation entre le radical CO_2^* et le taux de dégagement de chaleur pour des flammes pauvres de méthane/air et propane/air à différentes richesses. Ils ont utilisé une configuration à jets opposés en injectant le mélange d'un côté et les gaz brûlés du même mélange de l'autre côté. Ils ont justifié ce choix par le fait que la chimiluminescence dans les flammes d'hydrocarbures pauvres en carburant est principalement due à l'émission de CO_2^*. En faisant varier la richesse, l'étirement et la dilution du mélange en utilisant l'azote N_2, ils ont proposé une corrélation quantitative entre l'intensité I du radical CO_2^* et le dégagement de chaleur Q, défini comme suit :

$$Q = Q_0 \left(\frac{I}{I_0}\right)^n \tag{1.33}$$

où n dépend du paramètre étudié (i.e. richesse, étirement, dilution) et l'indice 0 fait référence à la flamme prémélangée adiabatique ayant la même richesse. I et I_0 sont calculés en utilisant les expressions suivantes :

$$I = I_0 \,[\mathrm{CO}]\,[\mathrm{O}] \tag{1.34}$$

$$I_0 = 2.5 \times 10^6 \,\exp\left[-\frac{1600}{T}\right] \tag{1.35}$$

Différentes expressions de I_0 peuvent être trouvées dans la littérature ce qui rend l'Eq. (1.33) discutable (Kaskan 1959 et Slack et Grillo 1985 par exemple).

Le signal obtenu en utilisant les différentes techniques citées auparavant est intégré le long du chemin optique. Afin de surmonter ce problème, Hardalupas et Orain 2004 ont développé un système optique permettant d'avoir un signal au niveau du plan 2D. En faisant ceci, les mesures sont spatialement résolues. Des flammes méthane/air ont fait l'objet d'études en utilisant un brûleur à jets opposés. En variant la richesse du mélange ainsi que l'étirement tangentiel de la flamme en changeant la vitesse à la sortie du brûleur, ils ont montré que l'émission des radicaux excités (CH*, OH* et CO_2^*) corrèlent bien avec le taux de dégagement de chaleur.

D'autre part, Najm et al. 1998 ont étudié numériquement et expérimentalement l'interaction d'une flamme méthane/air à la stoechiométrie ayant une forme en V. Ces auteurs contredisent les résultats trouvés par Samaniego et al. 1995 et montrent que le radical CO_2^* n'est pas représentatif du taux de dégagement de chaleur pour les flammes courbées. En d'autres termes, la corrélation n'est pas applicable dans le cas des flammes turbulentes. Ils ont également mentionné que les autres radicaux comme CH*, OH* et C_2^* ne sont pas de bon marqueurs de dégagement de chaleur. Ayoola et al. 2006 ont étudié le dégagement de chaleur d'une flamme en utilisant le radical OH* et le produit des radicaux OH et CH_2O via la technique de fluorescence planaire induite par laser (PLIF) pour mesurer la concentration globale des espèces étudiées dans la région de la nappe laser. Le signal de chimiluminescence de OH* est plus sensible aux variations des niveaux de turbulence et des taux d'étirement. Ceci a été confirmé récemment par Lauer et Sattelmayer 2010 et Röder et al. 2013 qui ont étudié des flammes turbulentes swirlées.

Les dernières études citées illustrent la difficulté de mesurer le dégagement de chaleur par chimiluminescence dans les flammes turbulentes. L'intensité du signal de chimiluminescence de toutes les espèces émettrices est fortement influencée par plusieurs facteurs, citons par exemple l'intensité de la turbulence, la courbure et le taux d'excès d'air. Rappelons que Nguyen et Paul 1996 ont mené une étude sur l'interaction d'un flamme avec un vortex et ont trouvé que l'intensité du radical CH diminue voire disparait dans des régions où la flamme existe. Vagelopoulos et Frank 2005, en travaillant dans les mêmes conditions, ont contesté ce résultat et ont justifié l'absence du signal de CH à cause de l'excès d'air dans le vortex injecté.

1.4.3 Richesse locale

Le rapport entre deux radicaux excités peut donner l'information sur la richesse locale du mélange réactif. Il a été montré en étudiant expérimentalement des flammes de propane/air et ethylène/air laminaires que le rapport C_2^*/CH^* peut être un indice précis de la richesse du mélange (Clark 1958). Des études expérimentales récentes ont confirmé ce résultat et montré que le suivi de la richesse peut se faire par le biais du rapport des émissions telles que CH^*/OH^*, C_2^*/CH^* ou C_2^*/OH^*. Pour les mélanges hydrocarbures/air pauvres, le radical C_2^*

diminue voire disparait. Il a été donc conclut par Kojima et al. 2000 que le rapport OH*/CH* est le plus représentatif de la richesse. Des résultats similaires ont été trouvés par Ikeda et al. 2002 et Kojima et al. 2005. Des flammes swirlées prémélangées ont été également étudiées et les auteurs affirment que le rapport OH*/CH* suit une variation monotone décroissante sur une large gamme de richesse (Muruganandam et al. 2005, Nori et Seitzman 2007, Guyot et al. 2010 et récemment García-Armingol et al. 2014).

Panoutsos et al. 2009 ont mené des études numériques en utilisant une configuration à jets opposés permettant d'explorer l'effet de l'étirement tangentiel. Un schéma cinétique détaillé où l'ajout des réactions de formation et de désactivation des radicaux OH* et CH* a été utilisé. Il a été montré que le rapport OH*/CH* corrèle bien avec la richesse. En effet, ce dernier décroit avec l'augmentation de la richesse. Ceci a été comparé avec les résultats expérimentaux obtenus par le même groupe de recherche. De plus, ils ont montré que ce rapport ne dépend pas de l'étirement de la flamme contrairement aux radicaux OH* et CH* évalués indépendamment. Orain et Hardalupas 2010, en se basant sur leurs résultats expérimentaux, ont même proposé des corrélations empiriques reliant le rapport OH*/CH* et la richesse du mélange réactif. Toutefois, ces corrélations dépendent fortement de la nature du combustible utilisé et peuvent ne pas être généralement applicable quand il y a une variation de température ou de pression. Or, les émissions de OH* et CH* dépendent fortement de la pression (Higgins et al. 2001).

Cette approche s'avère utile pour suivre localement l'évolution de la richesse de flamme. Cependant, les intensités mesurées de OH* et CH* sont la superposition des émissions souhaitées et des émissions de CO_2^*, caractérisées par une large bande (250 - 700 nm). Il faut prendre en compte la contribution du radical CO_2^* afin d'isoler les contributions des radicaux en question (Guyot et al. 2010 et Lauer et Sattelmayer 2010). En effectuant une mesure avec un spectromètre par exemple, l'émission de la large bande de CO_2^* peut être facilement identifiée et par suite les radicaux peuvent être extraits vu que les mesures fournies sont unidimensionnelles. La tâche devient compliquée en utilisant des filtres passe-bandes car l'information obtenue est bidimensionnelle.

D'après cette étude bibliographique, on conclut qu'une attention particulière doit être portée à l'interprétation des résultats issues de la chimiluminescence de la flamme, surtout quand cette dernière est courbée ou turbulente. Il faut déterminer si ces radicaux peuvent être utilisés comme des marqueurs fiables de flamme et/ou comme des mesures quantitatives du taux de dégagement de chaleur. Dans le cadre de cette thèse, les flammes étudiées sont laminaires et axisymétriques. D'une part, nous pouvons récupérer l'information en 2D en appliquant une déconvolution d'Abel. D'autre part, puisque les espèces excitées sont principalement produites dans la zone de réaction, la chimiluminescence peut être indicative de la réactivité de la flamme. En outre, le rapport entre l'intensité des deux radicaux OH* et CH* pourrait être utilisé pour évaluer la variation de la richesse locale tout au long du front de flamme quand elle subit un étirement tangentiel ou quand elle est courbée. Enfin, le taux de dégagement de chaleur doit être interprété avec prudence.

1.4.4 Analyse des voies réactionnelles

Analysons maintenant les voies réactionnelles de formation des espèces excitées. Plusieurs études ont tenté de définir les réactions de formation des radicaux excités avec leurs paramètres cinétiques en utilisant des tubes à choc et/ou des brûleurs. Dans la littérature, nous trouvons des constantes de vitesses assez différentes pour la même réaction, ce qui indique la complexité de la tâche. Des constantes de vitesses ont été obtenues avec une dépendance en température alors que d'autres n'en dépendent pas. Afin de modéliser les radicaux excités, il faut alors bien choisir leurs réactions de formation/désactivation ainsi que leurs paramètres cinétiques respectifs.

Intéressons-nous plus précisemment aux réactions de formation des radicaux OH* et CH*, sélectionnés pour cette thèse. Pour les flammes hydrocarbures/air, Gaydon 1957 fut le premier à proposer que le radical OH* est formé principalement à partir des radicaux CH et O_2. Et pour la première fois, Carl et al. 2003 ont présenté la preuve qu'effectivement l'intensité d'émission de OH* est directement proportionnelle à la concentration locale des radicaux CH et O_2 :

$$CH + O_2 \longrightarrow OH^* + CO \tag{R3}$$

Pour les flammes hydrogènes/air, il a été montré que deux voies réactionnelles, (R4) et (R5), peuvent former OH* (Kaskan 1959, Smith et al. 2005) en se basant sur des expériences à basse pression. Plusieurs études ont indiqué que (R4) est la principale source de formation de OH* pour cette flamme.

$$O + H + M \longrightarrow OH^* + M \tag{R4}$$

$$H + OH + OH \longrightarrow OH^* + M \tag{R5}$$

Glass et al. 1965 ont introduit que l'ethynyl C_2H et l'oxygène atomique O sont la principale source de formation de CH*. Ceci a été validé par la suite à travers diverses études. Des groupes de recherches ont proposé que même la réaction de C_2H avec la molécule de O_2 peut former le radical CH* (Joklik et al. 1988 ; Devriendt et Peeters 1997) :

$$C_2H + O \longrightarrow CH^* + CO \tag{R6}$$

$$C_2H + O_2 \longrightarrow CH^* + CO_2 \tag{R7}$$

La connaissance des voies réactionnelles possibles de formation de OH* et CH* est primordiale pour ce travail de thèse. Ceci va nous permettre d'expliquer certains phénomènes observés. Nous retenons donc que les radicaux CH, C_2H, O et O_2 sont les principaux radicaux qu'il faut analyser et si besoin, une analyse approfondie de leurs réactions de formation pourra être faite. Concernant les réactions de collisions (par exemple avec les molécules H_2O, CO, CO_2, N_2, CH_4) permettant le retour des radicaux excités à leurs états fondamentaux, nous les présenterons en détail dans le Chapitre 2 Section 2.4.

1.5 Conclusion

Nous avons rappelé, dans un premier temps, les aspects fondamentaux des flammes laminaires prémélangées, ceci ayant pour but de bien définir les paramètres ainsi que les notions qui vont être utilisées tout au long de cette thèse. Ensuite, nous avons proposé une étude bibliographique pour mettre en évidence l'importance des études des interactions flammes/vortex. Ceci nous a permis également de définir les aspects non étudiés qui vont faire l'objet des Chapitres 3, 4 et 5. Enfin, la dernière partie de ce chapitre porte sur l'analyse des émissions de flammes qui permettent de caractériser la zone de réaction de flamme. Après avoir évoqué ces différents points, nous allons passer à l'approche expérimentale et numérique, c.-à-d. les différents outils utilisés pour réaliser cette thèse.

Chapitre 2

Approches expérimentale & numérique

Sommaire

2.1 Introduction **40**
2.2 Description du dispositif expérimental **40**
2.2.1 Brûleur à jet impactant 40
2.2.2 Générateur de vortex toroïdal 41
2.3 Diagnostics optiques **43**
2.3.1 Tomographie laser par diffusion de Mie 43
2.3.2 Diffusion Rayleigh 46
2.3.3 Chimiluminescence 50
2.4 Simulation CHEMKIN : flamme 1D **53**
2.4.1 Choix des mécanismes réactionnels 55
2.4.2 Implémentation des radicaux CH* et OH* 56
2.5 Post-traitement des images **59**
2.5.1 Tomographie laser 59
2.5.2 Vélocimétrie par Images de Particules : PIV 60
2.5.3 Diffusion Rayleigh 63
2.5.4 Chimiluminescence 69
2.6 Caractérisation du vortex **71**
2.6.1 Le module de vorticité 72
2.6.2 Critère Δ 72
2.6.3 Critère Q 73
2.6.4 Critère λ_2 74
2.6.5 Critère Γ_2 75
2.6.6 Vortex Lamb-Oseen 75
2.6.7 Choix du critère 76
2.6.8 Application à un cas expérimental 79
2.7 Conditions expérimentales étudiées **80**
2.7.1 Répétabilité du vortex 80
2.7.2 Conditions sélectionnées 82
2.8 Conclusion **83**

2.1 Introduction

La caractérisation expérimentale des interactions flamme-vortex nécessite de bien contrôler simultanément la flamme ainsi que la structure tourbillonnaire toroïdale injectée. Afin d'apporter des réponses à cette étude et de contribuer à l'avancée scientifique, une première étape a consisté de mettre en place le dispositif expérimental. Ce travail a été réalisé avant mon arrivée au laboratoire ICARE [1] et des améliorations ont été apportées durant ma thèse concernant le contrôle de l'intensité du vortex ainsi que sa répétabilité.

Ce chapitre est dédié à la description du dispositif expérimental utilisé pendant cette thèse. Dans un premier temps, le brûleur utilisé est présenté. La technique de visualisation mise en place pour évaluer la structure interne du front de flamme est décrite précisément. Dans un second temps, afin de mieux comprendre la cinétique chimique de la flamme, des simulations numériques ont été menées en utilisant le module PREMIX du code de calcul CHEMKIN. Pour ceci, les mécanismes réactionnels sélectionnés pour modéliser une flamme 1D sont présentés et l'implémentation des deux radicaux électroniquement excités CH* et OH*, représentant la zone de réaction de la flamme, est décrite. Ensuite, la méthodologie suivie pour post-traiter les différentes images via MATLAB® est détaillée. La qualité de nos résultats repose sur les méthodes développées pour traiter les données acquises. Dans cette perspective, des scripts ont été développés. L'accent a été également mis sur une étude pour caractériser le vortex toroïdal. Enfin, les conditions expérimentales étudiées sont présentées.

2.2 Description du dispositif expérimental

2.2.1 Brûleur à jet impactant

Les expériences ont été réalisées avec un brûleur à jet impactant, présenté sur la Figure 2.1. Ce brûleur a été utilisé par Bouvet 2009 durant sa thèse. Il est alimenté par un prémélange (méthane, propane ou hydrogène avec de l'air) en utilisant des débitmètres massiques de type BROOKS. Le mélange réactif passe par la suite à travers une grille d'aluminium de 5 mm d'épaisseur afin d'assurer un mélange homogène et d'empêcher toute structure turbulente d'être convectée dans le brûleur. Le prémélange est accéléré dans la section convergente caractérisée par un diamètre de sortie de 15 mm (D) créant un jet avec un profil de vitesse *top-hat*. La distance entre le brûleur et la plaque d'inox ayant une épaisseur de 4 mm a été fixée à 25 mm (L), étant donné qu'un rapport L/D supérieur à l'unité est recommandé pour les raisons suivantes : stabiliser des flammes suffisamment loin de la plaque, étudier l'interaction flamme-vortex sans être affecté par la plaque ainsi que minimiser l'étirement tangentiel avant l'interaction avec le vortex (Vagelopoulos et al. 1994 ; Egolfopoulos et al. 1997). Pour éviter les perturbations externes et améliorer la stabilité de la flamme, un *coflow* coaxial laminaire d'azote a été utilisé. Une étude aérodynamique complémentaire a été réalisée pour étudier l'effet du coflow imposé sur la hauteur de stabilisation de la flamme et elle est

1. Je remercie à ce stade F. Thiesset et G. Maurice.

présentée en Annexe B.

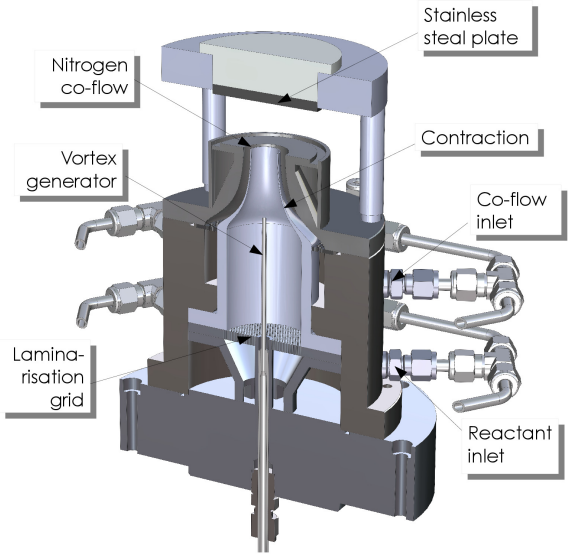


FIGURE 2.1 – Schéma 3D du brûleur à jet impactant utilisé.

2.2.2 Générateur de vortex toroïdal

Le générateur de vortex toroïdal consiste en (i) un tube de diamètre d situé sur la ligne centrale du brûleur, (ii) une électrovanne (modèle BROOKS) pour contrôler la durée de la décharge de pression, et (iii) un réservoir pressurisé où le mélange réactif est stocké comme le montre la Figure 2.2.

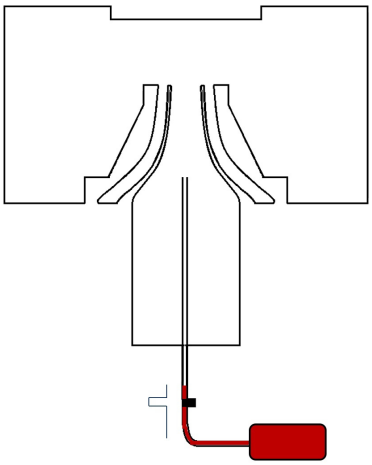


FIGURE 2.2 – Coupe en 2D du brûleur montrant le système de génération du vortex : le tube est lié au réservoir pressurisé via une électrovanne.

La présence du tube au sein du brûleur et la distance à laquelle ce dernier est positionné peuvent modifier l'écoulement. Trois tubes de diamètres différents, i.e. $d_1 = 1$ mm, $d_2 = 2$ mm et $d_3 = 3$ mm, et trois positions par rapport à la sortie du brûleur, i.e. $l_1 = 5$ mm, $l_2 = 15$ mm et $l_3 = 35$ mm, ont été sélectionnés. Prenons le cas du tube ayant le diamètre d_1. Sur la Figure 2.3, deux images issues de la technique de la tomographie laser [2] sont illustrées. Comme la figure le montre, plus le tube est proche de la sortie du brûleur, plus la flamme est impactée et devient fortement courbée positivement. Pour les deux autres tubes, un effet similaire a été trouvé mais moins marqué. Rappelons que l'objectif est de pouvoir stabiliser une flamme plane et d'étudier son interaction avec un vortex toroïdal. Un compromis a alors été fait menant au choix de la distance $l_3 = 35$ mm vue qu'elle influence moins la forme de la flamme initiale.

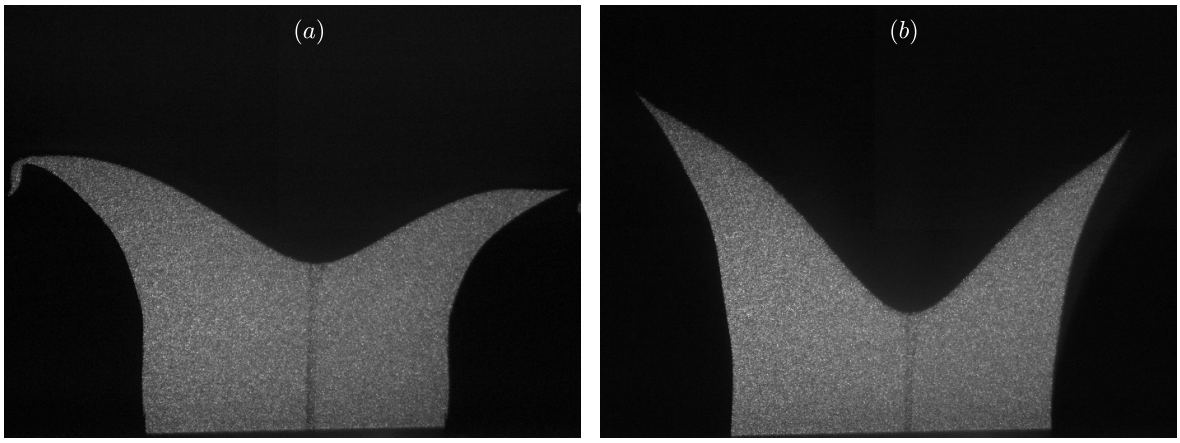


FIGURE 2.3 – Images de tomographie laser montrant l'effet de la position du tube de diamètre ($d_1 = 1$ mm) situé à : (a) 15 mm et (b) 5 mm en amont de la sortie du brûleur.

Intéressons-nous maintenant à la génération du vortex. Ce dernier est généré en appliquant une décharge du mélange réactif de même richesse que l'écoulement principal. L'intensité du vortex est contrôlée en faisant varier la pression dans le réservoir pressurisé de $\Delta P = P - P_{atm} = 20$ à 90 mbar. Plus ΔP est grand plus le vortex est intense. En outre, la durée de la décharge de pression est contrôlée via l'électrovanne caractérisée par un temps minimal d'ouverture de 0.5 ms.

Avec le tube de diamètre d_1, de petits vortex ont été générés. La plupart de ces derniers se dissipent avant qu'ils n'atteignent le front de flamme. De surcroît, des difficultés ont été rencontrées lors de l'ensemencement du vortex dégradant la répétabilité. Le tube de diamètre d_3 génère des vortex très grands en termes d'inter-distance entre les deux noyaux de vorticité R_v. Nous avons donc sélectionné le tube de diamètre d_2 situé à la distance l_3 pour générer le vortex.

2. La technique de la tomographie laser va être présentée dans la section suivante.

2.3 Diagnostics optiques

La visualisation du front de flamme et le suivi temporel de l'interaction flamme-vortex ont été réalisés en utilisant différents diagnostics optiques. Cette section va décrire le principe de chaque technique employée.

2.3.1 Tomographie laser par diffusion de Mie

La tomographie laser, initiée par Boyer 1980, est utilisée pour visualiser les structures de fronts de flammes laminaires ou turbulents. Cette technique repose sur la diffusion élastique de lumière émise par les particules ayant un diamètre similaire ou supérieur à la longueur d'onde de la lumière incidente. En d'autres termes, elle consiste à éclairer l'écoulement, préalablement ensemencé, avec une nappe laser pour obtenir une coupe instantanée du front de flamme.

Pour notre configuration, nous avons utilisé un laser continu, modèle Verdi G20 de Coherent Laser qui peut délivrer une puissance allant jusqu'à 20 W à la longueur d'onde de 532 nm. Le faisceau laser, d'un diamètre nominal de 2.25 mm, traverse successivement une lentille sphérique (distance focale f_l = 500 mm) pour contrôler l'épaisseur de la nappe, un miroir pour réorienter les rayons laser et une lentille cylindrique (f_l = 25 mm) pour déterminer la hauteur du faisceau. La nappe laser formée est verticale, passe au centre du brûleur et se caractérise par une hauteur d'environ 25 mm, correspondant à la distance entre la sortie du brûleur et la plaque, et une épaisseur d'environ 0.5 mm. Notons bien qu'une puissance laser de 3 W était suffisante lors de nos expérimentations. Un absorbeur de lumière a été installé juste derrière le brûleur pour bloquer les rayons de la nappe laser. Ce dernier permet d'éviter tout type de réflexions qui peuvent d'une part endommager la caméra à long terme, et d'autre part créer un bruit artificiel qui va s'ajouter aux images lors de l'acquisition des données.

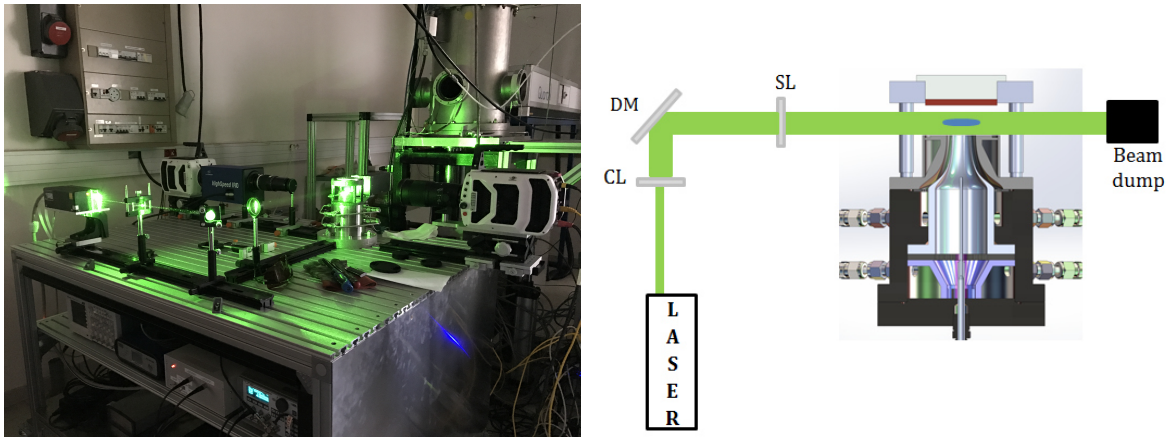


Figure 2.4 – Photographie (gauche) et schéma (droite) du dispositif expérimental utilisé pour la tomographie laser. SL et CL correspondent aux lentilles sphérique et cylindrique respectivement. DM est le miroir dichroïque.

L'écoulement principal est ensemencé en utilisant des gouttelettes de *Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate* (DEHS), ayant une taille typique de 1 μm, grâce à un diffuseur fonctionnant sur le principe de l'effet Venturi. En effet, un jet de mélange réactif issu d'un trou micrométrique permet de créer une dépression devant l'extrémité d'un capillaire afin d'aspirer le DEHS dans le capillaire. Le prémélange brise l'écoulement du DEHS en une dispersion de gouttelettes entraînées vers l'extérieur de l'ensemenceur et par suite vers le brûleur.

Une caméra rapide (Vision Research, modèle Phantom V1611) positionnée perpendiculairement enregistre la lumière diffusée par les gouttelettes contenues dans le plan. La caméra est équipée d'un objectif Sigma EX 180 mm 1 :2.8 Macro focalisé sur la nappe. La résolution est de 896×800 px^2 avec un taux d'acquisition de 21 kHz. Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 2.4. Afin de synchroniser la caméra avec le moment d'injection du vortex, nous avons utilisé un générateur de pulse/délai (BNC modèle 565) qui va nous permettre de n'enregistrer que la partie où le vortex commence à interagir avec la flamme.

Avant de commencer l'acquisition des données expérimentales, nous vérifions que le plan laser et le vortex éjecté sont bien centrés. Pour ce faire, l'interface tomographique doit être superposée à la chimiluminescence de la flamme. En modifiant le contraste de la caméra, une telle vérification peut être réalisée aisément et elle est indispensable pour nos études. Ensuite, une mire est photographiée pour convertir la taille du pixel en millimètre (cf. Figure 2.5). La résolution spatiale obtenue est de 27.23 μm/px.

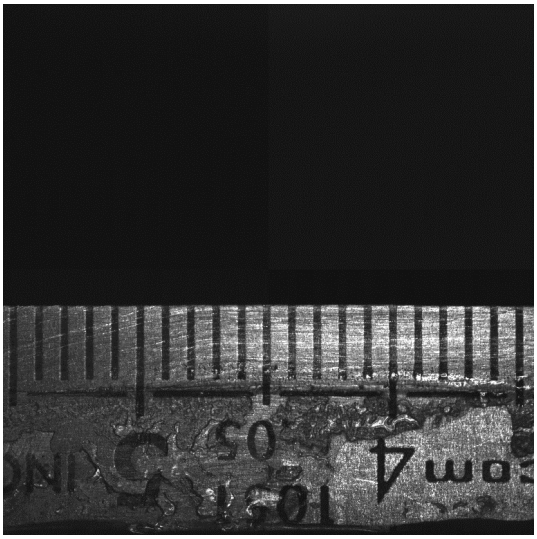


FIGURE 2.5 – Exemple d'une image de mire utilisée pour convertir les pixels en mm.

A la traversée du front de flamme, les gouttelettes de DEHS se vaporisent à une température d'environ 525 K et ainsi ne diffusent plus de lumière. L'image obtenue possède donc deux zones bien distinctes : une zone noire correspond aux gaz brûlés et une zone ensemencée grise aux gaz frais (cf. Figure 2.6). Il faut bien noter que l'isotherme d'évaporation représente précisément la zone de préchauffage et non la zone de réaction de la flamme et que cette technique ne donne aucune information sur la structure de la flamme.

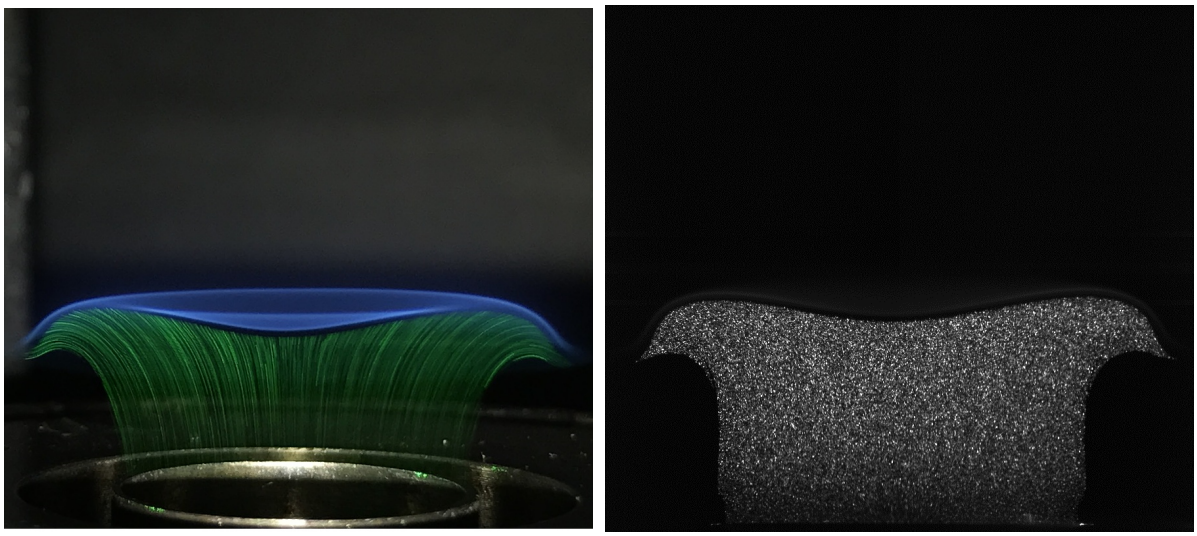


FIGURE 2.6 – (Gauche) Photographie et (droite) exemple d'image de tomographie laser par diffusion de Mie d'une flamme de propane à $\phi = 1.2$.

La tomographie laser par diffusion de Mie est souvent utilisée pour mesurer les vitesses de particules dans les gaz frais en appliquant la Vélocimétrie par Images de Particules (*Particle Image Velocimetry*, PIV). Pour ce faire, la subroutine PIVLab implémentée dans MATLAB® par THIELICKE et STAMHUIS 2014 a été utilisée. Pour rappel, le principe de la PIV est d'enregistrer les positions successives de particules solide ou liquide ajoutées à un fluide gazeux. On considère que ces particules suivent fidèlement l'écoulement sans en altérer les propriétés vu que leurs tailles ainsi que leurs masses sont suffisamment faibles. En connaissant le déplacement en pixels, il est donc possible de calculer la vitesse des particules et d'en déduire ainsi la vitesse du fluide.

La partie la plus sensible d'une analyse PIV est la détermination de la corrélation croisée décrivant le déplacement des particules. Cette partie a également un impact significatif sur la précision de la méthode. Des fenêtres d'interrogation d'un couple d'images sont corrélées pour déterminer le déplacement le plus probable. En résumé, la corrélation croisée est une technique statistique qui tente de retrouver le motif de particules de la zone d'interrogation A dans la zone d'interrogation B. Cette technique statistique est mise en œuvre avec la fonction d'intercorrélation discrète (HUANG et al. 1997) :

$$C(m,n) = \sum_i \sum_j A(i,j)B(i-m,j-n) \tag{2.1}$$

où A et B correspondent aux fenêtres d'interrogation des images A et B. Les coordonnées des pixels des fenêtres d'interrogation sont indicées par i et j. $C(m,n)$ est la valeur de la corrélation croisée avec un décalage de la fenêtre d'interrogation de m et n pixels^2.

Il existe deux approches communes pour résoudre l'Eq. (2.1). L'approche la plus simple consiste à calculer la matrice de corrélation dans le domaine spatial. Cette approche est ap-

pelée corrélation croisée directe (DCC). Une autre approche consiste à calculer la matrice de corrélation dans le domaine fréquentiel (transformée de Fourier discrète, DFT). La DFT est calculée en utilisant une transformée de Fourier rapide. Les deux approches ont des avantages ainsi que des inconvénients. Vu qu'une DCC est coûteuse en termes de calcul, la DFT est souvent utilisée pour déterminer la corrélation en question donnant l'information sur l'amplitude, la direction et le sens du déplacement. D'autre part, pour affiner la précision du décalage observé à des distances inférieures au pixel, il suffit d'utiliser les pixels verticaux et horizontaux directement adjacents au pic de la corrélation et d'évaluer séparément les axes x et y. Cette méthode de raffinement est connue sous le nom de "Gaussian 2-3 points" qui va être appliquée lors du traitement d'images.

2.3.2 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh repose sur le processus de la collision élastique d'une onde électromagnétique (composée d'un champ électrique et d'un champ magnétique orthogonaux de même fréquences) et des molécules ayant une taille caractéristique petite devant la longueur d'onde de la lumière incidente ($d << \lambda$). Lorsqu'une molécule est soumise à un champ électrique incident (faisceau laser), son nuage électronique se déforme. En effet, comme le champ électrique oscille, le nuage électronique de la molécule va lui aussi se mettre à osciller à la même fréquence. La molécule se comporte alors comme un dipôle oscillant émettant des ondes secondaires de même fréquence dans toutes les directions de l'espace et qui diffuse la lumière à la même longueur d'onde que la lumière incidente (cf. Figure 2.7). Cette technique va nous permettre d'analyser l'intégralité de la structure interne du front de flamme, i.e. la zone de préchauffage et la zone de réaction.

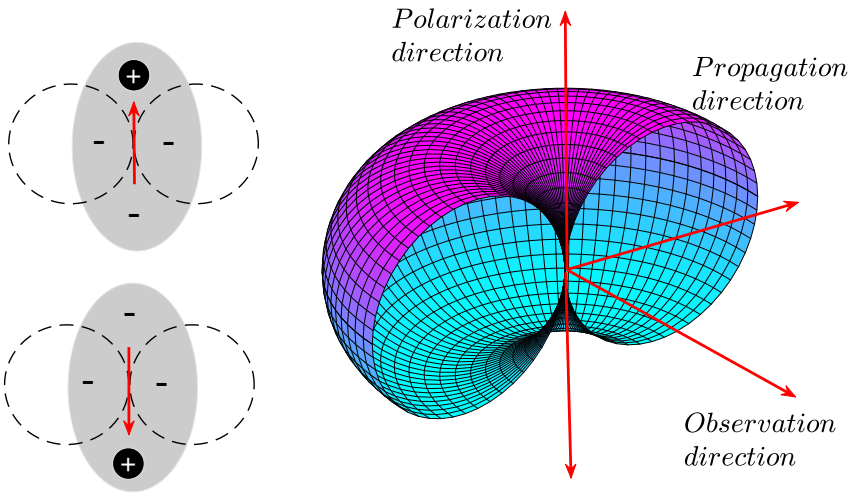


FIGURE 2.7 – Représentation 2D et 3D du dipôle oscillant en schématisant les directions de polarisation, de propagation de la lumière incidente et d'observation.

2.3.2.1 La section efficace de diffusion

Afin de décrire le phénomène de diffusion Rayleigh, il est primordial d'introduire tout d'abord la notion de section efficace de diffusion σ. Elle est définie comme étant le rapport entre la puissance diffusée et la puissance du rayonnement incident. La section efficace différentielle, introduite par Penney 1969, d'un gaz anisotropique peut s'écrire sous la forme suivante (Boguszko et Elliott 2005) :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \frac{4\pi^2}{\lambda^4}\left(\frac{n-1}{N_0}\right)^2\left(\frac{3}{3-4\rho_p}\right)\left[2\rho_p + (1-\rho_p)\cos^2\psi\right] \tag{2.2}$$

où λ est la longueur d'onde de la radiation incidente, n est l'indice de réfraction des espèces, N_0 est le nombre de Loschmidt qui correspond à la densité moléculaire d'un gaz idéal aux conditions standard de température et de pression (STP : 273.15 K, 1 atm), ρ_p est le facteur de dépolarisation qui traduit l'impact de l'anisotropie d'une molécule sur la polarisation de la lumière qu'elle diffuse et ψ est l'angle entre la direction de polarisation et la direction d'observation. Pour notre configuration, la caméra est perpendiculaire au faisceau laser. L'angle $\psi = 90°$ et l'Eq. (2.2) se réduit à :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \frac{4\pi^2}{\lambda^4}\left(\frac{n-1}{N_0}\right)^2\left(\frac{3}{3-4\rho_p}\right)(1+2\rho_p) \tag{2.3}$$

Pour calculer la section efficace de chaque espèce, nous avons pris les valeurs de l'indice de réfraction n pour une longueur d'onde de 532 nm du travail réalisé par Gardiner et al. 1981 et celles du facteur de dépolarisation ρ_p des travaux de Fielding et al. 2002 ; Sutton et Driscoll 2004. Notons que pour l'espèce H_2O, ρ_p a été pris à une longueur d'onde de 514.5 nm. Les autres espèces ont été calculées à 532 nm. Ceci reste acceptable et les valeurs sont reportées dans la Table 2.1, ainsi que les sections efficaces différentielles calculées.

Table 2.1 – L'indice de réfraction n_k et le facteur de dépolarisation ρ_p utilisés pour calculer la section efficace d'une espèce k.

Espèce k	n_k	ρ_p	$(\partial\sigma_k/\partial\Omega) \times (10^{-28})$ [cm^2]
Ar	1.0002826	0	8.2
CH_4	1.0004437	0	20.24
C_3H_8	1.0010824	0.00181	120.95
CO	1.0003369	0.00538	11.81
CO_2	1.0004477	0.03910	22.59
H_2	1.0001396	0.00980	2.05
H_2O	1.0002531	0.00030	6.59
N_2	1.0003001	0.01020	9.48
O_2	1.0002721	0.02700	8.11

Pour un mélange de gaz de n espèces, sa section efficace est égale à la somme des sections

efficaces des différentes espèces k, pondérées par leurs fractions molaires x_k. Elle s'écrit sous la forme :

$$\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{mix} = \sum_{k}^{n} x_k \left(\frac{\partial\sigma_k}{\partial\Omega}\right) \tag{2.4}$$

2.3.2.2 Conversion du signal Rayleigh en température

Le signal Rayleigh émis par un gaz excité peut être exprimé comme (Miles et al. 2001) :

$$S_R = \eta I_i N V \int_{\Delta\Omega} \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right) d\Omega \tag{2.5}$$

où η est un paramètre caractéristique de l'optique utilisée, I_i est l'intensité du faisceau laser, N est la densité moléculaire, V est le volume du collecteur, $\Delta\Omega$ est l'angle solide de collection de la lumière diffusée et $\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}$ est la section efficace différentielle.

Considérons un gaz parfait et divisons l'Eq. (2.5) par un signal Rayleigh de référence pour lequel les caractéristiques de densité ou de température sont connues, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{S_R}{S_{R,ref}} = \frac{P/T}{(P/T)_{ref}} \frac{I}{I_{i,ref}} \frac{(\partial\sigma/\partial\Omega)}{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{ref}} \tag{2.6}$$

avec $N = (PN_A)/(RT)$ en appliquant la loi des gaz parfaits. N_A est le nombre d'Avogadro (6.02 10^{23} molécules/moles) et R est la constante universelle des gaz parfaits (8.32 kJ/mol.K). En pratique, on prend le rapport $(I/I_{i,ref})$ égal à 1. Cette approximation représente une source d'erreur considérable à cause de la variation tir-à-tir du laser. Une attention particulière a été accordée à ce point pour la prendre en considération. Pour surmonter ce problème, nous avons mis en place une caméra qui va enregistrer le signal Rayleigh de référence I parallèlement au signal Rayleigh en présence d'une flamme S_R. Ainsi la variation d'intensité et le profil de la distribution de l'énergie du laser peuvent être pris en compte.

Loin des conditions de détonation, la pression varie peu le long du front de flamme (Bradley 1969). P peut être considérée constante. Nous obtenons alors une expression reliant directement la température au signal Rayleigh :

$$\frac{S_R}{S_{R,ref}} = \frac{T_{ref}}{T} \frac{I}{I_{i,ref}} \frac{(\partial\sigma/\partial\Omega)}{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{ref}} \tag{2.7}$$

2.3.2.3 Dispositif expérimental

Les expériences ont été menées par mes soins à l'université de Toronto, *University of Toronto Institute for Aerospace Studies*. Le système de diffusion Rayleigh fonctionne à un taux de répétition de 10 Hz. Vu que l'interaction flamme-vortex dure quelques millisecondes,

une seule image est alors enregistrée représentant une phase. Nous avons montré en utilisant la tomographie laser que nos expériences sont très répétables (cf. section 2.7.1). Ceci nous a aidé à reconstruire l'ensemble de la séquence temporelle de l'interaction en faisant des mesures indépendantes à différents délais (représentant différentes phases) après injection du vortex. Des mesures ont été obtenues avec des intervalles de 0.3 à 0.25 ms, résultant au moins en 21 phases (en fonction des conditions). Cinq itérations ont été effectuées pour chaque phase afin de confirmer la répétabilité et de faire une moyenne de phase si besoin pour augmenter le rapport signal sur bruit (SNR).

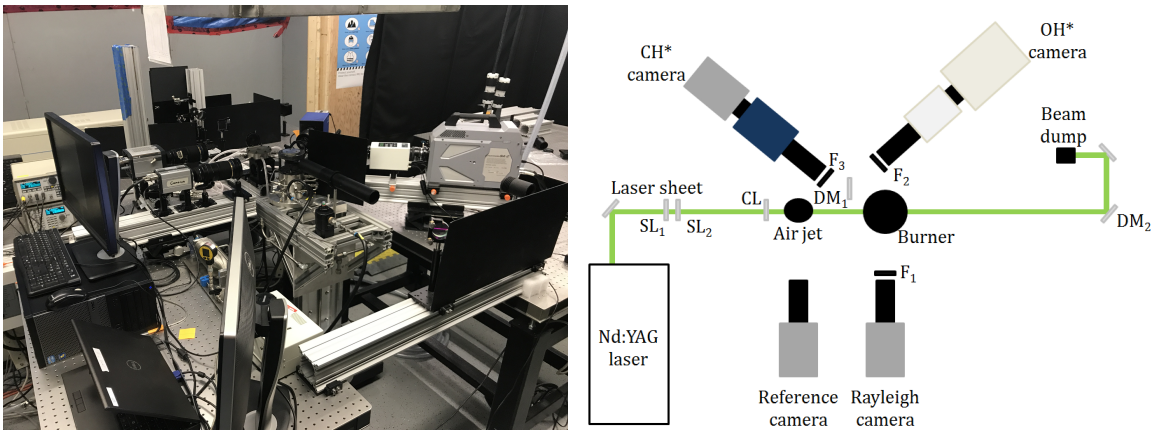


FIGURE 2.8 – Photographie (gauche) et schéma (droite) du dispositif expérimental utilisé pour la diffusion Rayleigh couplée à la chimiluminescence des espèces CH* et OH*. F_x représente le filtre utilisé, CL et SL_x sont les lentilles cylindrique et sphériques respectivement. DM_x est le miroir dichroïque.

Le laser (Spectra Physics Lab 170) caractérisé par une énergie typique de 430 mJ/impulsion à une longueur d'onde de 532 nm a été utilisé. Une caméra sCMOS (Andor Zyla), fonctionnant en pleine résolution (2160×2560 pixels^2) avec une exposition de 10 μs, est équipée d'un objectif commercial (Tamron, f/# = 3.5, f = 180 mm) et d'un filtre interférentiel de 532 ± 10 nm (F_1). Afin de prendre en compte la distribution laser et les variations tir-à-tir, une caméra de référence sCMOS (Andor Neo) a été utilisée pour enregistrer un jet d'air propre en même temps que chaque image Rayleigh. La nappe laser est formée en utilisant deux lentilles sphériques (f_{SL_1} = -100 mm, f_{SL_2} = 150 mm) et une lentille cylindrique (f_{CL} = 750 mm), résultant en une nappe laser de 80 μm d'épaisseur, mesurée en utilisant une photodiode, et une hauteur de 12 mm. La synchronisation des pulses laser avec les caméras a été réalisée grâce au générateur pulse/délai (BNC modèle 565). Ce système nous a permis également de contrôler le délai permettant de capturer une phase spécifique de l'interaction flamme-vortex. La résolution spatiale est de 7.7 μm/px.

Avant de commencer l'acquisition des données, la puissance du laser est vérifiée et le champ d'une source de lumière blanche uniforme est enregistré par chaque caméra pour prendre en compte la sensibilité de variation pixel à pixel (cf. Figure 2.9). Pour chaque condition, 50 images ont été prises à température ambiante du mélange réactif et de l'air par les deux caméras associées respectivement. Ces images vont être moyennées pour représenter les deux

quantités $\overline{S_{R,ref}}$ et $\overline{I_{i,ref}}$ qui apparaissent dans l'Eq. (2.7). Notons bien que ce diagnostic a été couplé à la chimiluminescence des espèces CH* et OH*. Ceci est fait dans le but d'avoir l'information sur la structure de la flamme ainsi que la zone de réaction spécifiquement. La Figure 2.8 représente le diagnostic optique mis en place pour la diffusion Rayleigh y compris celui utilisé pour la chimiluminescence qui va être détaillé dans la section suivante.

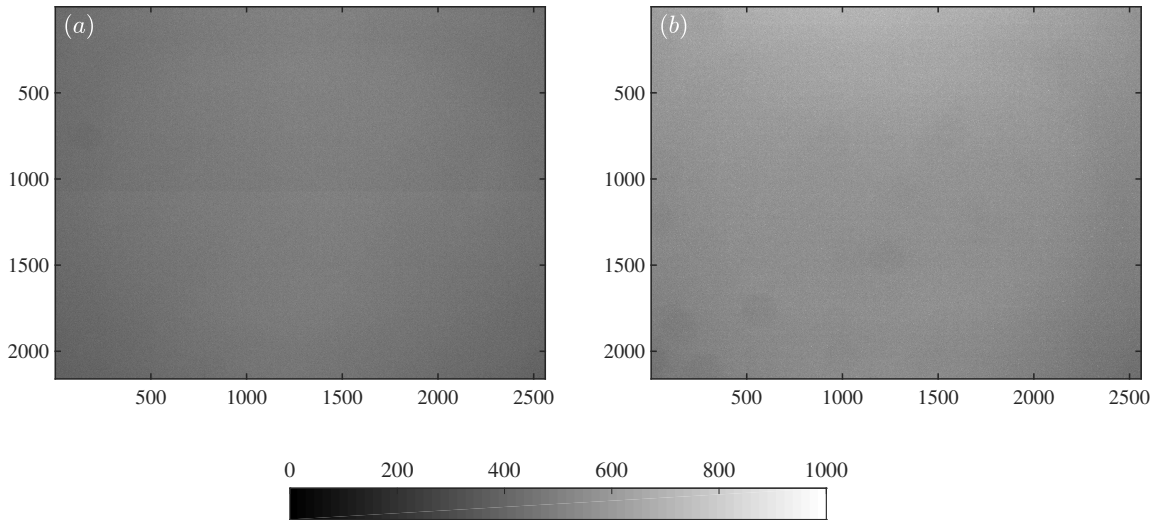


FIGURE 2.9 – Images de la lumière blanche acquises par les caméras associées au diagnostic de la diffusion Rayleigh (a) caméra principale et (b) de référence.

2.3.3 Chimiluminescence

Comme nous l'avons vu dans la section 1.4 du Chapitre 1, la chimiluminescence de la flamme peut être utilisée comme technique pour analyser le front de flamme. Rappelons que le retour des espèces excitées à leur état fondamental peut être accompagné d'une émission spontanée d'un photon ou dû aux phénomènes de relaxation non radiative par collisions avec d'autres espèces. La caractérisation du front de flamme peut se faire via une analyse globale de l'émission de flamme en utilisant un spectromètre ou en isolant un radical en utilisant un filtre passe-bande comme nous allons le voir par la suite.

2.3.3.1 Visualisation directe

La visualisation des émissions de la flamme a été faite en utilisant un spectromètre à fibre HR4000 de Ocean Optics. Cet appareil a permis la capture simultanée du spectre d'émission optique ultraviolet et visible dans la gamme de ∼260-700 nm. Afin de capturer le rayonnement de la surface totale de la flamme, la fibre optique a été placée à une distance de 50 mm comme on peut l'observer sur la Figure 2.10. Notez que dans toutes les acquisitions expérimentales, le temps d'intégration a été fixé à 10 s. Comme le rapport signal sur bruit (SNR) était élevé,

des spectres ont été acquis en l'absence de la flamme pour soustraire le fond de la lumière ambiante à chaque exposition. Pour toutes les mesures, les spectres ont été scannés 20 fois de façon répétée et les données enregistrées ont été moyennées pour obtenir des intensités fiables. Ce diagnostic va nous permettre de déterminer les principaux radicaux présents ainsi que leurs intensités dans les flammes.

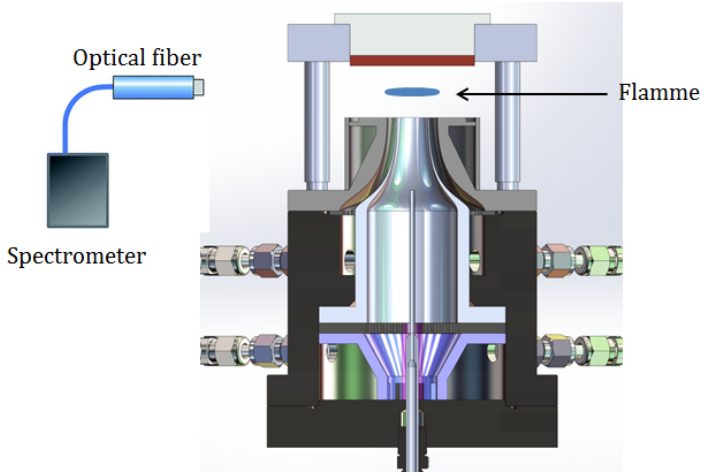


FIGURE 2.10 – Diagnostic optique utilisé pour la spectrométrie.

2.3.3.2 Dispositif expérimental de CH* et OH*

Les émissions des espèces CH* et OH* ont été observées en parallèle du diagnostic de diffusion Rayleigh comme mentionné précédemment. L'ensemble du dispositif expérimental est représenté dans la Figure 2.8. Le système OH* comprend une caméra rapide (Photron SA-Z, 1024×1024 pixels^2), un intensificateur d'image (Invisible Vision UVi, gate = 90 μs), un objectif UV (Nikon, f/# = 4.5, f = 105 mm), et un filtre passe-bande (F_2, longueur d'onde centrale 310 nm, bande passante 10 nm). Le système CH* consiste en une caméra sCMOS (Andor Zyla, 2160×2560 pixels^2), un intensificateur (LaVision IRO, gate = 90 μs), un objectif (Tamron, f/# = 3.5, f = 180 mm), et un filtre passe-bande (F_3, longueur d'onde centrale 430 nm, bande passante 10 nm). Les résolutions spatiales sont de 16.7 et 43.3 μm/px pour le CH* et OH* respectivement. La luminosité de la flamme est divisée par un miroir dichroïque (DM_1), qui reflète la lumière ultraviolette de OH* et transmet la lumière visible de CH*. Notez que les images OH* ont été obtenues à un taux d'acquisition de 10 kHz, et fournissent donc la séquence complète d'interaction pour chaque passage de vortex. Cependant, le système CH* fournit une seule image puisque le système fonctionne à 10 Hz. La synchronisation est identique à celle indiquée dans la description du dispositif expérimental de la diffusion Rayleigh. Notons que les images ont été corrigées en utilisant les images de la lumière blanche prises par chaque caméra (cf. Figure 2.12).

Les images des caméras ont été alignées en utilisant un point cible (cf. Figure 2.13). Pour visualiser la cible, nous avons utilisé une source lumineuse extérieure (lampe) pour l'image prise par la caméra Rayleigh et une flamme de propane pour les caméras CH* et OH*. La

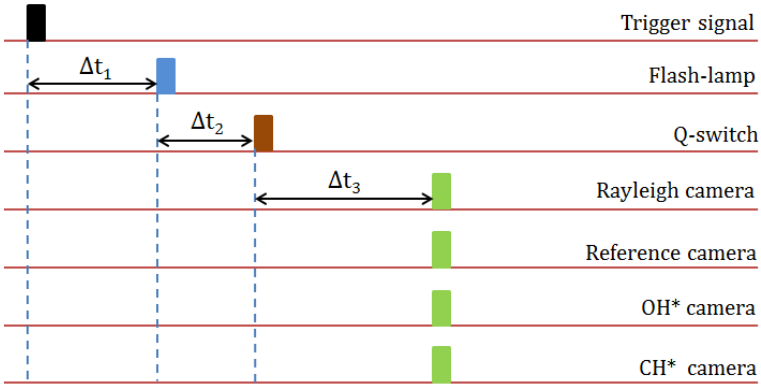


FIGURE 2.11 – Schéma de synchronisation des quatre caméras utilisées avec le laser pulsé.

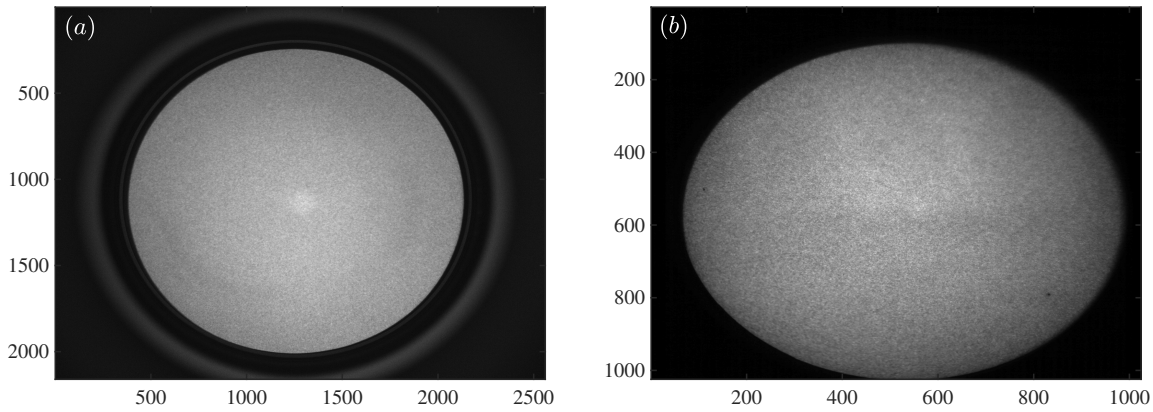


FIGURE 2.12 – Images de la lumière blanche acquise par les caméras associées au diagnostic de chimiluminescence (a) CH* et (b) OH*.

partie illuminée que l'on voit sur la Figure 2.13(b) et (c) correspond aux radicaux CH* et OH* respectivement. Le recalage des images a été réalisé en faisant correspondre la pointe de la cible de chaque image et la fonction trouvée a été appliquée à l'ensemble des images acquises.

Afin de post-traiter les images acquises par les différents diagnostics optiques, nous allons avoir besoin de calculer tout d'abord numériquement l'évolution de quelques paramètres le long de la flamme. Pour ce faire, le code de calcul CHEMKIN a été utilisé et va être présenté dans la section suivante.

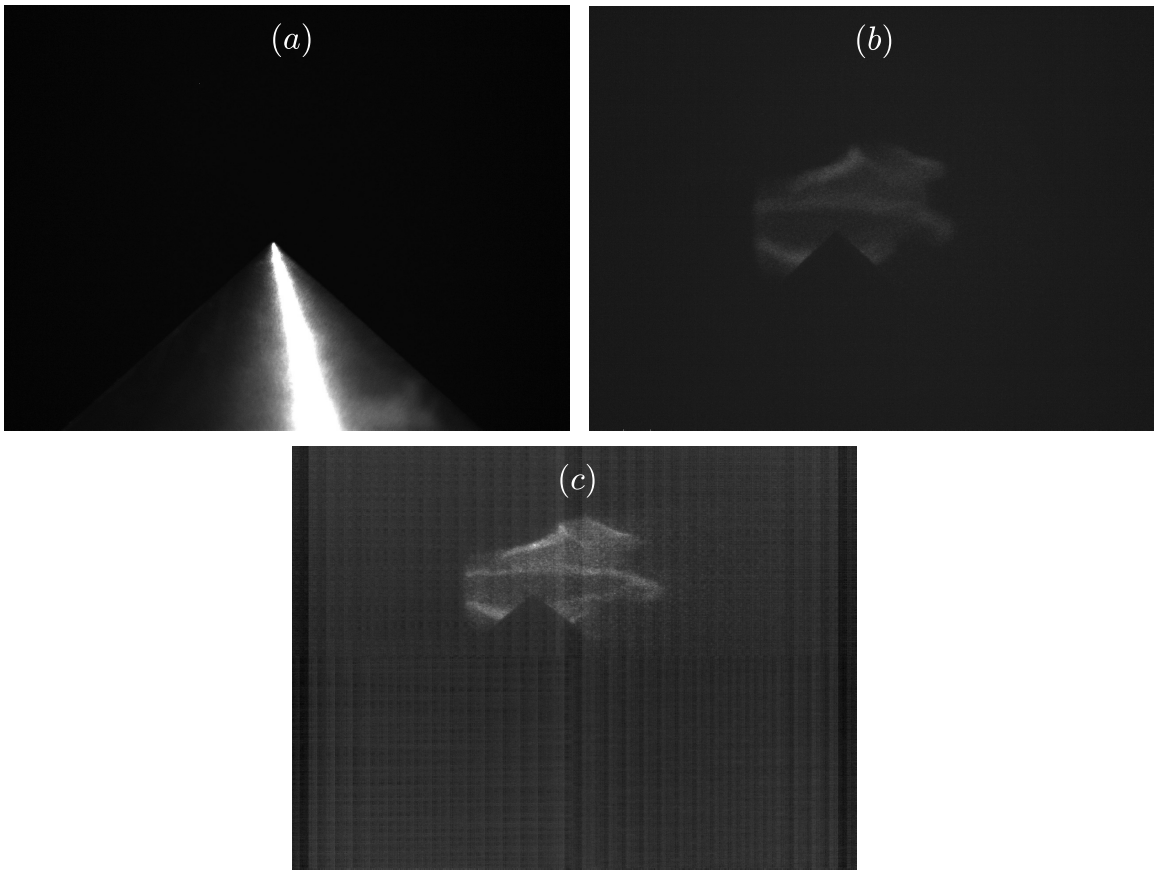


FIGURE 2.13 – Images de la cible prises par la caméra associée au système (a) Rayleigh, (b) CH* et (c) OH*.

2.4 Simulation CHEMKIN : flamme 1D

Une partie de cette thèse a consisté en l'étude numérique des flammes prémélangées en utilisant le module PREMIX de CHEMKIN-II. Ce module permet d'obtenir les fractions molaires des espèces et la distribution de la température à travers le front de flamme. Il permet également de calculer la vitesse de flamme non-étirée. Deux configurations ont été sélectionnées pour comprendre le comportement de la structure interne de flamme. La première consiste de simuler une flamme laminaire 1D se propageant librement. L'avantage d'utiliser cette configuration est qu'elle ne prend pas en compte l'étirement et/ou la courbure du front de flamme, la variation de pression à travers le front de flamme est négligée et la flamme se propage dans des conditions adiabatiques. Les paramètres de sortie correspondent donc à ceux d'une flamme non-étirée. La seconde configuration consiste à simuler deux types de flammes : (i) une flamme de diffusion en injectant le carburant d'un côté et le comburant de l'autre côté ou (ii) une flamme prémélangée en injectant le mélange fuel/air de chaque côté. Cette configuration à jets opposés ou à contre-courant permet d'étudier l'étirement tangentiel de la flamme en faisant varier la vitesse débitante V_0 ou le débit au niveau de chaque jet et

TABLE 2.2 – Récapitulatif des différents paramètres.

Quantité mesurée	T	CH*	OH*
Résolution spatiale (μm/px)	7.7	16.7	43.3
Champ de résolution (px^2)	2160×2560	2160×2560	1024×1024
Filtre optique (nm)	passe-bande	passe-bande	passe-bande
-	532 ± 10	430 ± 10	310 ± 10
Objectif	$f_\# = 3.5$	$f_\# = 3.5$	$f_\# = 4.5$
-	f = 180 mm	f = 180 mm	f = 105 mm

il peut être calculé via l'expression suivante :

$$a = \frac{2V_0}{H} \tag{2.8}$$

avec H la distance séparant les deux buses de sorties (voir Figure 2.14).

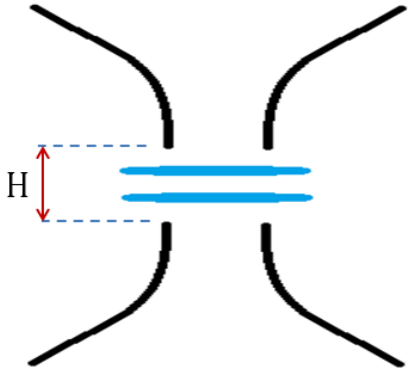


FIGURE 2.14 – Configuration à jets opposés.

Les simulations de ces deux configurations reposent sur la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, des espèces, de l'énergie et l'équation d'état. Comme la résolution de ces équations se fait par itération, il est préférable de fournir une première estimation. L'avantage de ce code de calcul est qu'il peut raffiner automatiquement le maillage pour respecter les critères de convergence imposés. Dans le cadre de ce travail, les simulations sont réalisées sur un domaine de calcul de 25 mm, représentant la distance entre la sortie du brûleur et la plaque. Pour la convergence du calcul, deux critères importants, GRAD et CURV, ont été ajustés afin d'obtenir une solution qui ne dépend pas du maillage. Plus la valeur de ces deux critères est petite plus le calcul est précis. Dans notre cas, nous les avons fixés à 0.05.

L'accent a été mis sur les modèles proposés pour résoudre les équations de transport. Deux modèles sont proposés. Le premier consiste en la détermination de la vitesse de diffusion de chaque espèce dans le mélange en utilisant le modèle de transport multicomposants. Cette méthode de résolution est plus précise, mais elle est très coûteuse en temps de calcul.

Pour réduire ce temps de calcul, un second modèle est mis en place, connu sous le nom de *Mixture-averaged transport model*, permettant de calculer la vitesse de diffusion moyennée sur le mélange. Une étude paramétrique a été effectuée dans ce sens pour voir l'impact du modèle de transport sur les grandeurs simulées. Pour réaliser les simulations désirées dans notre cas, le second modèle a été sélectionné vu que les variations des paramètres de sortie étaient négligeables. Nous avons également pris en compte l'effet Soret qui se caractérise par l'apparition de gradients de fractions molaires dans un mélange soumis à un gradient de température.

2.4.1 Choix des mécanismes réactionnels

Concernant la cinétique chimique, nous avons sélectionné pour chaque mélange étudié, autant que possible, le mécanisme réactionnel le plus adéquat. En effet, le mécanisme GRI-Mech 3.0 a été utilisé pour modéliser la cinétique chimique d'une flamme de méthane. Il comprend 53 espèces et 325 réactions (Smith et al. 1999). Pour le mélange propane/air, deux schémas cinétiques ont été testés. L'ARAMCO-Mech 1.3 développé par l'université de *Galway* qui comprend 253 espèces et 1542 réactions (Zhou et al. 2016) et l'USC-Mech II développé par l'université *Southern California* qui comprend 111 espèces et 784 réactions (Wang et al. 2007). Afin de sélectionner le mécanisme pour notre travail, nous avons comparé les vitesses laminaires S_L mesurées expérimentalement avec celles obtenues numériquement. Comme le montre la Figure 2.15, les vitesses obtenues par l'USC-Mech II concordent bien avec les vitesses expérimentales du côté pauvre du mélange, cependant elles sont sous-estimées du côté riche du mélange. Concernant l'ARAMCO-Mech 1.3, les vitesses calculées sont en bon accord avec les données expérimentales. Suite à cette comparaison, nous avons sélectionné l'ARAMCO-Mech 1.3 pour modéliser le mélange propane/air pour cette thèse. Concernant la flamme d'hydrogène, nous avons utilisé le mécanisme Hydrogen and Syngas comprenant 15 espèces et 48 réactions (Kéromnès et al. 2013).

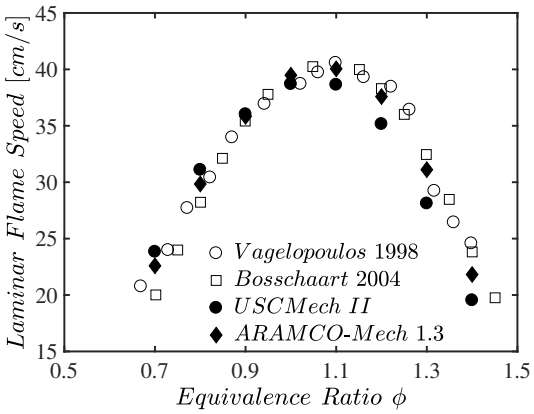


Figure 2.15 – Comparaison des vitesses laminaires expérimentales d'une flamme de propane obtenues par Vagelopoulos et Egolfopoulos 1998 et Bosschaart et De Goey 2004 et celles obtenues numériquement en utilisant le mécanisme USC-Mech II et ARAMCO-Mech 1.3.

2.4.2 Implémentation des radicaux CH* et OH*

Afin d'étudier le comportement des deux radicaux CH* et OH* numériquement, nous avons ajouté ces deux espèces avec leurs réactions respectives de production et de désactivation (cf. Table 2.3) au mécanisme réactionnel GRI-Mech 3.0. En ce qui concerne les paramètres de transport pour les espèces excitées, nous avons supposé qu'ils étaient égaux à ceux des espèces à l'état fondamental. Les données thermochimiques ont été extraites de la base de données *Burcat's Thermodynamic Data, Laboratory for Chemical Kinetics*. Notons que les mécanismes sélectionnés pour modéliser la cinétique chimique d'une flamme propane/air et hydrogène/air n'ont pas été modifiés puisque les deux radicaux en question sont déjà implémentés de base.

Table 2.3 – Les réactions chimiques de la chimiluminescence de CH* et OH* ajoutées au mécanisme GRI-Mech 3.0. k = $AT^B\exp(-E_a/RT)$, E_a en cal/mol, R en cal.mol^{-1}.K^{-1}. h est la constante de Planck et ν est la longueur d'onde de l'émission spontanée.

Réaction	A	B	E_a	Ref.
$C_2H + O \leftrightarrow CH^* + CO$	5.200E+11	0.0	2600.0	Hall et al. 2005
$C_2H + O_2 \leftrightarrow CH^* + CO_2$	6.023E-04	4.4	-2285.1	Carl et al. 2003
$CH^* \rightarrow CH + h\nu$	1.860E+06	0.0	0.0	Tamura et al. 1998
$CH^* + H_2 \leftrightarrow CH + H_2$	1.467E+14	0.0	1363.2	Tamura et al. 1998
$CH^* + H \leftrightarrow CH + H$	2.008E+14	0.0	1363.2	Tamura et al. 1998
$CH^* + H_2O \leftrightarrow CH + H_2O$	5.298E+13	0.0	0.0	Tamura et al. 1998
$CH^* + O_2 \leftrightarrow CH + O_2$	2.484E+06	2.14	-1722.9	Tamura et al. 1998
$CH^* + OH \leftrightarrow CH + OH$	7.133E+13	0.0	1363.2	Tamura et al. 1998
$CH^* + CH_4 \leftrightarrow CH + CH_4$	1.727E+13	0.0	166.9	Tamura et al. 1998
$CH^* + CO \leftrightarrow CH + CO$	2.442E+12	0.5	0.0	Tamura et al. 1998
$CH^* + CO_2 \leftrightarrow CH + CO_2$	2.396E-01	4.3	-1697.1	Tamura et al. 1998
$CH^* + N_2 \leftrightarrow CH + N_2$	3.027E+02	3.4	-381.5	Tamura et al. 1998
$CH + O_2 \leftrightarrow OH^* + CO$	3.240E+14	-0.4	4150.0	Tamura et al. 1998
$OH^* \rightarrow OH + h\nu$	1.450E+06	0.0	0.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + N_2 \leftrightarrow OH + N_2$	1.080E+11	0.5	-1238.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + O_2 \leftrightarrow OH + O_2$	2.100E+12	0.5	-482.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + H_2O \leftrightarrow OH + H_2O$	5.920E+12	0.5	-861.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + H_2 \leftrightarrow OH + H_2$	2.950E+12	0.5	-444.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + CO_2 \leftrightarrow OH + CO_2$	2.750E+12	0.5	-968.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + CO \leftrightarrow OH + CO$	3.230E+12	0.5	-787.0	Tamura et al. 1998
$OH^* + CH_4 \leftrightarrow OH + CH_4$	3.360E+12	0.8	-635.0	Tamura et al. 1998

Pour évaluer l'effet des réactions ajoutées au GRI-Mech 3.0, une flamme de méthane à la stoechiométrie ($\phi = 1$) a été sélectionnée. La distribution des espèces a été calculée pour le mécanisme original et comparée aux résultats obtenus en utilisant le mécanisme modifié. Comme le montre la Figure 2.16(a), l'addition des réactions élémentaires des espèces excitées n'affecte en rien la structure de flamme en termes de distribution de température, de taux de dégagement de chaleur et de concentrations d'espèces majeures. Cela pourrait s'expliquer

par les faibles taux de production d'espèces excitées comparées aux espèces principales. Des résultats similaires ont été trouvés par Kojima et al. 2005 et Panoutsos et al. 2009 avec l'ajout de ces deux espèces. Une autre façon d'évaluer l'effet des réactions ajoutées sur le mécanisme est de comparer les vitesses de flamme laminaires obtenues avec le mécanisme modifié aux données trouvées dans la littérature. On peut voir sur la Figure 2.16(b) que les vitesses de flamme laminaires calculées concordent très bien avec les résultats expérimentaux obtenus par Vagelopoulos et al. 1994 et Bouvet 2009.

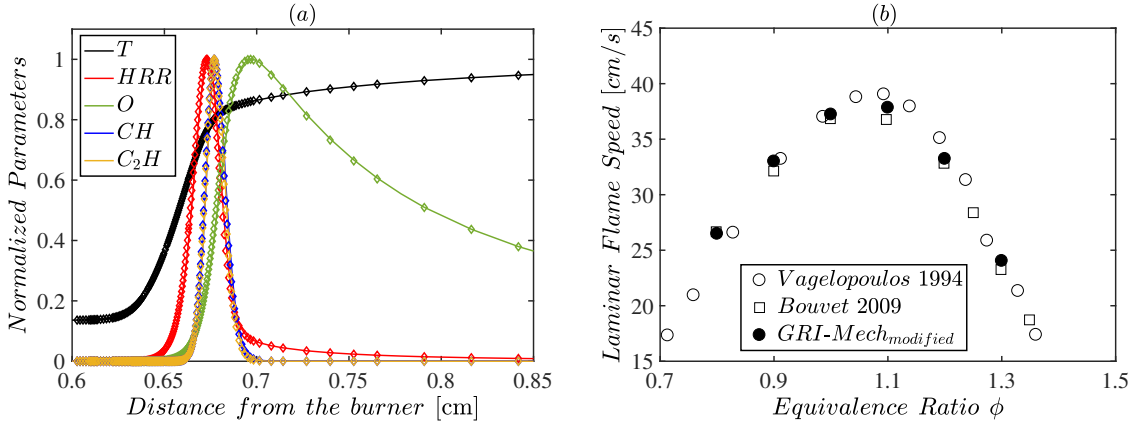


Figure 2.16 – (a) Effet de l'addition des réactions OH* et CH* sur la température, le taux de dégagement de chaleur (HRR) et les fractions molaires normalisées O, CH et C_2H pour une flamme méthane/air prémélangée à $\phi = 1.0$, en utilisant le GRI-Mech original. 3.0 (symboles) et le GRI-Mech 3.0 incluant les espèces excitées (lignes). (b) Comparaison des vitesses de flamme laminaire calculées en utilisant le GRI-Mech 3.0 modifié avec les données expérimentales de Vagelopoulos et al. 1994 et Bouvet 2009.

Après validation du mécanisme modifié, examinons maintenant la répartition des espèces excitées dans le front de flamme. Pour cela, nous avons déterminé la distance entre le pic du taux de dégagement de chaleur et celui des espèces qui nous intéressent. Une distance d'environ 32 μm et 27 μm a été relevée entre le pic de HRR et CH* et entre celui du HRR et OH* respectivement, ce qui confirme que ces deux espèces CH* et OH* sont des bons marqueurs de la zone de réaction de flamme. D'autre part, en zoomant sur la région où les radicaux atteignent leurs maximums, on peut voir sur la Figure 2.17 que le radical OH* augmente avant CH* du côté des gaz frais. Un résultat similaire a également été rapporté numériquement et expérimentalement pour une flamme prémélangée de méthane/air par Smith et al. 2002 et Kojima et al. 2005. Concernant les profils des radicaux en question à leur état fondamental, on remarque que le radical CH n'existe que dans la zone de réaction alors que OH peut se trouver jusqu'à la région de post-flamme. Comprendre la distribution de chaque radical le long du front de flamme est important. Ceci va contribuer à corréler les aspects chimiques à ceux structurels et à expliquer les différents mécanismes physiques mis en jeu.

Il convient de noter que les paramètres de sortie de CHEMKIN donnent les fractions molaires des espèces et non leurs intensités. Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec ceux issus de CHEMKIN, une conversion est donc obligatoire. Rappelons que les espèces

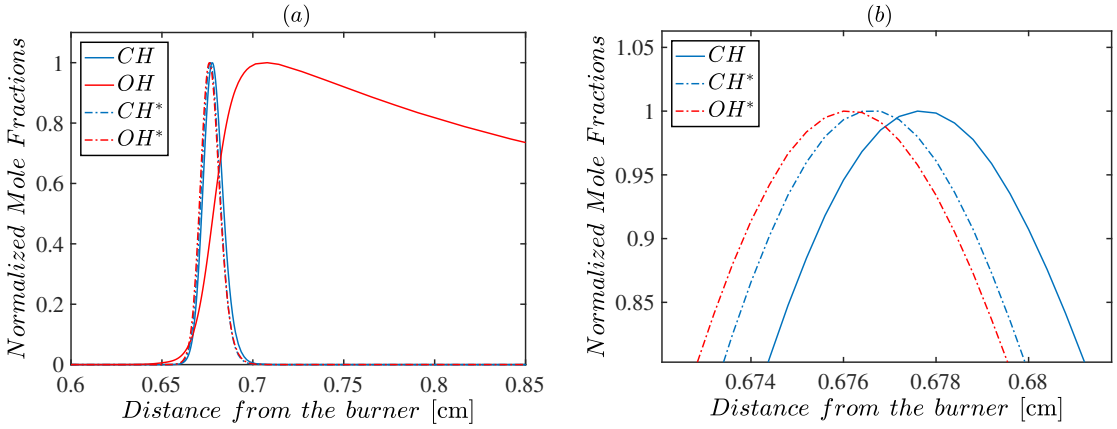


FIGURE 2.17 – (a) Fractions molaires normalisées de CH, OH, CH* et OH* pour une flamme prémélangée méthane/air à $\phi = 1.0$ et (b) une portion zoomé du graphe (a).

excitées passent à leurs état fondamental quand elles émettent de la lumière ou quand elles sont perturbées par d'autres molécules. Pour convertir la fraction molaire en intensité, nous avons procédé comme suit (KOJIMA et al. 2005) :

— le taux d'extinction des molécules de collision (N_2, O_2, H_2O, H_2, CO_2, CO, CH_4) a été calculé en utilisant l'équation suivante :

$$Q_{21} = \sum_j c_j k_j \tag{2.9}$$

où c_j est la concentration de la molécule de collision j et k_j est le taux de réaction défini par $k = AT^B exp(-E_a/RT)$. L'indice 2 représente l'état excité et 1 l'état fondamental.

— Le taux de fluorescence y_i est par suite calculé :

$$y_i = \frac{A_{21}}{(A_{21} + Q_{21})} \tag{2.10}$$

avec A_{21} est le taux de l'émission spontanée du radical i connu sous le nom du coefficient d'Einstein de la transition. Il correspond au coefficient A mentionné dans la Table 2.3.

— Une fois ces paramètres calculés, l'intensité peut être obtenue en multipliant le taux de fluorescence à la concentration molaire du radical i* :

$$I_i = y_i c_{i*} \tag{2.11}$$

La simulation numérique d'une flamme 1D permet de comprendre sa cinétique chimique et d'étudier l'effet des paramètres, tel que l'étirement tangentiel, sur la flamme. Elle permet également de déterminer la composition du mélange le long du front de flamme qui va être utilisée pour post-traiter une partie des images acquises.

2.5 Post-traitement des images

Les différentes techniques utilisées, évoquées dans la section 2.3, permettent de visualiser la flamme. Pour ne pas se limiter par une analyse qualitative des fronts de flamme, il s'est avéré qu'il est indispensable de développer des scripts de post-traitement en utilisant le logiciel MATLAB® pour accéder aux grandeurs géométriques et/ou physiques décrivant les flammes en question.

2.5.1 Tomographie laser

La procédure de détection de contour est réalisée en trois grandes étapes. Le contraste sur l'image brute va être tout d'abord ajusté. Deux méthodes permettent de le faire. La première consiste à ajuster le contraste sur l'image complète alors que la seconde opère sur des petites régions de l'image, appelées fragments, en utilisant la technique CLAHE (*Contrast-limited adaptive histogram equalization*), introduite par Pizer et al. 1987. Le contraste de chaque fragment est ajusté de sorte à ce que l'histogramme de sortie présente une distribution uniforme. Les fragments voisins sont alors combinés par interpolation bilinéaire pour éliminer toute frontière artificielle. Le contraste peut être limité en modifiant les paramètres pour éviter une surexposition du bruit dans les zones très homogènes de l'image. L'application du traitement CLAHE engendre un bruit de pixellisation que nous pouvons éliminer par filtrage. Un filtre gaussien de taille égal à 4 fois la résolution spatiale est utilisé afin de lisser le contour. Dans une deuxième étape, la binarisation s'effectue sur les images corrigées en appliquant un seuil à l'image. Le seuil de binarisation est déterminé d'une manière automatique en utilisant la méthode d'Otsu 1979 dont le principe consiste à minimiser la variance des deux groupes de pixels. Comme le montre la Figure 2.18(c), le contour n'est pas facile à déterminer à partir de cette image du fait de la présence de trous noirs au niveau des gaz frais. Pour surmonter ce problème, nous avons utilisé deux fonctions de la bibliothèque de traitement d'image intégrée dans MATLAB® (*Image Processing Toolbox*), ce qui représente la dernière étape. La première fonction est une dilatation en utilisant un élément structurel de 8 pixels (cf. Figure 2.18(d)) et la seconde est l'érosion avec un élément structurel de même taille (cf. Figure 2.18(e)). L'image obtenue est par la suite filtrée en utilisant un filtre gaussian. Au final, le contour peut être extrait. La superposition du contour détecté avec l'image brute est une dernière vérification obligatoire pour s'assurer de la qualité et de la fiabilité du traitement mis en place (cf. Figure 2.18(f)). Les différentes étapes du traitement de ce type d'image sont schématisées sur la Figure 2.18.

La détection de contour des images obtenues par tomographie laser va permettre le calcul de la surface de flamme et du volume de gaz frais contenus entre la sortie du brûleur et le front de flamme. L'étirement de la flamme K, défini dans la section 1.2.4 du chapitre 1, peut être déduit vu qu'il représente la variation temporelle d'un élément de surface A. Notre flamme étant axisymétrique, sa surface et le volume des gaz frais peuvent être calculés en se basant

sur les propriétés d'une surface de révolution.

$$A = \pi \int |r| \, ds \tag{2.12}$$

$$\mathcal{V}_u = \pi \int |r| h \, dr \tag{2.13}$$

avec r et h les coordonnées spatiales radiale et axiale de la courbe plane respectivement. s est l'abscisse curviligne de la courbe.

La courbure du front de flamme κ_m est définie comme étant la moyenne de deux courbures principales ; κ_1 dans le plan où l'image est acquise et κ_2 dans le plan circonférentiel (Pope 1988). Elles sont définies comme suit :

$$\kappa_1 = \dot{r}\ddot{h} - \ddot{r}\dot{h} \tag{2.14}$$

$$\kappa_2 = \frac{\dot{h}}{r} \tag{2.15}$$

ou $\dot{r}$ et $\ddot{h}$ représentent les dérivées première et deuxième de r et h respectivement. Notons que κ_m est bien différente de la courbure Gaussienne qui est définie comme le produit de κ_1 et κ_2 et non pas comme la moyenne.

2.5.2 Vélocimétrie par Images de Particules : PIV

Afin d'extraire les champs de vitesses de l'écoulement, les images tomographiques brutes ont été traitées en utilisant la subroutine PIVLab implémentée dans MATLAB®. Le contraste des images brutes a été optimisé en appliquant la fonction CLAHE. Le déplacement des particules est déterminé en choisissant un calcul de transformée de Fourier et l'estimation des sous-pixels est faite avec la méthode de raffinement "Gaussian 2-3 points". Ce traitement a été effectué de manière itérative en effectuant des passes successives sur les images, dépendant de la qualité des images. Le premier traitement s'effectue avec une grande fenêtre d'interrogation de 64×64 px^2 qui permet d'observer un déplacement grossier de la zone qui servira de valeur initiale pour la seconde itération. En diminuant graduellement la taille de la fenêtre d'interrogation et en prenant en compte l'itération précédente, le déplacement des particules va être raffiné. Après différents tests, nous avons décidé de faire trois passes, c.-à-d. de 64 à 32 pixels, de 32 à 16 et de 16 à 8 pixels afin de bien résoudre les champs de vitesses. Nous obtenons donc un vecteur vitesse tous les 8 pixels.

Une fois les champs de vitesses calculés, comme illustré sur la Figure 2.19(a), des vecteurs faux engendrés par le bruit des images apparaissent. Pour les éliminer, nous utilisons le contour de l'image binarisée comme masque. De cette manière, les vecteurs vitesses dans les gaz frais seront conservés et ceux se trouvant à l'extérieur du contour seront automatiquement supprimés (cf. Figure 2.19(b)). Comme le montre la Figure, les vecteurs vitesses calculés suivent bien l'écoulement. La Figure 2.19(c) représente le champs de vitesse après soustraction du champ moyen.

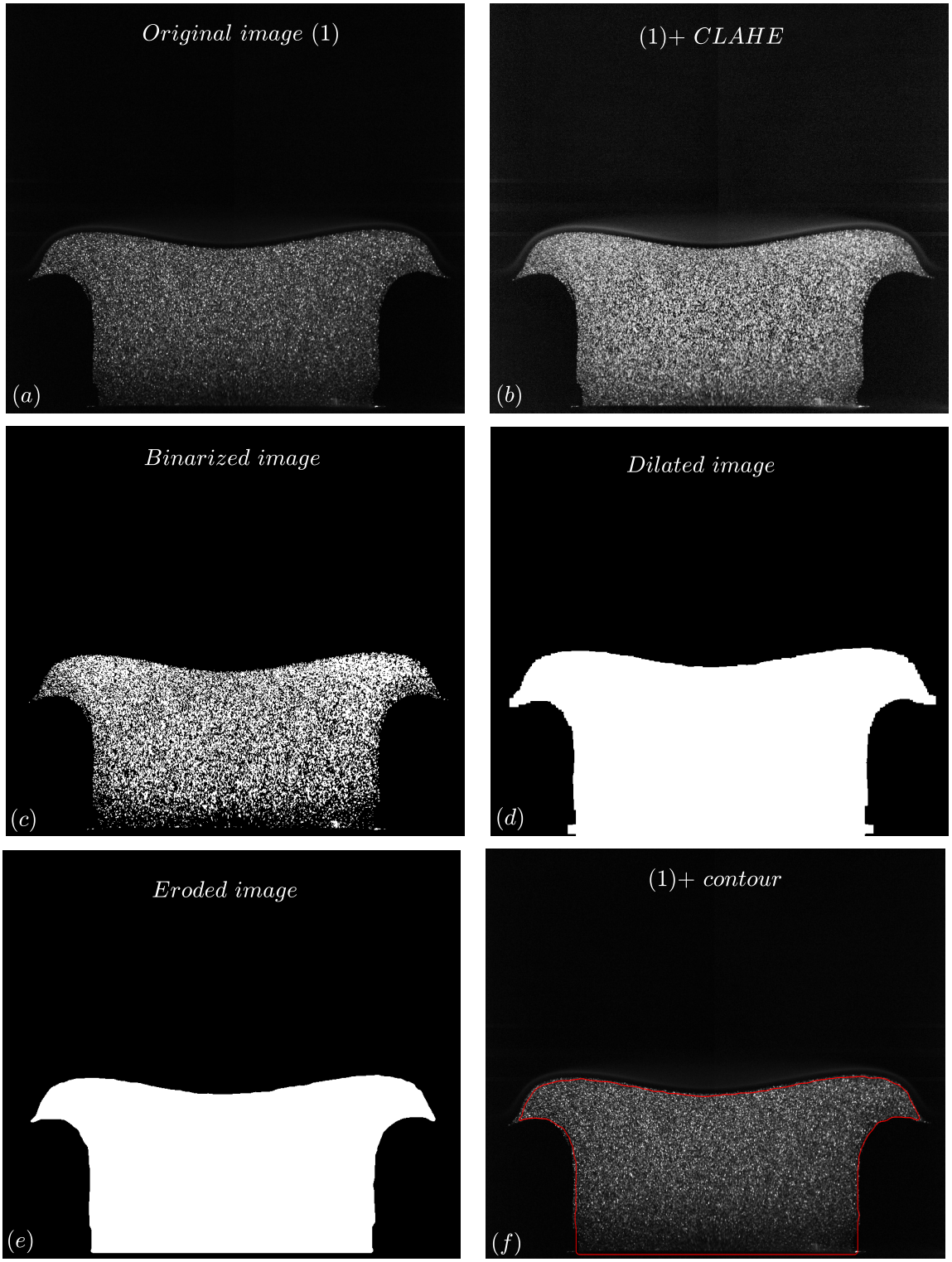


FIGURE 2.18 – Différentes étapes de détection de contour à partir des images issues de la tomographie laser. [flamme de propane à ϕ =1.2]

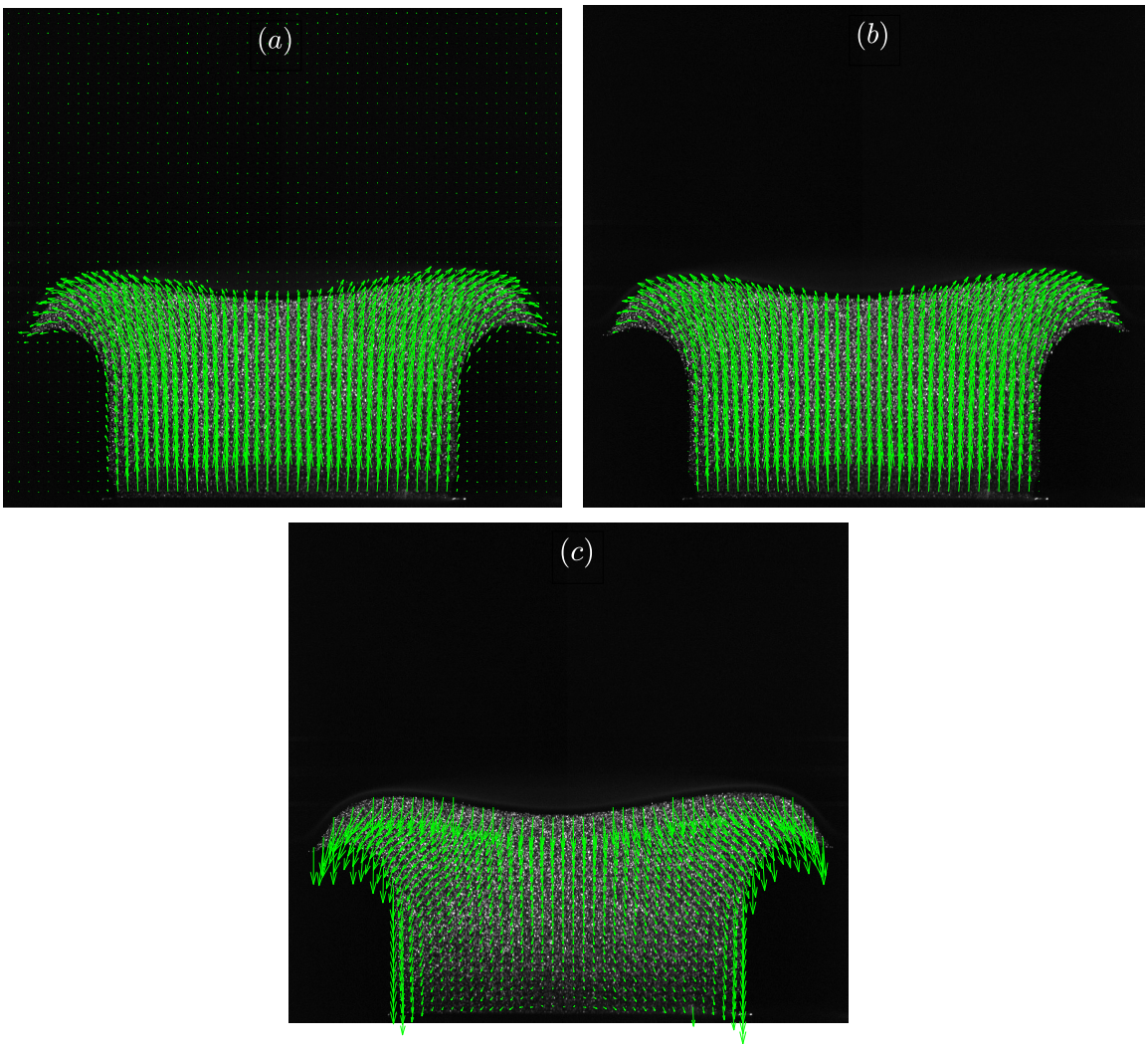


FIGURE 2.19 – Champ de vecteurs obtenu après traitement PIV de d'une image brute (a), après application du masque (b) et en soustrayant la vitesse moyenne de l'écoulement (c). [flamme de propane à ϕ =1.2]

En appliquant ce traitement à l'ensemble des images, nous obtenons des champs de vitesses instantanés. Chaque vecteur vitesse est défini par sa composante U selon la coordonnée horizontale y et sa composante V selon la coordonnée verticale x. Le champ de vitesse moyen est calculé en moyennant l'ensemble des champs instantanés.

$$\overline{U}(x,y) = \frac{1}{n}\sum_{i}^{n} U_i(x,y) \tag{2.16}$$

$$\overline{V}(x,y) = \frac{1}{n}\sum_{i}^{n} V_i(x,y) \tag{2.17}$$

où n et i représentent le nombre de champs instantanés et l'indice du couple d'images res-

pectivement. D'autres grandeurs peuvent être calculées à partir des champs de vitesse : les tenseurs de vorticité Ω et de déformation S, qui vont être détaillés dans la section de caractérisation de vortex (cf. section 2.6).

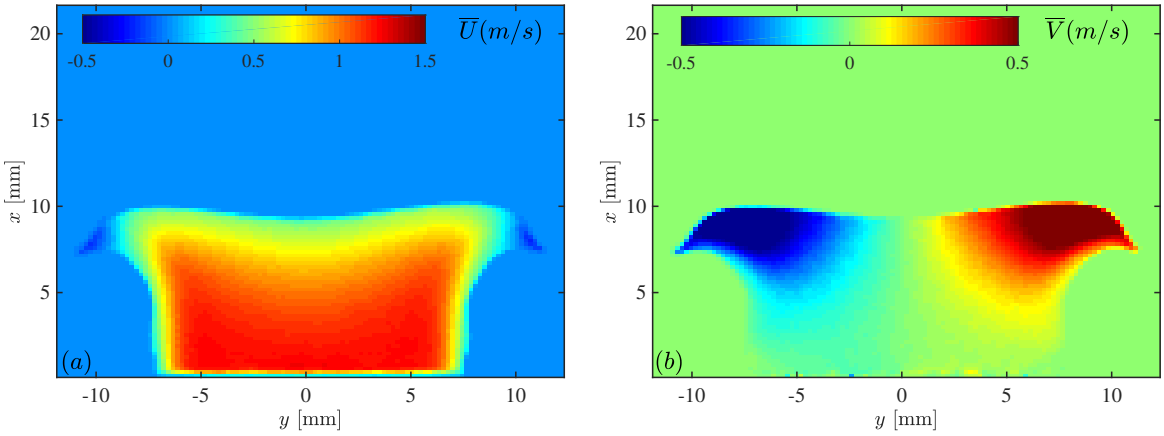


FIGURE 2.20 – Champ de vitesse (a) axial $\overline{U}$ et (b) radial $\overline{V}$ d'un écoulement sans présence de vortex.

2.5.3 Diffusion Rayleigh

2.5.3.1 Conversion du signal Rayleigh en température

Le traitement des données expérimentales se déroule en deux grandes étapes. La première consiste à prendre en compte la variation des sections efficaces des différentes espèces j le long du front de flamme et la seconde à exploiter les données acquises par la caméra de référence pour corriger la variation de l'énergie laser après chaque tir.

Intéressons-nous tout d'abord à l'évolution de la section efficace le long du front de flamme. Vu que la diffusion Rayleigh ne permet pas de donner l'information sur la composition du mélange à travers le front de flamme, nous avons simulé une flamme laminaire de stagnation 1D se propageant librement en utilisant le module PREMIX de CHEMKIN-II avec les mécanismes sélectionnés : le GRI-Mech 3.0 pour la flamme du méthane, l'ARAMCO-Mech 1.3 pour celle du propane et Hydrogen and Syngas pour la flamme hydrogène.

L'évolution de la section efficace du mélange le long du front de flamme peut être étudiée en utilisant les résultats des simulations numériques effectuées. Rappelons que la section efficace de chaque espèce du mélange a déjà été calculée dans la section 2.3.2.1. La Figure 2.21 représente l'évolution de la section efficace normalisée en fonction du degré d'avancement de la réaction pour des flammes de méthane pour des richesses allant de 0.8 à 1.2. On rappelle que ce paramètre est défini comme suit : $c = (T - T_u)/(T_b - T_u)$ où T_u et T_b sont les températures des gaz frais et des gaz brûlés respectivement. On remarque qu'effectivement la section efficace de diffusion évolue à travers le front de flamme et qu'elle dépend fortement de la composition

du mélange (i.e. de la richesse imposée). La même étude a été faite pour les flammes de propane et l'impact de ce paramètre est de plus en plus remarquable. Les flammes riches en méthane ou propane sont les plus affectées vu que la section efficace des espèces CH_4 et C_3H_8 sont grandes comparée aux autres espèces. On en conclut que la section efficace de diffusion du mélange doit absolument être prise en compte lors de la conversion du signal Rayleigh en température.

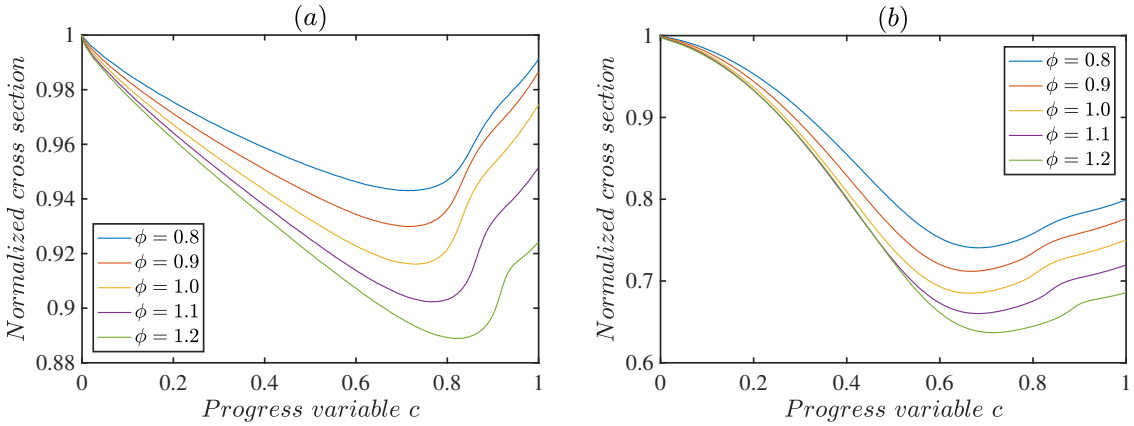


FIGURE 2.21 – Évolution de la section efficace normalisée le long du front des flammes (a) méthane/air et (b) propane/air pour des richesses allant de 0.8 à 1.2.

En outre, le signal Rayleigh peut être calculé à partir des données numériques vu que le profil de température ainsi que la variation des sections efficaces à travers le front de flamme sont connus. On suppose que le rapport $I/I_{i,ref}$ dans l'Eq. (2.7) est égal à 1 vu qu'il représente l'intensité laser. Une corrélation entre le degré d'avancement et le signal Rayleigh normalisé est alors déduite. Autrement dit, ceci va permettre d'assigner pour chaque iso-contour c une valeur de signal Rayleigh (cf. Figure 2.22). En faisant ceci, toute variation dans la structure interne du front de flamme est implicitement prise en compte (i.e. la présence d'un épaississement ou amincissement). Une démarche similaire a été suivie par LAFAY et al. 2008 dans leur étude.

La seconde étape de traitement des images Rayleigh est de prendre en compte la variation tir-à-tir du laser. Cette étape n'était pas évidente à réaliser pour deux raisons : (i) la résolution spatiale de l'image prise par la caméra de référence n'est pas la même que celle prise par la caméra Rayleigh et (ii) des particules apparaissent parfois au niveau de la nappe laser (diffusion de Mie) qui vont nuire à la correction. La Figure 2.23 illustre deux images du signal Rayleigh du mélange C_3H_8/air à $\phi = 0.9$ et de l'air prises avec les deux caméras associées, c.-à-d. la caméra principale qui filme la flamme et la caméra de référence qui enregistre la nappe laser. Comme la figure le montre, les deux signaux ont la même distribution laser. Cependant, la nappe laser prise par la caméra de référence est plus étroite. Après quelques recherches, nous avons tenté de faire correspondre les deux images en utilisant une fonction de MATLAB® déjà implémentée qui permet de calculer la transformation pour passer d'une image à l'autre en se basant sur leurs intensités. Or, le résultat obtenu n'était pas toujours satisfaisant. Pour remédier à ce problème en minimisant les erreurs, nous avons divisé la hauteur de la nappe

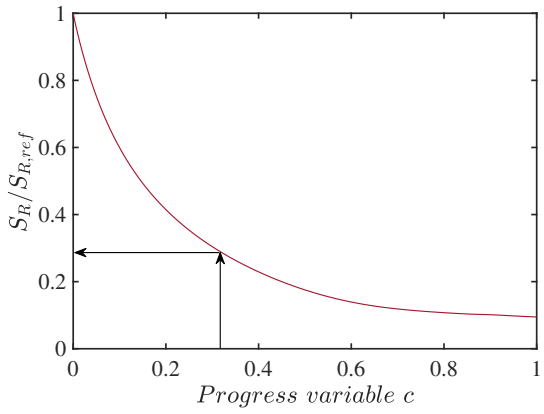


FIGURE 2.22 – Profil du signal Rayleigh normalisé issu du calcul CHEMKIN d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie.

laser en petites régions de 50 pixels et essayé de trouver le facteur correspondant en utilisant une fonction sigmoïde. Un algorithme a été donc mis en place afin de faciliter le traitement de l'ensemble des images acquises par la suite.

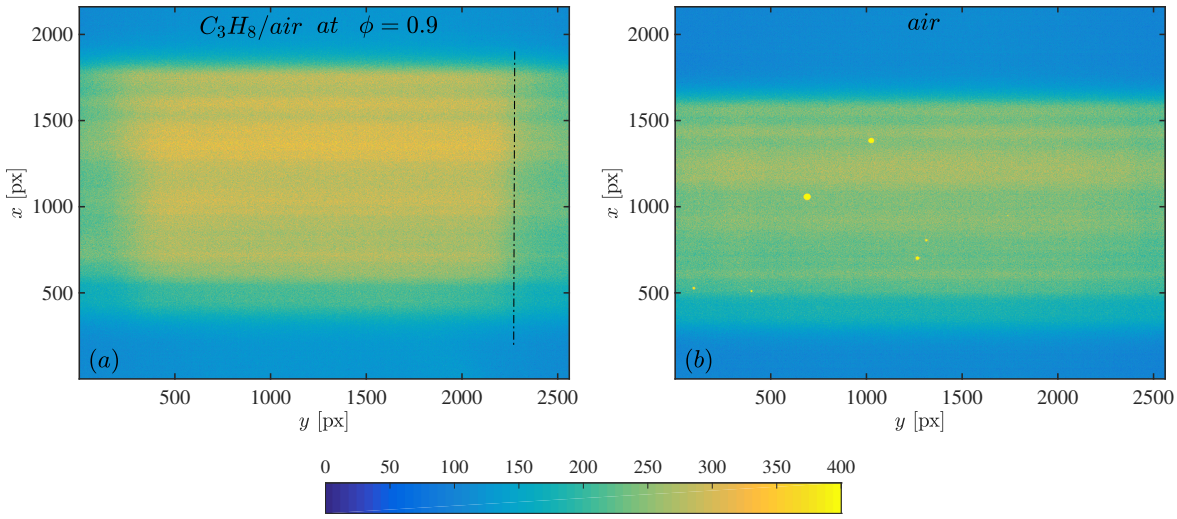


FIGURE 2.23 – Deux images illustrant le signal Rayleigh : (a) du mélange C_3H_8/air à $\phi = 0.9$ $S_{R,ref}$ et (b) de l'air I_{ref} prises avec les deux caméras associées.

La Figure 2.24 représente trois profils de l'intensité laser tracés à la même coordonnée ($y = 1500$) le long de l'axe x, dont deux correspondent aux profils pris à partir des images brutes de la Figure 2.23(a) et (b) et le troisième correspond au profil corrigé de l'image (b). On remarque que la courbe corrigée en vert est superposée aux extrémités de la courbe noire et on en déduit que la transformation réalisée est capable de bien recaler les deux images en gardant la même distribution d'intensité.

Une autre remarque qu'on peut faire à partir de la Figure 2.23(a) est que les extrémités

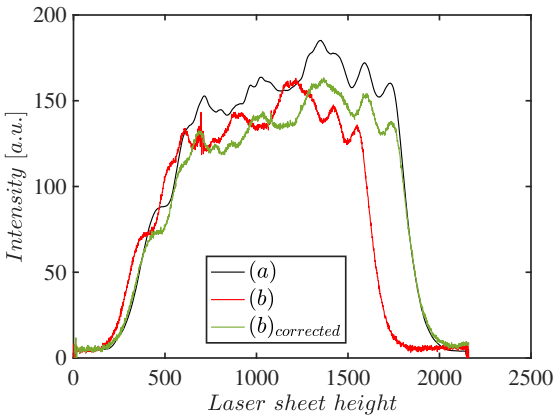


FIGURE 2.24 – Profils d'intensité laser tracés le long de l'axe x à y =1500 tracés à partir de l'image (a) et de l'image (b) de la Figure 2.23.

de l'image où le coflow passe ont des faibles intensités (voir trait en pointillé noir délimitant les deux régions). Ceci est justifié par la différence au niveau des sections efficaces des deux mélanges (écoulement principal : C_3H_8/air et coflow : N_2). Cette image est supposée être un champ d'écoulement homogène dont le rôle est de fournir un signal Rayleigh de référence $S_{R,ref}$ caractérisé par une composition et une température du mélange bien connues. Pour cela, nous n'avons pas pris en compte les extrémités des images, 500 pixels de chaque côté de l'image ont été enlevés. La partie représentant l'écoulement principal est gardée et la taille de l'image est réduite à 1400×1500 pixels^2 en coupant également les parties supérieure et inférieure non illuminées par le laser. Ceci est aisément fait en redimensionnant l'image.

Revenons maintenant aux particules qui apparaissent dans la Figure 2.23(b). Avant d'attaquer cette partie, le fond de chaque image des deux caméras est d'abord soustrait et les images sont elles mêmes corrigées avec le champ de lumière blanche pris. Rappelons que 50 images de $S_{R,ref}$ et $I_{i,ref}$ ont été prises simultanément. Une moyenne de ces images est faite pour obtenir $\overline{S_{R,ref}}$ et $\overline{I_{i,ref}}$. Afin de ne pas prendre en compte l'existence des particules, nous avons sélectionné une région de la nappe laser où aucune particule n'existe. L'intensité du laser suivant son axe de propagation a été moyennée afin d'obtenir un signal de taille 1400×1. Pour corriger l'image de flamme ayant une taille de 1400×1500, il faut absolument reconstruire l'image de référence à partir du signal moyenné. L'image reconstruite va représenter l'intensité laser $\overline{I_{i,ref}}$.

Après avoir accompli ces deux étapes, le champ de température peut être calculé (cf. Figure 2.25(a)). Pour améliorer la qualité de l'image, nous avons utilisé la technique du *binning* qui consiste à associer les pixels adjacents. Cette technique est similaire au filtrage de l'image mais elle permet également de réduire la taille de l'image. Différentes fenêtres ont été testées et celle de 4×4 pixels^2 a été choisie. Ce choix évite toute modification au niveau de la structure interne du front de flamme. La Figure 2.25 illustre l'effet de cette technique sur une image d'une flamme méthane/air stœchiométrique courbée négativement. La différence est remarquable.

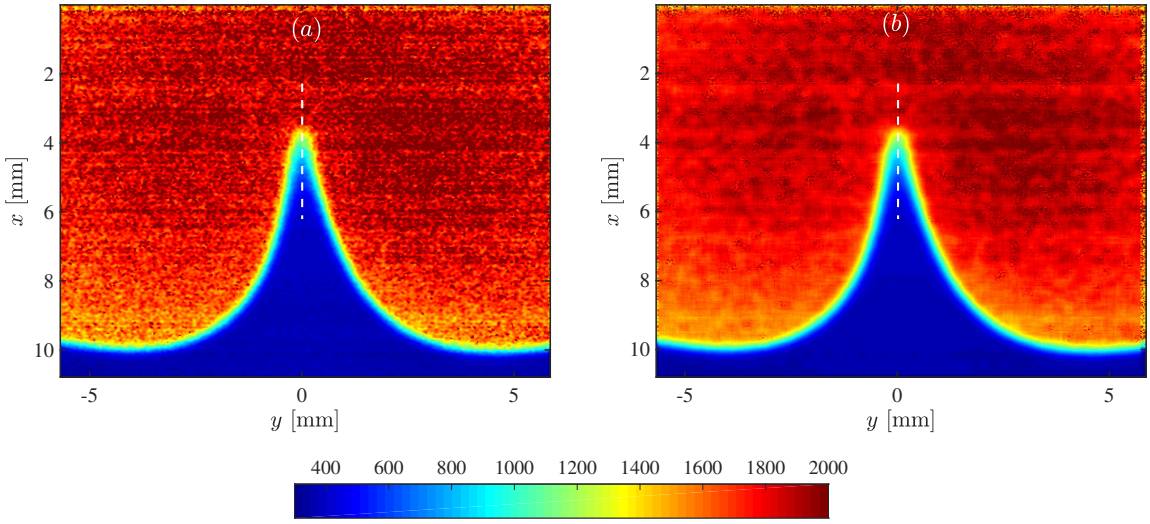


FIGURE 2.25 – Champ de température d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie fortement courbée (a) sans et (b) après *binning*. Les traits verticaux superposés sur les deux figures indiquent l'emplacement où les profils de température vont être extraits.

Une autre façon d'évaluer l'effet du binning effectué est de tracer les profils de température et de les comparer. La Figure 2.26 représente les profils extraits au niveau du pic de la flamme (voir trait superposé sur la Figure 2.25). On remarque que le binning permet de lisser les fluctuations de la courbe sans modifier son allure. Le profil de température issu de la simulation d'une flamme plane se propageant librement en utilisant CHEMKIN est également tracé. On voit clairement que le profil de température d'une flamme plane et celui d'une flamme courbée sont totalement différents. La flamme est épaissie dans la région courbée et la température des gaz frais est aux alentours de 400 K.

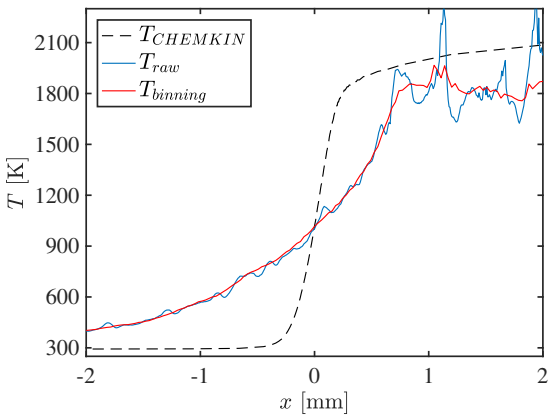


FIGURE 2.26 – Profils de température extraits au pic de la flamme (voir traits superposés sur la Figure 2.25).

2.5.3.2 Extraction d'information

Une fois le signal Rayleigh converti en température (Figure 2.25(b)), l'analyse de la structure interne du front de flamme peut être effectuée et les informations peuvent être extraites. Pour ce faire, nous avons décidé de travailler en fonction du degré d'avancement c et pas en température (cf. Figure 2.27(a)). Les iso-contours peuvent être détectés facilement et le gradient du degré d'avancement $|\nabla c|$ peut être calculé (cf. Figure 2.27(b)). Rappelons que $|\nabla c|$ est inversement proportionnel à l'épaisseur de flamme :

$$\delta_L = \frac{1}{|\nabla c|_{max}} \tag{2.18}$$

Comme le montre la Figure 2.27(b), le gradient de c n'est pas constant et change tout au long du front de flamme. Ceci indique que la structure interne du front de flamme est susceptible d'être modifiée suite aux phénomènes comme l'étirement tangentiel ou la courbure. Une augmentation de $|\nabla c|$ indique que la flamme est amincie alors qu'une diminution correspond à un épaississement. L'épaisseur peut alors être évaluée en tout point du contour de flamme en utilisant l'Eq. (2.18). Pour ce faire, la normale au niveau de chaque point est déterminée et le maximum de $|\nabla c|$ peut être extrait. Il faut souligner que lors de l'interaction avec le vortex, la flamme subit plusieurs changements et le suivi de l'évolution du comportement de sa structure interne s'avère important pour mieux comprendre la réponse de flamme. Cette partie va être détaillée dans le chapitre 5.

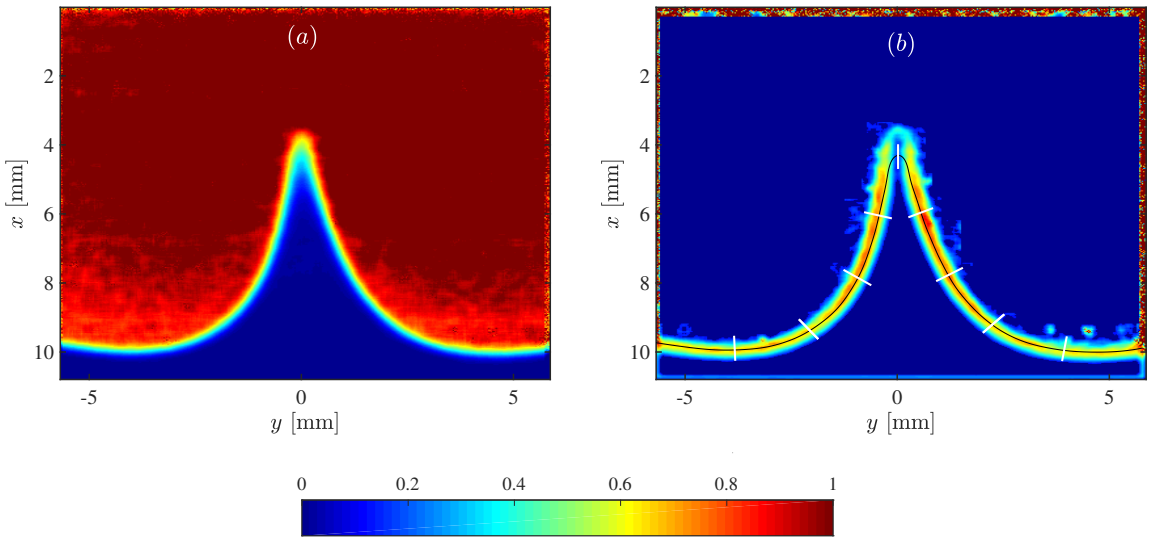


FIGURE 2.27 – (a) Champ de degré d'avancement c et (b) $|\nabla c|$ d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie fortement courbée. L'iso-contour à $c = 0.5$ est superposé sur le $|\nabla c|$ et quelques normales du contour sont tracées.

Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'une flamme prémélangée est composée de deux zones : une zone de préchauffage et une zone de réaction. L'accès à ses deux informations est tout

à fait possible et ceci peut être fait en évaluant la distance minimale suivant la normale séparant deux points sur chaque iso-contour. Prenons par exemple deux iso-contours, un à $c = 0.1$ et l'autre à $c = 0.7$ de la même flamme de la Figure 2.27 et déterminons la distance au niveau de chaque point. La Figure 2.28 illustre ce type de traitement et confirme la qualité de l'information extraite.

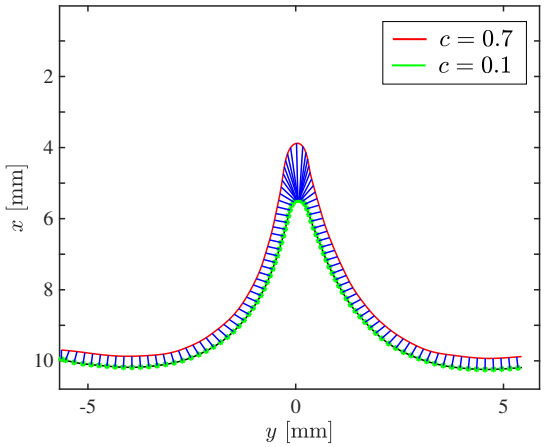


FIGURE 2.28 – Distance minimale évaluée en chaque point le long des iso-contours $c = 0.1$ et l'autre à $c = 0.7$.

2.5.4 Chimiluminescence

La visualisation directe de l'émission de la flamme permet d'avoir un spectre caractérisant les différentes espèces présentes. La Figure 2.29 illustre un exemple du spectre obtenu pour une flamme méthane/air à la stœchiométrie. En cherchant dans la littérature, nous avons pu identifier les principaux radicaux du spectre obtenu. Le radical excité OH* se caractérise par un pic à une longueur d'onde de 308 nm, celui de CH* a deux pics à 390 et 430 nm et le C_2^* apparait à 436, 470 et 516 nm. Concernant le CO_2^*, il balaye une large gamme allant de 250 à 700 nm. Notons que l'émission des radicaux OH* et CH* est superposée sur la large bande à celle de CO_2^*. Une quantification du radical CO_2^* s'avère nécessaire. Pour ce faire, nous avons fitté le spectre d'émission par une courbe gaussienne (courbe rouge) qui va nous permettre d'extraire la contribution du radical CO_2^* à l'émission de chaque radical. Les résultats de cette étude seront présentés dans le chapitre 3.

Une limitation expérimentale est que l'image obtenue intègre l'information sur tout le chemin optique. Pour des configurations axisymétriques, il est alors possible de récupérer l'information bidimensionnelle en effectuant un traitement de l'image par transformée d'Abel inverse (WALSH et al. 1998). Vu que notre système est axisymétrique, nous avons donc appliquer une déconvolution d'Abel de type BASEX (*Basis set expansion method*), qui utilise des fonctions bien connues (c.-à-d. ayant une fonction inverse d'Abel analytique connue) pour transformer les images (DRIBINSKI et al. 2002). Prenons le cas d'une flamme pauvre de propane à $\phi = 0.7$ en interaction avec le vortex. Comme la Figure 2.30 le montre, la déconvolution d'Abel réalisée permet bien d'obtenir un signal 2D. Ce signal permet par la suite

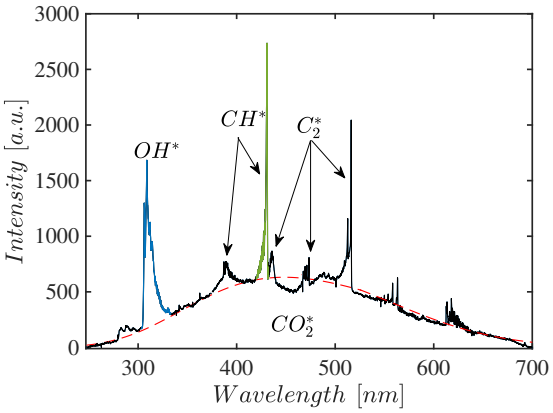


FIGURE 2.29 – Spectre d'émission de la flamme méthane/air à la stœchiométrie.

d'extraire l'information tout au long du contour de flamme. Avant d'inverser le signal, nous avons soustrait une image de fond prise en l'absence de flamme. Notons que ces dernières ont été corrigées avec le champ de lumière blanche d'une source uniforme.

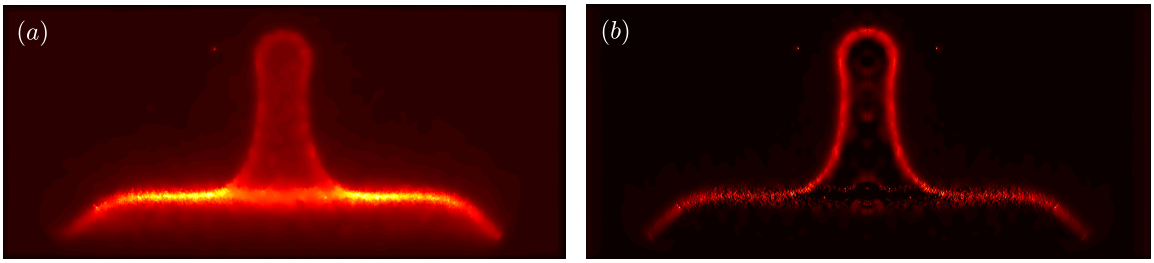


FIGURE 2.30 – Chimiluminescence du radical CH* : (a) avant et (b) après déconvolution d'Abel.

La détection du contour du front de flamme est effectuée sur les images CH* (ou OH*) après inversion d'Abel en employant presque la même démarche que celle utilisée pour les images issues de la tomographie laser. Un ajustement de l'intensité de l'image est appliqué, puis un filtrage gaussien, le choix du seuil de binarisation étant fait d'une manière automatique. Quelques fonctions de la bibliothèque de traitement d'image intégrées dans MATLAB ont été utilisées pour finaliser la binarisation de l'image (cf. Figure 2.31(a)). Ensuite, l'intensité le long de la normale pour chaque point du contour peut être extraite aisément. Nous représentons sur la Figure 2.31(b) les normales pour quelques points du contour superposées sur l'image CH* après inversion d'Abel. Le même traitement a été appliqué aux images OH*.

Notons que la détection du contour du front de flamme des images issues de la chimiluminescence n'est pas toujours évidente à faire vu que l'intensité des radicaux peut être modifiée au cours de l'interaction flamme-vortex. L'intensité peut diminuer quand la flamme est étirée et/ou fortement courbée. Puisque ce diagnostic a été réalisé simultanément avec celui de la diffusion Rayleigh, nous avons donc utilisé le contour déjà extrait à partir des images Rayleigh et nous l'avons superposé directement sur celles de CH* (ou OH*). Il faut bien souligner que

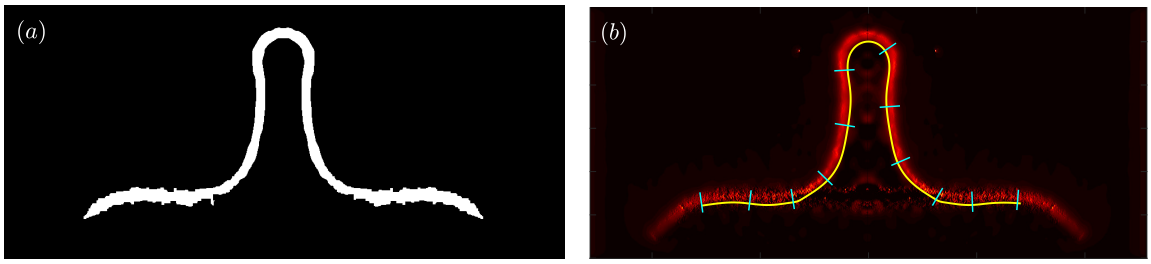


FIGURE 2.31 – (a) Image de CH* binarisée et (b) superposition du contour du front de flamme détectée et les normales de quelques points de son contour.

cette opération peut être faite à condition que les caméras soient parfaitement synchronisées et recalées spatialement.

Nous avons présenté la méthodologie suivie pour traiter les images issues des différentes techniques utilisées pour étudier l'interaction flamme-vortex. Rappelons que le dispositif expérimental utilisé comprend un générateur de vortex (cf. section 2.2). La caractérisation du vortex injecté s'avère indispensable, ce qui va faire l'objet de la section suivante.

2.6 Caractérisation du vortex

L'étude d'un écoulement et des structures qui le composent remonte aux années 70. Ces structures sont connues sous le nom de *structures cohérentes* qui représentent une zone de l'écoulement dont les particules fluides ont une dynamique de vorticité similaire (ou cohérente). Il existe de nombreuses définitions des structures cohérentes et des tourbillons en particulier, aucune n'arrivant à prendre le pas sur les autres (LUGT 1979 ; VOLLMERS et al. 1983 ; JEONG et HUSSAIN 1995 ; CUCITORE et al. 1999). Cela tient en partie au fait que les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (pression, vitesse et ses dérivées spatiales) ne permettent pas aisément l'identification des structures qui le composent. La détermination des paramètres du vortex, tel que sa vitesse de convection U_c et sa vitesse de rotation U_θ ainsi que l'inter-distance entre ses deux noyaux R_v, est indispensable dans cette thèse (cf. Figure 2.32).

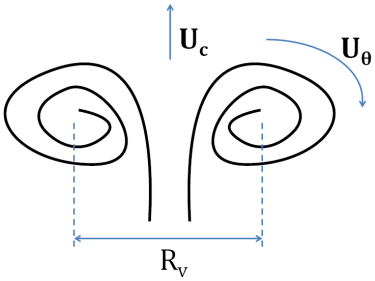


FIGURE 2.32 – Caractéristiques d'un vortex toroïdal : U_c sa vitesse de convection, U_θ sa vitesse de rotation et R_v l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex.

Il a été montré que l'identification du vortex peut se faire en utilisant différents critères basés principalement sur le tenseur gradient de vitesse $\boldsymbol{\nabla u}$. Citons à titre d'exemple le critère Δ, Q et λ_2. La vorticité peut être également utilisée comme un critère pour identifier les structures tourbillonnaires et nous allons voir qu'il est conseillé de ne pas l'utiliser pour tous les types d'écoulement. Un 5ème critère, connu sous le nom de Γ_2, a été récemment proposé en se basant uniquement sur la topologie du champ de vitesse. Il faut garder à l'esprit que ces critères permettent de détecter la présence d'une structure tourbillonnaire. Ils ne permettent pas directement de déduire les paramètres caractéristiques du vortex. Il faut, tout d'abord, déterminer le contour du vortex et par suite calculer les paramètres en question en utilisant des expressions que nous allons voir dans le paragraphe 2.6.6. Il est important de noter que les paramètres extraits à partir de ces critères dépendent fortement du contour détecté.

Plusieurs modèles de vortex sont disponibles dans la littérature et permettent d'extraire directement les paramètres caractéristiques du vortex. Dans ce travail, nous allons nous intéresser uniquement au modèle du vortex Lamb-Oseen vu qu'il est solution des équations de Navier-Stokes instationnaires pour les écoulements incompressibles. Un bref aperçu du principe des cinq critères proposés ainsi que le modèle du vortex Lamb-Oseen vont faire l'objet des six paragraphes qui suivent. Ensuite, une étude comparative sera proposée pour sélectionner le critère ou modèle qui semble le plus en adéquation avec les paramètres imposés. Pour ce faire, nous allons créer un vortex synthétique dont les caractéristiques sont bien connues et nous allons tester les différents critères ainsi que le modèle choisi pour identifier le vortex et par la suite extraire ses paramètres caractéristiques.

2.6.1 Le module de vorticité

La vorticité a été largement utilisée pour représenter le noyau du vortex (Metcalfe et al. 1987 ; Hussain et Hayakawa 1987 ; Bisset et al. 1990). Elle est une mesure locale du taux de rotation, défini mathématiquement comme le rotationnel de la vitesse $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\nabla} \wedge \boldsymbol{u}$. On observe des modules de vorticité élevés au cœur des structures tourbillonnaires et nuls entre les tourbillons ou dans les zones laminaires loin de ces structures. Le module de vorticité $|\boldsymbol{\omega}|$ est donc un bon marqueur qui nous permettra de détecter, voire de caractériser, systématiquement des tourbillons. Le tenseur de vorticité, étant un invariant galiléen, apparaît comme le choix le plus naturel pour l'identification d'une structure tourbillonnaire. Cependant, cette approche pose problème à proximité d'une paroi. En effet, le frottement visqueux à la paroi mène à une production assez importante des modules de vorticité du fait du cisaillement. La distinction entre les deux phénomènes reste difficile à gérer et ce critère est alors inadéquat. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que la vorticité reste un ingrédient essentiel pour la caractérisation des structures tourbillonnaires.

2.6.2 Critère Δ

Chong et al. 1990 ont utilisé les valeurs propres du tenseur gradient de vitesse $\boldsymbol{\nabla u}$ pour classifier les lignes de courant locales autour d'un point se trouvant dans un écoulement se

déplaçant à la même vitesse que ce point. Ils ont alors proposé que le centre du vortex est une région caractérisée par des valeurs propres complexes de $\boldsymbol{\nabla u}$, qui traduisent une tendance à la rotation locale et un rapprochement des lignes de courant, i.e. la présence d'un tourbillon. Les valeurs propres, σ, de $\boldsymbol{\nabla u}$ sont solution de l'équation caractéristique suivante :

$$\sigma^3 - P\sigma^2 + Q\sigma - R = 0 \tag{2.19}$$

où P, Q et R sont les trois invariants de $\boldsymbol{\nabla u}$ définis par :

$$P = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad Q = \frac{1}{2}\left(\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \quad R = det\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right) \tag{2.20}$$

Ces valeurs complexes correspondent à un discriminant Δ de l'Eq. 2.19 strictement positif. Dans le cas d'un écoulement incompressible, on a la divergence de la vitesse nulle soit $P = 0$, et le critère Δ s'exprime ainsi :

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 + \left(\frac{1}{2}R\right)^2 \tag{2.21}$$

Les valeurs strictement positives ($\Delta > 0$) indiquent donc la présence d'une structure tourbillonnaire. Notons que l'invariant R peut être considéré également comme critère pour la détection du vortex mais qui ne va pas être testé dans ce travail.

2.6.3 Critère Q

Hunt et al. 1988 ont défini un vortex comme étant une zone de l'écoulement pour laquelle le second invariant Q de $\boldsymbol{\nabla u}$ est positif avec comme condition supplémentaire que la pression soit inférieure à la valeur ambiante. L'invariant Q peut être retrouvé en utilisant l'Eq. (2.19) ou en le redéfinissant à partir des tenseurs de déformation $\boldsymbol{S}$ et de rotation $\boldsymbol{\Omega}$, soit les parties symétrique et anti-symétrique de $\boldsymbol{\nabla u}$. Q est défini comme suit :

$$Q = \frac{1}{2}\left(\|\boldsymbol{\Omega}\|^2 - \|\boldsymbol{S}\|^2\right) \tag{2.22}$$

avec

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \quad \boldsymbol{S} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{2.23}$$

Les tourbillons dans lesquels la rotation prend le pas sur la déformation pure (dissipation d'énergie) seront associés à un critère Q positif. Les zones purement dissipatives seront associées à un critère Q négatif. Enfin les zones de cisaillement (couches limites par exemple) seront associées à un critère Q de faible valeur absolue.

Une très forte correspondance entre le critère Q et la pression peut être mise en évidence. En prenant la divergence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement de

Navier-Stokes définie par l'Eq. (2.24), on obtient l'équation de Poisson liant le Laplacien de pression au champ de vitesse, qui peut être exprimée en fonction du critère Q.

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho}\boldsymbol{\nabla} p + \nu \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{u} \tag{2.24}$$

En supposant que l'écoulement est incompressible et Newtonien, on obtient alors :

$$\frac{1}{\rho}\boldsymbol{\Delta} p = Q \tag{2.25}$$

En d'autres termes, une zone de critère Q fortement positif (présence d'un tourbillon) correspond à une courbure positive pour la pression avec présence d'un minimum local de pression et vice versa. En se basant sur ceci, il a été proposé de définir un critère de minimum pression pour détecter les tourbillons. Cependant, une basse pression n'est pas forcément une condition nécessaire et suffisante à la présence d'un tourbillon en général (Jeong et Hussain 1995) à cause de deux effets : (i) une instabilité instationnaire peut créer un minimum de pression en l'absence de tourbillon, et (ii) les effets visqueux peuvent éliminer/masquer le minimum de pression au sein d'une structure tourbillonnaire.

2.6.4 Critère λ_2

Suite au critère de minimum local de pression qui, en général, est inadéquat pour la détection du vortex, Jeong et Hussain 1995 ont montré qu'il est possible de lier les extrema de pression aux structures tourbillonnaires contenues dans la matrice hessienne $\partial^2 p/\partial x_i \partial x_j$ de pression. A partir de la dynamique de l'écoulement, ils ont pris le gradient de l'Eq. (2.24) de quantité de mouvement qu'ils décomposent en parties symétrique et anti-symétrique, cette dernière représentant l'équation de transport de la vorticité. Quant à la partie symétrique, elle est définie ainsi :

$$\frac{\partial S_{ij}}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial x_k^2} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j} \tag{2.26}$$

Dans l'Eq. (2.26), le premier terme de gauche représente l'étirement (irrotationnel) instationnaire et le deuxième terme représente les effets visqueux. Si l'on veut quantifier les effets de l'enroulement uniquement, on va considérer uniquement la somme des tenseurs $\boldsymbol{S}^2 + \boldsymbol{\Omega}^2$ pour déterminer l'existence d'un minimum local de pression dû à un mouvement de rotation et définir un vortex comme étant une région connectée avec deux valeurs propres négatives. Vu que le tenseur étudié est symétrique, il n'y a donc que des valeurs propres réelles λ_1, λ_2 et λ_3. Si on ordonne ces valeurs propres comme suit : $\lambda_1 \geqslant \lambda_2 \geqslant \lambda_3$, la condition pour pouvoir identifier un vortex est que $\lambda_2 < 0$.

2.6.5 Critère Γ_2

Graftieaux et al. 2001 ont proposé d'étudier la topologie du champ de vitesse à un instant donné et d'établir un critère pour caractériser les tourbillons basés sur un moment cinétique normalisé pour le mouvement relatif d'une particule fluide. Pour ce faire, une fenêtre de calcul (S) est définie centrée sur le point P contenant N points de mesure et la vitesse du champ de vitesse moyennée sur la fenêtre $(\tilde{\boldsymbol{u}}_P)$ est retranchée par la suite. Cette méthode permet d'identifier également la frontière des tourbillons. En effet, une valeur proche de ± 1 indique un angle proche de $\pm\pi/2$, ce qui veut dire que le fluide en M « tourne » autour du point P. La moyenne du critère Γ_2 sur la fenêtre S donne donc une mesure de l'enroulement des vecteurs vitesse autour du point P : une valeur proche de $\pm$ 1 indique le centre d'un tourbillon. L'équation caractérisant le présent critère est définie par :

$$\Gamma_2(\boldsymbol{x}_P) = \frac{1}{N}\int_{M\in S} \frac{((\boldsymbol{x}_M - \boldsymbol{x}_P) \wedge (\boldsymbol{u}_M - \tilde{\boldsymbol{u}}_P)) \cdot \boldsymbol{e}_z}{\|\boldsymbol{x}_M - \boldsymbol{x}_P\| \cdot \|\boldsymbol{u}_M - \tilde{\boldsymbol{u}}_P\|}\, dS \tag{2.27}$$

où $\tilde{\boldsymbol{u}}_P = (1/S)\int_S \boldsymbol{u}\, dS$ est la vitesse locale de convection de la fenêtre de calcul. $\boldsymbol{e}_z$ est le vecteur unitaire. S est un domaine centré en P et M désigne l'ensemble des points contenus dans S. Concernant la recherche de frontières de tourbillons, elle se fait par seuillage de Γ_2 et Graftieaux et al. 2001 ont proposé la valeur $2/\pi$ comme seuil. Cependant, il faut souligner que ce seuil peut dépendre de la nature de l'écoulement et la valeur proposée peut ne pas être valide quelque soit l'écoulement à analyser.

Table 2.4 – Récapitulatif des conditions permettant la détection du vortex pour les critères proposés.

Critères	Δ	Q	λ_2	Γ_2
Identification du vortex	$\Delta > 0$	$Q > 0$	$\lambda_2 < 0$	$\|\Gamma_2\| > 2/\pi$

2.6.6 Vortex Lamb-Oseen

Une autre technique pour extraire les paramètres du vortex est d'utiliser un vortex qui a une solution bien connue. Les tourbillons Lamb-Oseen, très proche de ceux trouvés dans la nature (Jiménez et al. 1996), sont une solution des équations de Navier-Stokes instationnaires pour les écoulements incompressibles. Leurs vitesse de rotation est définie comme suit (Batchelor 1964) :

$$U_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r}\left[1 - exp\left(\frac{r^2}{r_c^2}\right)\right] \tag{2.28}$$

où $r_c = \sqrt{2\nu t}$ est le centre du vortex convecté dans le temps et Γ la circulation du fluide qui correspond à l'intégrale curviligne de la vitesse sur une courbe fermée ou, grâce au théorème

de Stokes, à l'intégrale surfacique du rotationnel des vitesses définie par :

$$\Gamma = \oint_c \boldsymbol{u} \cdot d\boldsymbol{l}, \quad \Gamma = \iint_S (\boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{n})\, dS \tag{2.29}$$

Devenport et al. 1996 ont reporté dans leur étude que la vitesse tangentielle peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$U_\theta = U_{\theta max} \left(1 + \frac{1}{2\alpha}\right) \frac{r_{max}}{r} \left[1 - exp\left(-\alpha \frac{r^2}{r_c^2}\right)\right] \tag{2.30}$$

avec $U_{\theta max}$ le maximum de la vitesse tangentielle correspondant à r_{max} et $\alpha = 1.25643$. L'Eq. (2.30) va permettre d'estimer les paramètres caractéristiques du vortex à condition que le champ de vitesse soit connu.

2.6.7 Choix du critère

Après avoir présenté les différentes techniques permettant l'identification du vortex, une étude comparative va être menée pour sélectionner le critère le plus adéquat par rapport à nos attentes. Pour pouvoir évaluer les différents critères et afin de se rapprocher de la configuration expérimentale du vortex toroïdal injecté, nous avons créé deux tourbillons Lamb-Oseen contrarotatifs ayant le même rayon et une circulation opposée de 0.2 et -0.2 cm^2/s dans un domaine de 2.5×2.5 cm^2 (cf. Figure 2.33(a)). Le champ de vitesses est donc bien connu.

La comparaison va se faire en deux étapes. La première consiste à détecter le contour du vortex en faisant appel aux différents critères en question. Cette étape va nous permettre d'éliminer les critères non adéquats et par la suite de sélectionner un seul critère. La seconde étape consiste à évaluer les paramètres caractéristiques du vortex en utilisant le critère choisi dans la première étape et le modèle du vortex Lamb-Oseen.

L'identification du vortex synthétique créé est faite en utilisant les critères Δ, Q, λ_2 et Γ_2. Comme le montre la Figure 2.33, tous les critères arrivent bien à détecter la présence des structures tourbillonnaires. La détection des frontières se fait en appliquant un seuillage à l'image. Le seuil choisi pour chaque critère correspond à celui déterminé dans la Table 2.4. Les contours sont superposés sur les images de la Figure 2.33 et une première remarque peut être déjà faite. En comparant les contours, les critères Δ, Q et λ_2 n'arrivent pas à détecter l'intégralité du vortex. Ils ne détectent que sa partie centrale. Cependant, le critère Γ_2 a l'air de bien détecter la frontière du vortex synthétique. D'après cette première analyse, nous pouvons éliminer les critères Δ, Q et λ_2. Ceci peut être justifié par le fait que les contours détectés vont par défaut sous-estimer les paramètres du vortex. Rappelons que la vitesse tangentielle du vortex est calculée à partir de la circulation du vortex et cette dernière est basée sur le contour détecté (cf. la section 2.6.6). En d'autres termes, si le contour détecté ne représente pas la vrai frontière du vortex, les paramètres du vortex ne vont pas être bien estimés. Nous allons à présent nous intéresser uniquement au critère Γ_2 et calculer la circulation ainsi que

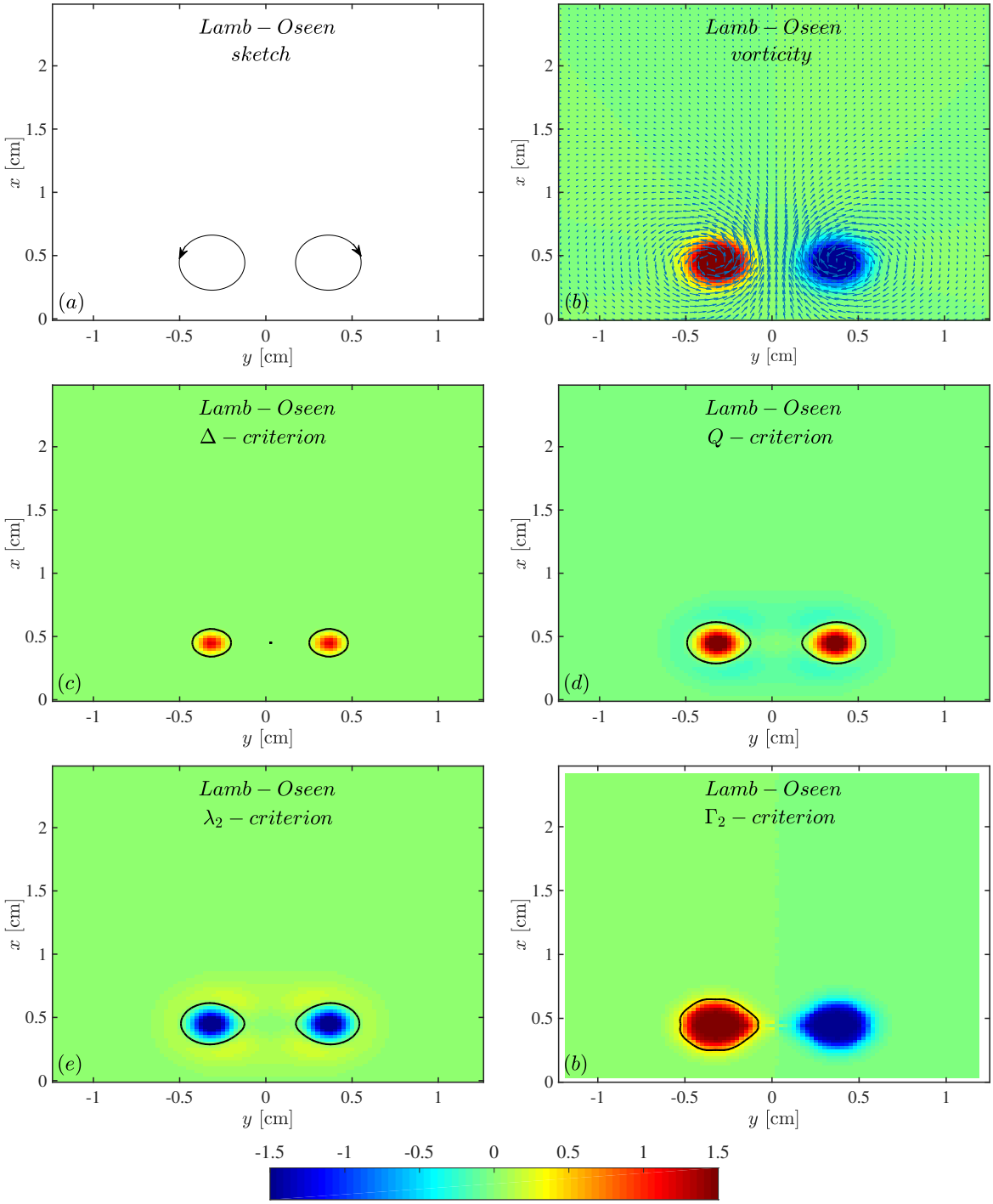


FIGURE 2.33 – Deux vortex Lamb-Oseen créés : (a) schéma illustrant les deux vortex, (b) la vorticité avec superposition du champ de vitesse, identification du vortex en utilisant le critère (c) Δ, (d) Q, (e) λ_2 et (f) Γ_2. Les frontières des vortex identifiés sont en noir.

la vitesse tangentielle du vortex synthétique créé.

Afin d'étudier les paramètres du vortex dans le temps, nous avons imposé une trajectoire linéaire aux tourbillons créés. L'évaluation des paramètres calculés, en se basant sur le critère Γ_2, peut être alors faite puisque les paramètres des tourbillons créés sont bien connus. Le calcul des paramètres est fait comme suit :

— Le rayon R du vortex synthétique peut être estimé en utilisant une fonction MATLAB intégrée qui permet de déterminer les propriétés d'une région lorsque son contour est bien défini. Le périmètre et la surface de la région peuvent être alors déduits facilement. Une fois que ceci est connu, le rayon est calculé comme suit :

$$R = 2\frac{A_{vortex}}{P_{vortex}} \tag{2.31}$$

— La méthode de seuillage utilisée va permettre d'attribuer la valeur zéro aux valeurs supérieures au seuil défini et 1 aux valeurs inférieures. L'image est donc binarisée et va être utilisée comme un masque pour déterminer les vecteurs de vorticité qui se trouvent au niveau du contour détecté. La circulation Γ est calculée en intégrant les valeurs du champ de vorticité tout au long du contour (cf. Eq. 2.29).

— Une fois la circulation calculée, la vitesse tangentielle U_θ peut être déduite en utilisant l'expression suivante :

$$U_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi R} \tag{2.32}$$

Comparons maintenant les valeurs calculées aux valeurs imposées initialement. La Figure 2.34 représente l'évolution du rayon R, de la circulation Γ et de la vitesse U_θ en fonction du temps. Nous obtenons un écart d'environ 30 % entre les rayons ce qui implique un écart de 15 % pour la circulation et de 19 % pour U_θ. Les écarts trouvés sont assez importants. Afin de justifier ceci, nous avons procédé à la même opération et cette fois-ci nous avons augmenté/diminué le seuil défini pour détecter la frontière du vortex. En diminuant ce seuil, l'écart devient de plus en plus grand et vice versa. La différence entre les résultats obtenus sur la Figure 2.34 peut être alors expliquée par le seuil choisi pour binariser l'image. Rappelons que ces paramètres sont basés principalement sur le contour extrait. D'après ces résultats, nous pouvons conclure que le critère Γ_2 est le mieux qualifié pour identifier les vortex. Cependant, il est très sensible au seuil défini permettant la détection de ses frontières, ce qui rend la tâche plus compliquée. Si l'on veut l'utiliser pour déterminer les paramètres d'un vortex expérimental, il va être difficile de juger si le seuil choisi est correct.

Jusqu'à présent, nous avons montré que les critères proposés dépendent fortement du contour détecté pour la frontière du vortex. La dernière alternative restante à tester est d'utiliser le modèle du vortex Lamb-Oseen. L'Eq. (2.30) va permettre de déterminer U_θ et R_v. Ces coefficients vont être estimés en utilisant la méthode itérative des moindres carrées qui nécessite de spécifier les valeurs initiales des paramètres voulus. Les valeurs trouvées en utilisant cette technique de calcul ainsi que les valeurs imposées pour la création du vortex synthétique sont reportées sur la Table 2.5. On trouve une erreur relative de 2 % pour R_v et de 10 % pour U_θ, ce qui reste acceptable.

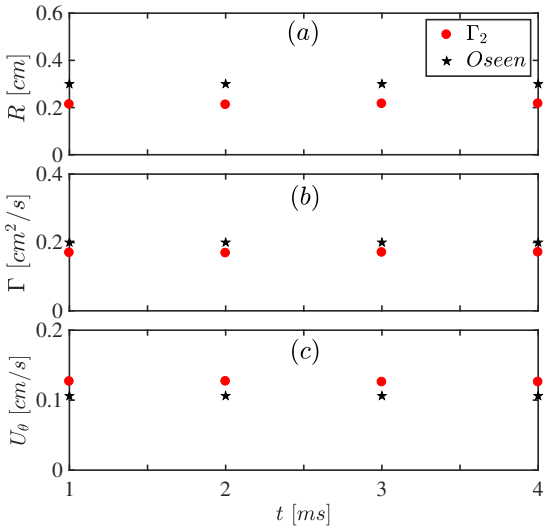


FIGURE 2.34 – Comparaison entre les paramètres imposés (noir) et ceux obtenus en appliquant le critère Γ_2. (a) rayon du vortex, (b) sa circulation et (c) sa vitesse tangentielle.

TABLE 2.5 – Comparaison entre les paramètrers imposés et ceux obtenus en utilisant l'estimation Lamb-Oseen.

—	U_θ [cm/s]	R_v [cm]
Paramètres imposés	0.11	0.65
Paramètres calculés	0.122	0.64

En outre, le profil de vitesse axiale au niveau du vortex a été tracé en utilisant le profil de vitesse imposé lors de la création du vortex synthétique et le profil de vitesse estimé en utilisant l'Eq. (2.30). On remarque que les deux courbes tracées concordent bien (cf. Figure 2.35). Cette validation nous conforte dans notre choix d'utiliser le modèle du vortex Lamb-Oseen dans notre travail. Ce modèle va être retenu pour l'analyse du vortex dans cette thèse.

2.6.8 Application à un cas expérimental

Pour illustration, nous avons testé les critères Δ, Q, λ_2 et Γ_2 sur un vortex toroïdal expérimental injecté via le tube du brûleur (cf. section 2.2). Sur la Figure 2.36, nous présentons les différents critères appliqués pour détecter le vortex. Nous avons également superposé le contour correspondant à la limite d'ensemencement des gaz frais. On retrouve les mêmes conclusions que précédemment. Les critères Δ, Q et λ_2 ne détectent qu'une partie du vortex contrarotatif. Cependant, le critère Γ_2 détecte les tourbillons et d'autres structures. L'écoulement est bruité et le critère Γ_2 détecte d'autres parties de l'écoulement, ce qui va rendre la détection des frontières du vortex très délicate. Dans le reste de ce travail, nous allons nous contenter du modèle Lamb-Oseen pour déterminer les paramètres du vortex.

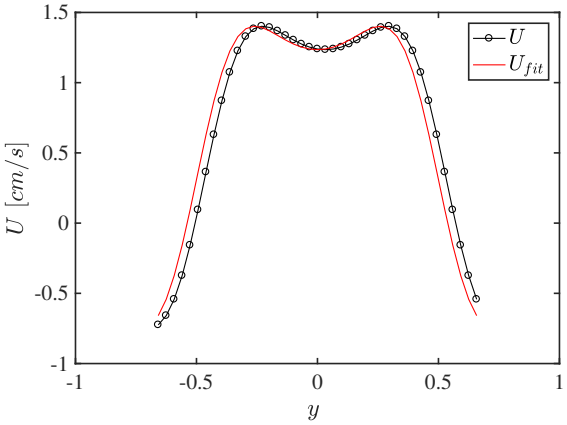


FIGURE 2.35 – Comparaison entre le profil de vitesse U imposé et celui estimé en utilisant l'Eq. 2.30.

Un point important concerne la répétabilité de l'injection du vortex. Le paragraphe qui suit va confirmer ce point et préciser les conditions expérimentales étudiées.

2.7 Conditions expérimentales étudiées

2.7.1 Répétabilité du vortex

L'intensité du vortex est parmi les paramètres qu'il faut bien contrôler. Afin de mener à bien nos études, il faut s'assurer que le vortex injecté est bien répétable. Pour ceci, des mesures ont été effectuées en faisant varier seulement l'intensité du vortex en utilisant le diagnostic de la tomographie laser. Pour chaque intensité du vortex, 5 tirs ont été réalisés. Grâce à la subroutine PIVLab, les champs de vitesses ont été calculés et la vitesse tangentielle du vortex est déduite en utilisant le modèle du vortex Lamb-Oseen. Des mesures identiques ont été faites les deux jours suivants et une corrélation entre la différence de pression imposée et la vitesse tangentielle U_θ a été extraite. Sur la Figure 2.37, on a présenté les 5 tirs pour chaque intensité du vortex. Comme on peut le remarquer, la vitesse calculée est la même et de légères variations ont été relevées pour les grandes différences de pression. Nous avons ajouté une courbe de tendance à l'ensemble des points ce qui nous permet d'obtenir l'Eq. 2.33 liant U_θ et ΔP. On en conclut que le système de génération de vortex utilisé est fiable avec des variations d'environ 8 %.

$$U_\theta = 1.9\ 10^{-4}\ \Delta P^2 \tag{2.33}$$

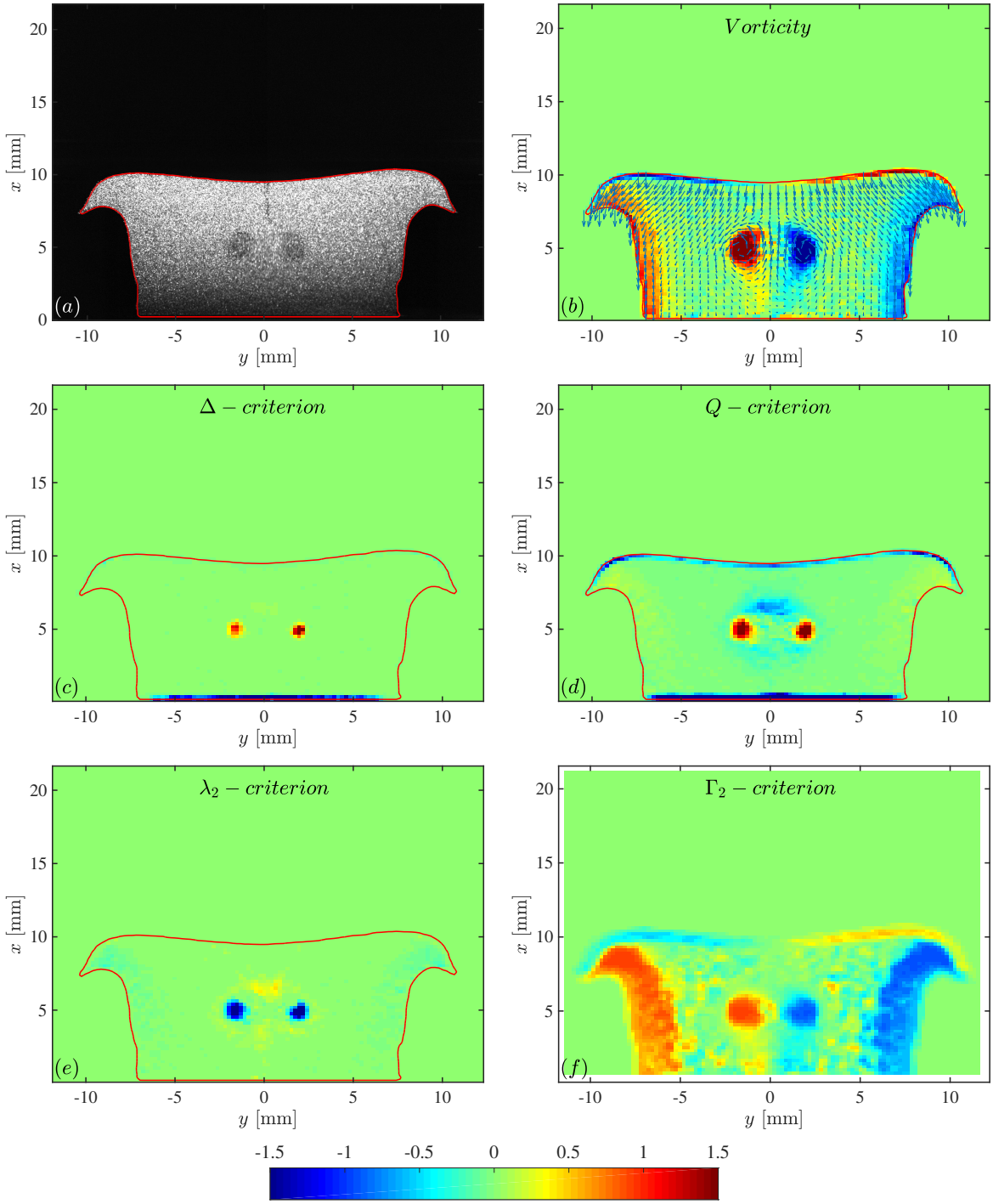


FIGURE 2.36 – Détection de vortex en utilisant différents critères. (a) Image initiale, (b) vorticité et superposition du champ de vitesse, (c) critère Δ, (d) critère Q, (e) critère λ_2 et (f) critère Γ_2. Le contour en rouge correspond à la limite d'ensemencement des gaz frais.

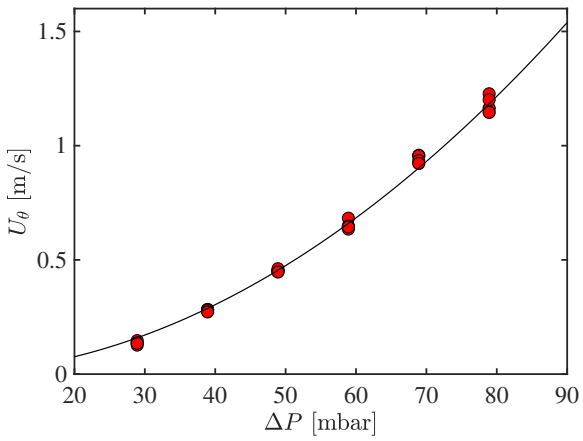


FIGURE 2.37 – Corrélation entre la vitesse de rotation du vortex et la différence de pression imposée pour contrôler l'intensité du vortex.

2.7.2 Conditions sélectionnées

Les études expérimentales ont été réalisées en étudiant trois carburants : méthane, propane et hydrogène. Le choix de ces carburants est justifié du fait qu'il nous permet d'étudier la dynamique et la réponse de trois flammes différentes suite à des perturbations externes bien contrôlées. L'effet du nombre de Lewis (ou effets thermodiffusifs) peut être également examiné. Une flamme méthane/air à la stœchiométrie est caractérisée par un Le presque égal à l'unité, tandis qu'une flamme propane/air nous donne la possibilité d'étudier le cas le $Le < 1$ pour les mélanges riches et $Le > 1$ pour les mélanges pauvres. La richesse ϕ des prémélanges CH_4/air et C_3H_8/air a été variée en balayant une large gamme allant de 0.8 à 1.3. D'autre part, l'intensité de la structure tourbillonnaire toroïdale injectée (U_θ/S_L) a été également variée de sorte à ce que nous puissions caractériser finement les interactions flamme-vortex. Autrement dit, pour chaque richesse, la flamme subit 5 voire 6 différentes intensités de vortex. Nous commençons par injecter des vortex ayant une intensité faible qui vont légèrement impacter la flamme. Ensuite, l'intensité du vortex est graduellement augmentée jusqu'à atteindre des intensités qui vont permettre la création d'une poche de gaz frais après le passage du vortex. Afin de mener nos études à bien, les flammes ont été stabilisées à la même distance de la sortie du brûleur (i.e. à 15 mm de la sortie du brûleur). Concernant le mélange H_2/air, nous nous sommes limité à n'étudier que des mélanges très pauvres vu que le brûleur utilisé ne permet pas de stabiliser des flammes d'hydrogènes riches (leurs vitesses laminaires sont trop importantes). Notons bien que chaque condition a été répétée 5 fois pour les raisons suivantes : (i) s'assurer du résultat obtenu, (ii) confirmer la répétabilité de nos expériences et (iii) moyenner les phases pour augmenter le rapport signal sur bruit au besoin. L'ensemble des conditions expérimentales sélectionnées est reporté dans la Table 2.7 pour les flammes méthane/air et propane/air et la Table 2.6 pour les flammes hydrogène/air.

2.8 Conclusion

Dans ce chapitre, les différents diagnostics optiques utilisés au cours de ce travail de thèse ont été présentés. La méthodologie suivie pour traiter les données expérimentales acquises a été explicitement exposée pour chaque technique. En outre, les images obtenues par diffusion de Rayleigh ont nécessité la réalisation de simulations de flammes prémélangées 1D en utilisant le module PREMIX de CHEMKIN pour calculer l'évolution des sections efficaces le long du front de flamme et par suite déduire les champs de température. Pour ce faire, un mécanisme cinétique a été sélectionné pour chaque carburant étudié. De plus, ces simulations vont servir à comprendre l'effet de quelques paramètres (par exemple l'étirement) sur la cinétique chimique de la flamme. Ensuite, une étude a été menée pour caractériser le vortex toroïdal injecté. Enfin, La répétabilité des expérimentations effectuées sur le brûleur a été confirmée.

Après avoir exposé les différents moyens expérimentaux et numériques utilisés au cours de la présente thèse, nous allons commencer par présenter les résultats des différentes études réalisées.

Table 2.6 – Conditions expérimentales étudiées pour le mélange H_2/air.

			Techniques utilisées			
Mélange	Richesse	U_θ/S_L	Tomographie + PIV	Rayleigh + CH* + OH*	Rayleigh + OH*	Spectroscopie
H_2/air	0.35	-	-	-	✓	-
		1.47	-	-	✓	-

TABLE 2.7 – Conditions expérimentales étudiées pour les mélanges CH_4/air et C_3H_8/air.

Mélange	Richesse ϕ	U_θ [m/s]	Techniques utilisées: Tomographie + PIV	Rayleigh + CH* + OH*	Rayleigh + OH*	Spectroscopie
CH_4/air et C_3H_8/air	0.8	-	✓	✓	-	✓
		0.28	✓	-	-	-
		0.45	✓	✓	-	-
		0.68	✓	-	-	-
		0.96	✓	✓	-	-
		1.21	✓	-	-	-
		1.54	✓	✓	-	-
	0.9	-	✓	✓	-	✓
		0.28	✓	-	-	-
		0.45	✓	✓	-	-
		0.68	✓	-	-	-
		0.96	✓	✓	-	-
		1.21	✓	-	-	-
		1.54	✓	✓	-	-
	1.0	-	✓	✓	-	✓
		0.28	✓	-	-	-
		0.45	✓	✓	-	-
		0.68	✓	-	-	-
		0.96	✓	✓	-	-
		1.21	✓	-	-	-
		1.54	✓	✓	-	-
	1.1	-	✓	✓	-	✓
		0.28	✓	-	-	-
		0.45	✓	✓	-	-
		0.68	✓	-	-	-
		0.96	✓	✓	-	-
		1.21	✓	-	-	-
		1.54	✓	✓	-	-
	1.2	-	✓	✓	-	✓
		0.28	✓	-	-	-
		0.45	✓	✓	-	-
		0.68	✓	-	-	-
		0.96	✓	✓	-	-
		1.21	✓	-	-	-
		1.54	✓	✓	-	-
	1.3	-	-	✓	-	✓
		0.28	✓	-	-	-
		0.45	✓	-	-	-
		0.68	✓	-	-	-
		0.96	✓	-	-	-
		1.21	✓	-	-	-

Chapitre 3

Caractérisation globale de flamme & Fonctions d'efficacités

Sommaire

3.1 Introduction **88**
3.2 Caractérisation globale de l'émission de flamme **88**
3.2.1 Analyse globale 88
3.2.2 Contribution de CO_2^* : spectromètre à fibre 89
3.2.3 Effet de la large bande de CO_2^* : imagerie 93
3.2.4 Discussion & Synthèse 97
3.3 Fonctions d'efficacités **98**
3.3.1 Contexte & Objectifs 98
3.3.2 Conditions expérimentales étudiées 99
3.3.3 Résultats 99
3.3.4 Discussion & Synthèse 108
3.3.5 Conclusion 110
3.4 Conclusion **110**

3.1 Introduction

La première partie de ce chapitre a pour objectif de caractériser globalement les flammes de méthane et de propane qui ont été étudiées au cours de ce travail de thèse. L'émission des différentes flammes est investiguée dans un premier temps pour déterminer les principaux radicaux présents dans la zone de réaction ainsi que dans la région de post-flamme. La contribution de la large bande continue du radical CO_2^* est évaluée en utilisant un spectromètre à fibre et par imagerie. Ensuite, la réponse de la flamme à une perturbation toroïdale est examinée. Comprendre comment un vortex peut étirer une flamme est primordial. Ceci va permettre de proposer une nouvelle fonction analytique d'efficacité utilisable dans les simulations à grandes échelles (LES).

3.2 Caractérisation globale de l'émission de flamme

3.2.1 Analyse globale

Afin de caractériser l'émission globale de la flamme, nous avons utilisé un spectromètre à fibre, comme il a été présenté dans la section 2.3.3.1. Ce système permet de collecter l'émission de l'ensemble de la flamme. Les flammes prémélangées méthane/air et propane/air ont été analysées pour différentes richesses, allant de 0.8 à 1.3 avec un pas de 0.1 et les spectres obtenus sont représentés dans la Figure 3.1. Les pics d'émission correspondant aux radicaux excités OH*, CH* et C_2^* sont identifiés. OH* atteint son maximum pour une longueur d'onde de 308 nm. CH* est observé à 390 et 430 nm et C_2^* à 436, 470, 516 et 558 nm. L'émission de CO_2^* est superposée à celles de ces trois radicaux sur une large bande spectrale allant de 250 nm à 700 nm. L'intensité d'émission de chaque radical dépend du carburant étudié ainsi que la richesse du mélange réactif. Examinons par exemple le radical OH*. L'émission est maximale à $\phi = 1$ et la diminution de la chimiluminescence du côté pauvre est un peu moins prononcée que celle du côté riche. D'autre part, la production de radicaux CH* et C_2^* est très sensible à la richesse pour les deux carburants étudiés. On remarque que plus le mélange est riche en carburant, plus l'intensité de ces deux radicaux augmente. Ceci peut être expliqué par de fortes concentrations en radicaux C_2H_4 et C_2H_2, principaux précurseurs des radicaux CH_2 et C_2H, eux mêmes impliqués dans la formation des radicaux CH* et C_2^*. Du côté pauvre en carburant, le comportement est inverse. L'émission du radical C_2^* diminue voire disparaît pour quelques bandes spectrales. A titre de rappel, CH* est formé à partir des réactions (R6) et (R7) présentées dans la section 1.4.4 et C_2^* est formé principalement à partir des réactions suivantes :

$$CH_2 + C \longrightarrow C_2^* + H_2 \tag{R8}$$

$$C_2H + H \longrightarrow C_2^* + H_2 \tag{R9}$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les radicaux OH*, CH* et C_2^* se trouvent dans la zone de réaction et des études ont suggéré que le rapport entre deux radicaux électronique-

ment excités peut décrire la richesse locale du mélange réactif. Corréler le rapport C_2^*/CH^* ou C_2^*/OH^* à la richesse locale devient moins fiable pour un mélange pauvre, ce qui corrobore les résultats trouvés par Kojima et al. 2000. D'autre part, la modélisation du radical C_2^* doit encore être améliorée en termes de mécanismes de réaction, de constantes de vitesse, de paramètres thermochimiques et de transport. Dans ce travail, nous nous intéresserons uniquement à OH* et CH*. Cependant, la contribution de CO_2^* doit être préalablement retranchée.

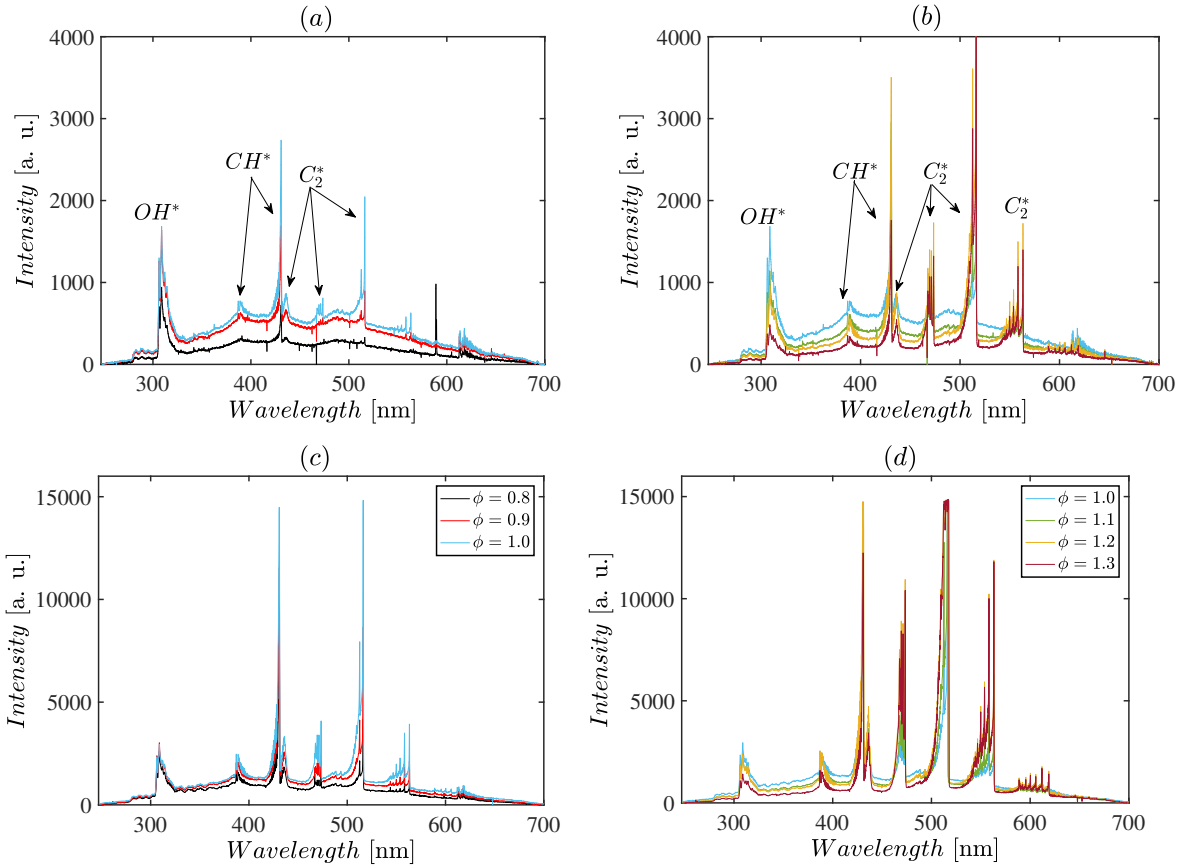


Figure 3.1 – Spectres de chimiluminescence de flammes de méthane/air (a) et (b) et de flammes de propane/air (c) et (d) à différentes richesses. Certains radicaux ont été identifiés (OH*, CH* et C_2^*).

3.2.2 Contribution de CO_2^* : spectromètre à fibre

Il est intéressant de quantifier la contribution du CO_2^* à l'émission globale mesurée dans les bandes spectrales des radicaux CH* et OH* afin de pouvoir évaluer la variation des intensités de leurs émissions suite à une variation de la composition du mélange. Pour ce faire, nous avons estimé cette contribution en nous basant sur les spectres obtenus dans la Figure 3.1. Prenons le cas d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie (cf. Figure 3.2). La quantification de l'émission de CO_2^* se fait de la manière suivante. Tout d'abord, l'intensité de l'émission du CO_2^* dans la large bande spectrale est déterminée par une fonction similaire à celle proposée

par Guyot et al. 2010, définie comme suit :

$$S_{CO_2^*} = \mathrm{A} \cdot \exp\left[-\exp\left(-\frac{\lambda-\mu}{\sigma}\right) - \frac{\lambda-\mu}{\sigma} + 1\right] \tag{3.1}$$

où A, σ et μ sont les paramètres d'une fonction gaussienne utilisée pour estimer l'intensité en fonction de la longueur d'onde λ. La courbe décrivant l'émission du radical CO_2^* a été rajoutée sur la Figure 3.2 en trait pointillé rouge. Cette intensité n'est pas linéaire et varie avec la longueur d'onde.

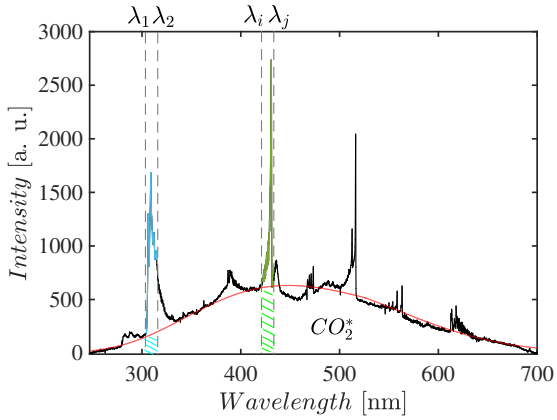


Figure 3.2 – Spectre d'émission d'une flamme méthane/air à la stœchiométrie représenté en noir ; fit gaussien représentant le CO_2^* en trait pointillé rouge.

Nous sélectionnons un intervalle de 10 nm (entre 304 et 314 nm) encadrant l'émission du radical OH*. Le spectre décrivant cette région, noté par $S_{OH^*+CO_2^*}$, comprend l'émission du radical OH* et celle du radical CO_2^*. En utilisant l'Eq. (3.1), l'émission du radical CO_2^* entre 304 nm et 314 nm peut être calculée, $I_{CO_2^*}$. Cette contribution correspond à l'intégrale bleue sous la courbe rouge. Ensuite, cette aire peut être soustraite du signal global. Mathématiquement, ceci peut se traduire par les équations suivantes :

$$I_{OH^*} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[S_{OH^*+CO_2^*}(\lambda) - S_{CO_2^*}(\lambda)\right] d\lambda \tag{3.2}$$

$$I_{CO_2^*} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{CO_2^*}(\lambda)\, d\lambda \tag{3.3}$$

où λ_1 et λ_2 correspondent aux extrémités de la bande spectrale sélectionnée pour évaluer le radical en question. L'Eq. (3.2) permet d'obtenir uniquement la contribution de OH* et l'Eq. (3.3) la contribution du radical CO_2^* entre λ_1 et λ_2. Une démarche similaire peut être suivie pour extraire l'émission de CH* se trouvant dans la bande spectrale [$\lambda_i = 422 - \lambda_j = 432$ nm].

$$I_{CH^*} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \left[S_{CH^*+CO_2^*}(\lambda) - S_{CO_2^*}(\lambda)\right] d\lambda \tag{3.4}$$

avec $I_{CO_2^*}$ est cette fois-ci calculé ente λ_i et λ_j.

Nous avons calculé la contribution de l'émission du radical CO_2^* à l'émission totale mesurée au niveau des bandes spectrales de OH* et CH* pour les différents mélanges testés. Pour ce faire, cette dernière a été calculée comme suit :

$$\mathcal{C} = 100 \frac{I_{CO_2^*}}{I_{CO_2^*} + I_{X*}} \tag{3.5}$$

où X^* représente le radical OH* ou CH*. Notons que nous avons pris une largeur de bande de $l = 10$ nm pour évaluer les radicaux OH* et CH* et ceci afin de pouvoir faciliter les comparaisons. Le choix de l a été fait en se basant sur la bande-passante des filtres passe-bandes qui vont être utilisés dans la section 3.2.3.

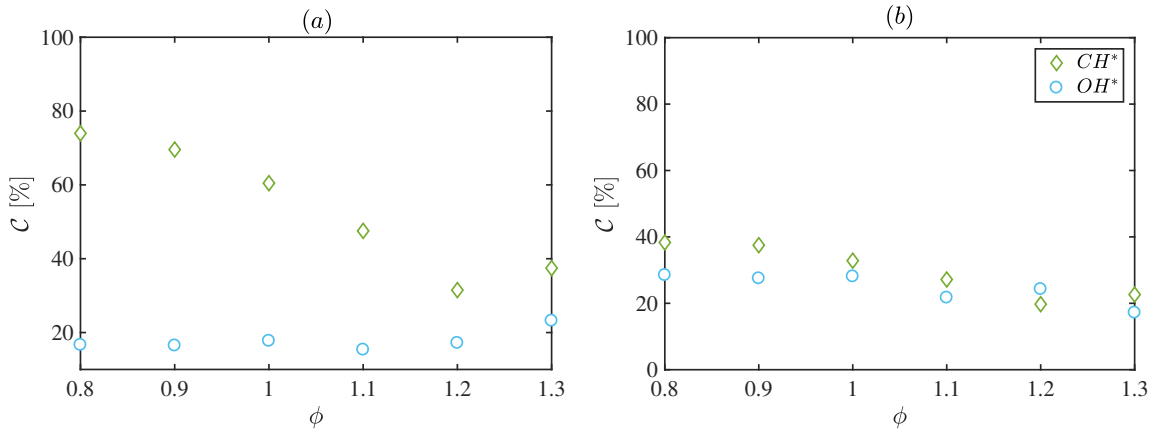


FIGURE 3.3 – Contribution de l'émission continue de la large bande de CO_2^* à l'intensité du radical X* = CH* ou OH* : (a) méthane/air et (b) propane/air.

Les Figures 3.3(a) et 3.3(b) représentent la contribution $\mathcal{C}$ en fonction de la richesse pour les mélanges méthane/air et propane/air respectivement. La contribution du radical CO_2^* acquise dans la bande spectrale de CH* est beaucoup plus importante pour un mélange méthane/air pauvre et diminue graduellement en augmentant la richesse du mélange réactif. À $\phi = 0.8$, seulement 26 % du signal provient de la chimiluminescence du radical CH* (c'est-à-dire après soustraction de la contribution du radical CO_2^* dans la bande spectrale en question). Le reste (74 %) provient de l'émission de CO_2^*. Autrement dit, une contribution importante de l'émission de CO_2^* à l'émission totale a été enregistrée par le spectromètre pour cette condition. Pour cette même richesse, on s'aperçoit que l'émission du radical OH* est prépondérante entre λ_1 et λ_2 (83 % contre 17 % pour CO_2^*). Concernant l'émission de CO_2^* présente dans la bande spectrale [λ_1-λ_2], elle reste quasiment identique pour les richesses allant de 0.8 à 1.1 avec une légère augmentation observée entre 1.1 et 1.3. Pour les flammes propane/air, la contribution de l'émission de CO_2^* est presque identique pour les deux radicaux du côté riche du mélange et varie entre 20 à 40 % en fonction de la richesse. Toutefois, la contribution de CO_2^* devient de plus en plus importante devant celle de CH* du côté pauvre du mélange en comparaison avec OH*. On en conclut que quelque soit la richesse du mélange

étudié, au moins 17 % de l'émission enregistrée dans les bandes spectrales de OH* et CH* résulte de l'émission du radical CO_2^*. Des remarques similaires ont été soulignées par Nori et Seitzman 2008 et récemment par Guiberti et al. 2017.

À partir de la quantification de la contribution de CO_2^* dans les bandes spectrales des radicaux OH* et CH*, nous pouvons, par soustraction, récupérer directement les émissions de OH* et CH*. L'évolution de leurs intensités en fonction de la richesse est représentée sur la Figure 3.4. Notons que l'intensité à chaque richesse a été normalisée par le maximum des intensités. Pour les flammes de méthane, on trouve que l'intensité de l'émission de OH* augmente de façon monotone avec ϕ jusqu'à atteindre un maximum à $\phi = 1.1$ et diminue en augmentant la richesse à 1.3. Un résultat similaire a été trouvé pour l'intensité du radical CH*, sauf que ce dernier atteint son maximum à $\phi = 1.2$. Une remarque importante est que, pour les deux radicaux, l'intensité normalisée chute plus fortement du côté riche. En examinant les réactions présentées dans la section 1.4.4, nous pouvons expliquer ce comportement par les faibles concentrations en radicaux O et O_2 du côté riche qui empêchent la formation de CH* et OH*. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par Kojima et al. 2000. Pour les flammes propane/air, un comportement identique a été obtenu.

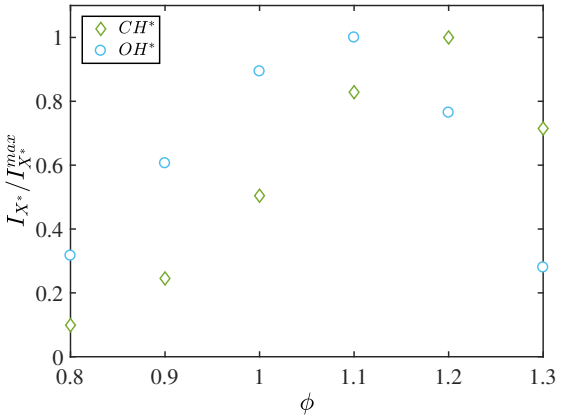


Figure 3.4 – Intensité des radicaux CH* et OH* normalisée par le maximum des intensités en fonction de la richesse ϕ pour les flammes méthane/air.

Intéressons-nous maintenant au rapport OH*/CH* qui est largement utilisé pour mesurer la richesse locale des flammes prémélangées. En traçant ce rapport en fonction de la richesse (cf. Figure 3.5), deux remarques peuvent être faites : (i) le rapport OH*/CH* décroît en augmentant la richesse pour les deux carburants étudiés et (ii) le fait de ne pas prendre en compte les différentes contributions de CO_2^* modifie la pente de la décroissance pour le mélange méthane/air. Ceci peut être expliqué par la grande quantité de CO_2^* produite et par suite sa contribution sur la bande $[\lambda_i\text{-}\lambda_j]$ (CH*) est bien marquée comme il a été montré sur la Figure 3.3. Cependant, la tendance reste la même et l'interprétation des résultats ne va pas être affectée quelque soit la pente. La décroissance du rapport OH*/CH* traduit une augmentation de la richesse locale du mélange réactif.

Cette caractérisation globale de l'émission de flamme a permis d'identifier les différents radicaux présents dans la zone de réaction ainsi que dans la région de post-flamme. La quan-

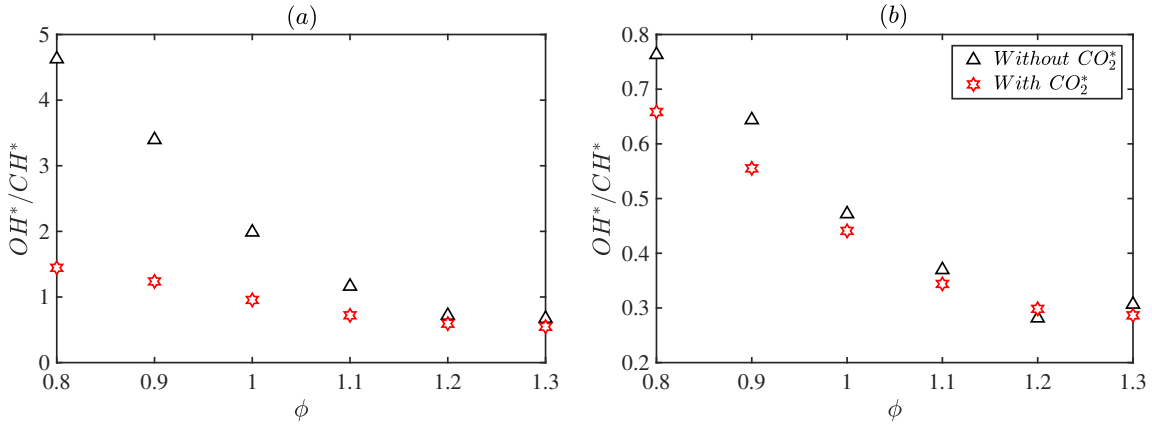


FIGURE 3.5 – Evolution du rapport OH*/CH* : (a) méthane/air et (b) propane/air.

tification de la contribution du radical CO_2^* aux intensités enregistrées pour CH* et OH* a été réalisée aisément vu que le signal de sortie est de type 1D. Un traitement de signal est suffisant pour extraire les informations souhaitées. Cette première analyse est essentielle vu qu'elle nous a permis de caractériser les flammes étudiées. Afin d'atteindre nos objectifs, nous avons utilisé la technique de chimiluminescence par imagerie en isolant les radicaux via des filtres passe-bande. Ceci est détaillé dans le paragraphe suivant.

3.2.3 Effet de la large bande de CO_2^* : imagerie

Comme nous l'avons vu précédemment, l'un des objectifs de ce travail de thèse est d'évaluer la réponse de la structure de flamme suite à différentes contraintes. La réactivité le long de la flamme est l'un des paramètres que nous souhaitons explorer. Pour ce faire, la visualisation de la chimiluminescence de flamme peut être réalisée en isolant un radical bien précis se trouvant dans la zone de réaction. L'utilisation d'un filtre passe-bande et d'une caméra rapide, pour enregistrer la séquence d'interaction d'une flamme et d'un vortex toroïdal, peut répondre à nos besoins. Cette technique est simple à mettre en place, cependant elle ne permet pas d'extraire directement l'intensité d'un marqueur de la zone de réaction vu que ce dernier est superposé sur la large bande continue au radical CO_2^*. Dans le but d'étudier l'impact de la contribution de CO_2^* sur les données acquises, nous avons sélectionné une flamme de propane/air ayant une richesse $\phi = 0.9$ et caractérisée par un nombre de Lewis effectif supérieur à l'unité ($Le_{eff} \approx 1.5$). Notons que le choix de cette flamme permet d'illustrer le changement d'intensité le long du contour de la flamme grâce aux effets thermodiffusifs.

3.2.3.1 Méthodologie

Afin de choisir les filtres passe-bande adéquats, il faut tout d'abord sélectionner la bande spectrale convenable permettant d'isoler chaque radical, c.-à-d. CH*, OH* et CO_2^*. Vu que l'émission de CO_2^* est superposée à celles de CH* et OH* et que son intensité varie avec

la longueur d'onde, il faut alors choisir deux bandes passantes distinctes isolant uniquement CO_2^* ; une décrivant la contribution de son émission dans la bande de CH* et l'autre dans la bande de OH*. La Figure 3.6 représente le spectre d'émission de la flamme étudiée en précisant les quatre bandes spectrales choisies. En analysant la figure, nous pouvons déjà souligner la délicatesse de soustraire la partie du radical CO_2^* se trouvant au-dessous du radical OH* (région hachurée en bleu). L'intensité de l'émission de CO_2^* varie beaucoup dans cette région, ce qui rend la tâche de plus en plus compliquée. En effet, en prenant un filtre F_{OH*} ayant une bande passante de 10 nm et centré à 308 nm par exemple, la contribution de CO_2^* ne peut pas être soustraite vu qu'aucune autre région du spectre n'est identique. La récupération de l'intensité du radical OH* n'est donc pas aussi évidente à faire en utilisant ce type de diagnostic. A contrario, les images CH* peuvent être corrigées vu que les niveaux des intensités correspondantes à CH* et CO_2^* sont quasiment les mêmes (cf. les régions hachurées F_{CH*} et $F_{CO_2^*}^{CH*}$ sur la Figure 3.6).

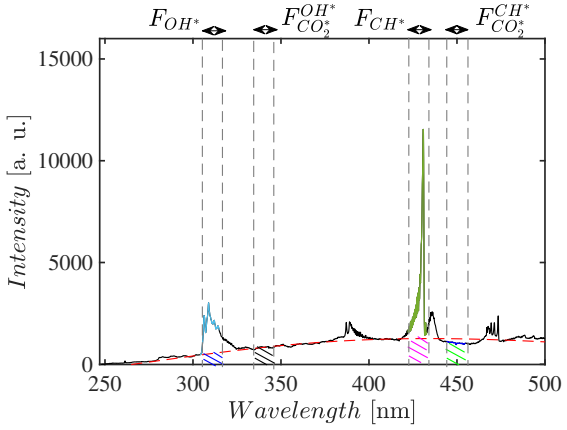


FIGURE 3.6 – Spectre d'émission d'une flamme propane/air à $\phi = 0.9$. F_{CH*} et $F_{CO_2^*}^{CH*}$ représentent les bandes spectrales des filtres utilisés pour isoler les radicaux excités CH* et CO_2^* respectivement, tandis que F_{OH*} et $F_{CO_2^*}^{OH*}$ correspondent à celles de OH* et CO_2^*.

Pour étudier l'effet de la contribution du radical CO_2^* à l'intensité enregistrée de CH*, un filtre passe-bande F_{CH*} centré à 427 nm ayant une bande passante de 10 nm et un autre filtre $F_{CO_2^*}^{CH*}$ centré à 449 ± 5 nm ont été sélectionnés pour isoler les intensités des radicaux CH* et CO_2^* respectivement. Comme la Figure 3.6 le montre, la bande spectrale sélectionnée pour le radical CH* prend en compte une partie du radical CO_2^* (région hachurée en rose). Vu que la région isolée par le filtre $F_{CO_2^*}^{CH*}$ (région hachurée en vert) est quasiment identique à la partie du radical CO_2^* incluse implicitement en utilisant le filtre F_{CH*}, l'extraction du radical CH* est donc possible. Il suffit de faire la différence entre les deux signaux comme suit :

$$I_{CH*} = I_{F_{CH*}} - I_{F_{CO_2^*}^{CH*}} \tag{3.6}$$

où $I_{F_{CH*}}$ et $I_{F_{CO_2^*}^{CH*}}$ représentent l'intensité du signal acquis en utilisant le filtre F_{CH*} et $F_{CO_2^*}^{CH*}$ respectivement. I_{CH*} correspond donc à l'intensité du signal uniquement émise par le radical CH*.

3.2.3.2 Application à une flamme en interaction avec un vortex

Nous allons maintenant appliquer la démarche proposée dans le paragraphe précédent à une flamme en interaction avec un vortex toroïdal ayant une intensité $U_\theta/S_L = 2.6$. Rappelons brièvement les composantes du système de chimiluminescence mises en place. Une caméra rapide (Pantom V1611) caractérisée par une zone de visualisation utile de 768×768 px^2 et une fréquence d'acquisition de 10 kHz est utilisée. La caméra est couplée à un intensificateur (IRO LaVision, gate = 90 μs). Dans un premier temps, le filtre F_{CH*} est mis devant l'objectif (Nikkor, f/# = 2.8, f = 105 mm) de la caméra et les données sont enregistrées. Vu que notre dispositif expérimental est répétable, nous avons fait la même opération en remplaçant le filtre CH* par celui de CO_2^* sans autre changement. Nous obtenons donc une séquence d'images d'émission de CH* et une autre de CO_2^* décrivant la totalité de l'interaction flamme-vortex. Une résolution spatiale de 54.35 μm/px est obtenue.

La Figure 3.7 représente une séquence d'images obtenues de l'interaction flamme-vortex après application de l'inversion d'Abel pour récupérer le signal 2D des émissions. Les colonnes (a) et (b) correspondent à l'émission des radicaux CH* et CO_2^* respectivement, tandis que la colonne (c) correspond à la différence entre l'émission de CH* et celle de CO_2^*. Pour pouvoir comparer, nous avons sélectionné des images CH* et CO_2^* prises aux mêmes instants lors du passage du vortex. L'interaction flamme-vortex peut être divisée en deux parties : (i) la première, entre t_0 et $t \approx 6$ ms, correspond à la croissance de flamme due au passage du vortex et (ii) la seconde, entre $t > 6$ et $t \approx 8$ ms, au retour de la flamme à sa position initiale. Une première remarque est que le radical CH* existe dans une fine région de la zone de réaction, tandis que la présence de CO_2^* s'étend dans la région post-flamme et que le signal acquis n'est pas propre. D'autre part, l'intensité de CH* le long du contour du front de flamme varie avec le temps. Prenons par exemple la flamme CH* à $t = 7$ ms. On remarque une forte augmentation de l'intensité au niveau de la pointe de la flamme, où elle est négativement courbée. Ceci peut être expliqué par les effets thermodiffusifs. Rappelons que la flamme en question est caractérisée par un $Le > 1$, ce qui veut dire que la diffusivité thermique est supérieure à la diffusivité moléculaire de l'espèce minoritaire dans le mélange des gaz frais. La présence conjointe d'une courbure négative et d'une diffusivité thermique assez importante favorise la formation des radicaux CH*. Ce point va être démontré d'une manière détaillée dans le Chapitre 5 en utilisant la diffusion Rayleigh pour avoir accès à la structure interne de flamme. Concernant le radical CO_2^*, son intensité est quasiment la même le long du contour de flamme quelque soit l'instant.

En soustrayant les images CO_2^* aux images CH*, deux remarques peuvent être faites : (i) la première est que la zone où CH* se trouve est beaucoup plus fine (cf. images de la colonne (a) de la même figure) et (ii) la seconde est que la distribution de l'intensité de CH* le long du contour reste quasiment inchangée. Prenons l'instant où la flamme est négativement courbée, c.-à-d. à $t = 7$ ms. On retrouve bien la forte intensité de CH* au niveau de la pointe de la flamme. On en déduit que la large bande d'émission de CO_2^* n'affecte que quantitativement et non qualitativement le signal de CH*.

Afin de confirmer ce propos, nous avons tracé l'intégral volumique de l'intensité des radi-

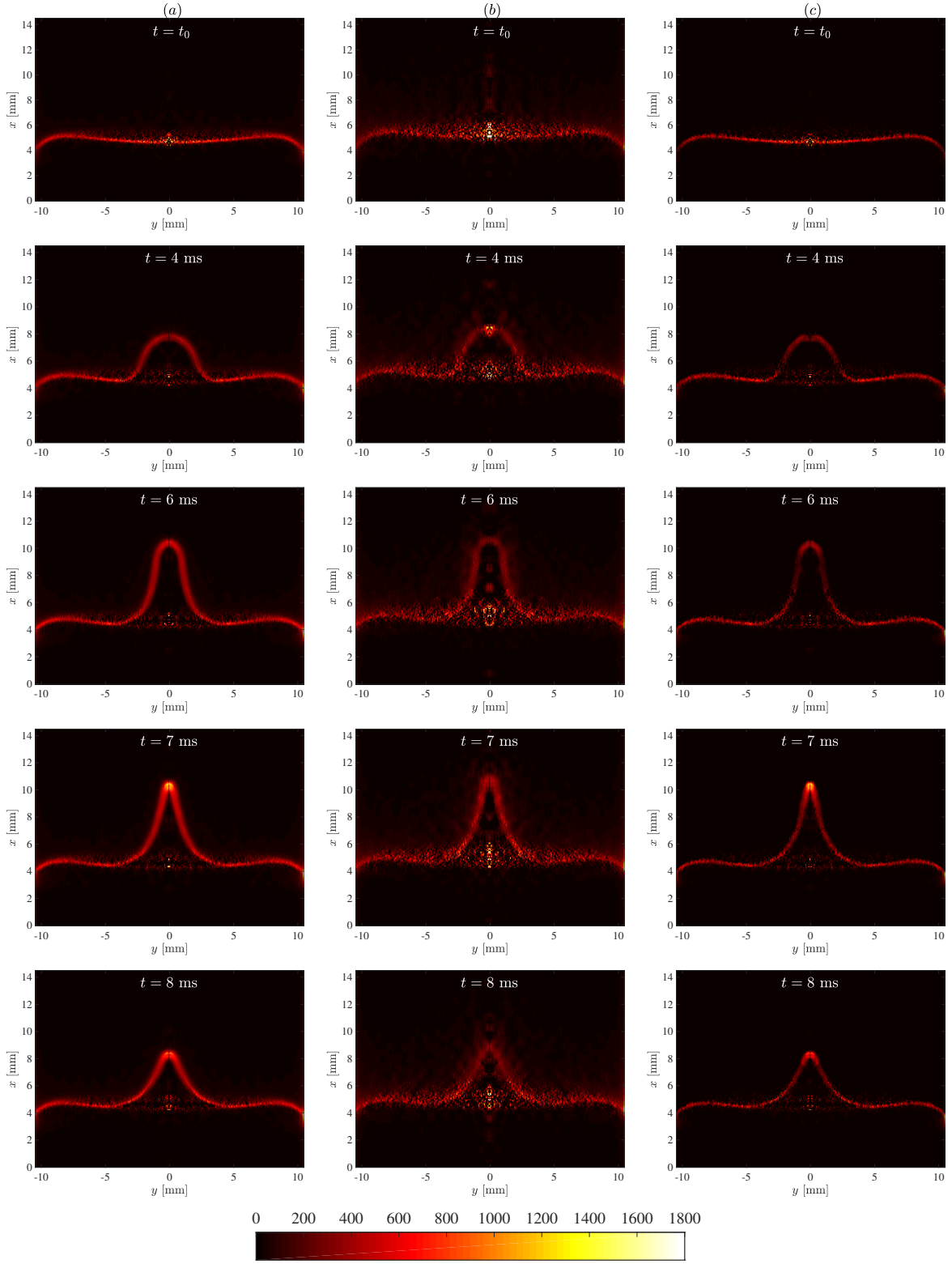


FIGURE 3.7 – Séquence temporelle de l'interaction d'une flamme propane/air à $\phi = 0.9$ avec un vortex toroïdal ayant une intensité $U_\theta/S_L = 2.6$: colonne (a) CH*, colonne (b) CO_2^* et colonne (c) la différence entre CH* et CO_2^*. Une déconvolution d'Abel a été appliquée aux images pour récupérer l'information en 2D.

caux CH* et CO_2^* en fonction du temps, c.-à-d. durant l'interaction flamme-vortex, qui a été définie comme suit :

$$I_v = \iiint_v I_{X*} \, \mathrm{d}^3V \tag{3.7}$$

où X^* correspond soit à CH* ou à CO_2^*. La figure 3.8 montre trois courbes avec CH* en rouge, CO_2^* en bleu et la différence entre les deux en vert. Notons que l'intensité de chaque radical à $t = t_0$ a été soustraite. On remarque un décalage d'intensité entre CH* et CO_2^*, ce qui confirme notre constat.

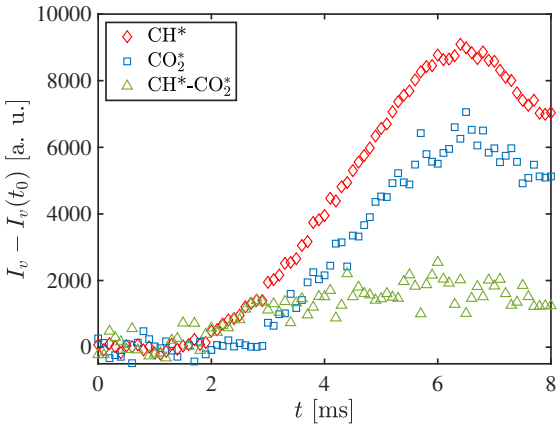


FIGURE 3.8 – Évolution de l'intensité durant l'interaction de la flamme propane/air à $\phi = 0.9$ avec un vortex toroïdal ayant une intensité $U_\theta/S_L = 2.6$.

3.2.4 Discussion & Synthèse

L'objectif était ici d'évaluer l'émission des radicaux CH* et OH* en soustrayant la contribution de l'émission de CO_2^* enregistrée implicitement. Cela permet d'étudier le rapport OH*/CH*, supposé être un bon indicateur de la richesse locale du mélange réactif. L'idée est donc d'étudier les modifications de l'émission des radicaux au cours de l'interaction flamme-vortex. Cependant, d'après l'étude réalisée, nous constatons que le fait de soustraire le signal de CO_2^* à celui de CH* acquis en utilisant le filtre adéquat ne modifie en rien la distribution de l'intensité le long du contour de la flamme. Un deuxième point qui a attiré notre attention est la variation de l'intensité dans les cas des flammes courbées. Est-elle due à un changement de la réactivité de la flamme à cause de la courbure du front de flamme ou à une modification de la richesse locale ? Isoler ces deux effets n'est pas possible en utilisant uniquement ce type de diagnostic optique. Nous avons décidé de ne pas soustraire le signal de CO_2^* aux images CH* et OH* vu que cette opération n'apporte aucune amélioration/nouveauté et n'affecte en rien l'analyse de résultats.

Après avoir analysé l'émission globale de flammes et avant de rentrer dans les détails, nous allons nous focaliser sur la réponse de la flamme à différentes intensités de vortex et voir comment un vortex peut effectivement étirer une flamme. Cette analyse va permettre la

proposition d'une nouvelle expression analytique qui va inclure de nouveaux paramètres et qui va faire l'objet de la section suivante.

3.3 Fonctions d'efficacités

3.3.1 Contexte & Objectifs

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3.2, les études des interactions flamme-vortex permettent le développement de fonctions d'efficacité analytiques qui correspondent à la fonction de transfert entre l'étirement du vortex et celui de la flamme. Nous rappelons que ces fonctions d'efficacités sont extrêmement importantes vu qu'elles sont utilisées dans les simulations à grandes échelles (LES) pour modéliser le facteur de plissement de sous-maille des flammes prémélangées turbulentes. Colin et al. 2000 et Charlette et al. 2002 se sont focalisés sur l'effet des propriétés de la structure tourbillonnaire : la taille du vortex R_v relative à l'épaisseur de flamme δ_L et la vitesse de rotation de vortex U_θ par rapport à la vitesse de flamme S_L. Récemment, l'effet du nombre de Lewis a été également inclus par Bougrine et al. 2014. Cependant, l'étirement du front de flamme est généré par la rotation de la structure tourbillonnaire, U_θ, ainsi que sa vitesse de convection dans l'écoulement, U_c (cf. Figure 2.32). Il serait alors très restrictif de considérer uniquement U_θ comme vitesse caractéristique du vortex pour décrire l'étirement de la flamme.

L'objectif de la présente étude est de découpler l'effet de la vitesse tourbillonnaire et celui de la vitesse de convection. En d'autres termes, nous allons explorer un aspect particulier de l'interaction : la compétition entre l'étirement et l'advection (*sweeping effect*) du vortex toroïdal. Pour mieux comprendre la problématique, cette compétition peut être décrite en termes d'échelles de temps. On peut montrer que l'échelle de temps basée sur l'étirement τ_s d'une échelle r ayant une vitesse caractéristique u_r est proportionnelle à $r^{2/3}$ (Kolmogorov 1941). τ_s fait généralement référence au temps de rotation du vortex. Des études antérieures des interactions flamme-vortex ont montré que plus cette échelle de temps est petite plus la flamme est étirée. D'autre part, Tennekes 1975 a suggéré une autre échelle de temps importante dans les écoulements turbulents reliée à l'effet d'advection par l'énergie contenue dans les tourbillons τ_c. Il a souligné qu'une échelle de taille r donnée est convectée par les grandes échelles, c.-à-d. avec une vitesse caractéristique de l'ordre de u' qui est la moyenne de la racine carrée des fluctuations de vitesse. Ceci a été vérifié expérimentalement par Poulain et al. 2006. En combustion, l'échelle de temps de *sweeping* est reliée au temps de résidence du vortex et elle décrit essentiellement la durée de l'interaction d'un vortex se trouvant au voisinage de la flamme (Driscoll 2008). Les études menées sur les interactions flamme-vortex corroborent l'affirmation intuitive selon laquelle plus τ_c est petit, moins la flamme est étirée vu que le tourbillon passe moins de temps au voisinage de la flamme (Roberts et Driscoll 1991 et Wu et Driscoll 1992).

L'étirement et l'advection du vortex ont des effets opposés. Il est donc important d'étudier chaque effet indépendamment pour pouvoir mieux comprendre leur influence respective

sur la flamme. Dans cette perspective, des mesures expérimentales ont été menées en étudiant l'interaction d'une flamme plane avec un vortex toroïdal. En parallèle, des simulations numériques en utilisant la G-équation ont été effectuées afin de pouvoir évaluer l'effet de la vitesse de convection et la vitesse de rotation séparément. Une nouvelle expression de fonction d'efficacité incluant ces deux paramètres va alors être proposée.

3.3.2 Conditions expérimentales étudiées

Nous avons mené des expérimentations en utilisant la tomographie par plan laser couplée à la PIV. Les flammes de méthane/air ayant des richesses $\phi = 0.8$, 0.9 et 1 ont été étudiées. La vitesse de flamme laminaire ainsi que l'épaisseur thermique ont été évaluées en étudiant une flamme se propageant librement à l'aide de CHEMKIN-II. Le mécanisme cinétique GRI-Mech 3.0 a été utilisé. Les différents paramètres sont récapitulés dans la Table 3.1. Rappelons que les paramètres du vortex, c.-à-d. la vitesse de rotation U_θ, la vitesse de convection U_c et l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex R_v ont été déterminés en utilisant les données des champs de vitesses obtenus à partir de la PIV. Différentes intensités de vortex ont été évaluées allant de 0.5 à 2.5 (c.-à-d. $0.5 \lesssim U_\theta/S_L \lesssim 2.5$). L'ensemble des points réalisés sont présentés dans le diagramme de combustion (cf. Figure 3.9). Comme le montre la figure, la base de données acquise est comprise entre la limite sans effet et celle d'extinction. En outre, une légère variation du rapport R_v/δ_L autour de la valeur moyenne de 6.5 est observée. L'accent va être mis sur l'effet de l'intensité du vortex U_θ/S_L vu que les variations de R_v/δ_L sont faibles.

Table 3.1 – Conditions expérimentales et paramètres extraits des simulations 1D effectuées en utilisant CHEMKIN-II : épaisseur de flamme (δ_L), vitesse laminaire de flamme (S_L), étirement tangentiel initial (a_0) et nombre de Lewis effectif Le_{eff}.

Cas	Carburant	ϕ	δ_L	S_L	a_0	Le_{eff}
-	-	-	[μm]	[cm/s]	[1/s]	-
M08		0.8	525	30.6	77	1.01
M09	CH_4	0.9	463	36.5	86	1.03
M10		1.0	433	40.3	90	1.05

3.3.3 Résultats

Les résultats de cette étude sont présentés comme suit : tout d'abord, l'effet de la taille du domaine de contrôle ainsi que l'effet de l'intensité du vortex sont explorés en utilisant les données expérimentales acquises. Suite à cette analyse, il s'est avéré qu'il n'est pas possible de distinguer l'effet de la vitesse de convection de celui de la vitesse de rotation. Pour cela, des simulations numériques sont menées afin de pouvoir étudier indépendamment l'effet de chaque paramètre.

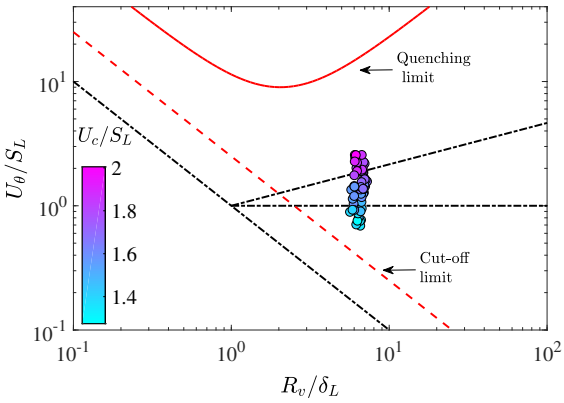


FIGURE 3.9 – Données expérimentales acquises représentées sur le diagramme de combustion. Les symboles sont colorés par le rapport U_c/S_L.

3.3.3.1 Effet de la taille du domaine

L'étirement de la flamme résultant de l'interaction flamme-vortex est parmi les paramètres qui nous intéressent dans cette étude. D'autre part, l'étirement du vortex est généralement estimé par U_θ/R_v (d'après COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et al. 2014). Rappelons que l'étirement de la flamme est évalué comme suit :

$$K(t,\Delta) = \frac{1}{A\,(t,\Delta)}\frac{\partial A\,(t,\Delta)}{\partial t} \tag{3.8}$$

où $A\,(t,\Delta) = \int y(s)\sqrt{x'^2+y'^2}\,\mathrm{d}s$ est la surface de flamme à un instant t évaluée sur un domaine de largeur Δ. s est l'abscisse curviligne, x et y sont les coordonnées spatiales du contour de la flamme et $(\cdot)'$ est la dérivée première par rapport à s.

Évaluons dans un premier temps l'effet de la largeur du domaine de contrôle Δ. La Figure 3.10 illustre l'évolution de la surface de flamme $A(t)$ et de l'étirement du front de flamme pour différents Δ. On remarque qu'en augmentant Δ, la variation de la surface de flamme diminue. Plus précisément, l'étirement maximal diminue presque d'un facteur trois en doublant la taille du domaine.

En prenant en compte la largeur du domaine de contrôle, la fonction d'efficacité est définie par :

$$\mathcal{C}\,(\Delta) = \frac{K_{max}}{U_\theta/R_v} \tag{3.9}$$

avec K_{max} l'étirement maximal de $K(t,\Delta)$. Notons que l'apparition de Δ dans l'Eq. (3.9) est nouvelle. En effet, les études numériques antérieures ont travaillé avec un $\Delta \approx 6R_v$ qui correspond à la taille du domaine de calcul choisie. Néanmoins, il apparait que K_{max} dépend de Δ (cf. Figure 3.10). Vu que la partie de la flamme qui interagit avec le vortex est constante (c.-à-d. qu'il existe un Δ au-dessus duquel $\partial A/\partial t$ est indépendant de Δ), on attendrait que K_{max}

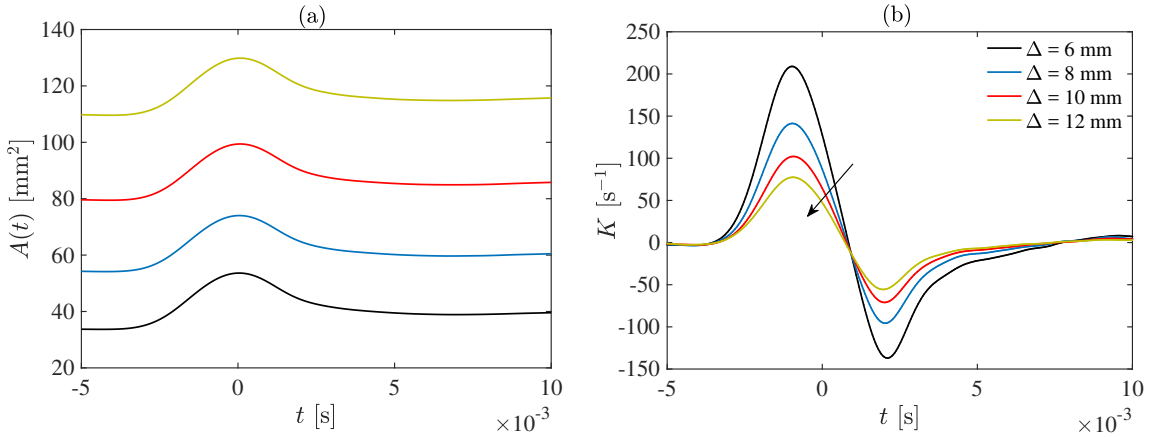


FIGURE 3.10 – Évolution temporelle de la surface de flamme $A(t)$ (a) et de l'étirement $K(t)$ (b) pour une flamme méthane/air à la stœchiométrie pour différentes tailles du domaine Δ. L'intensité du vortex du cas étudié est $U_\theta/S_L = 1.83$. Notons que, pour cette figure, le temps t a été décalé de telle sorte que $t = 0$ correspond à l'instant où $A(t)$ atteint son maximum.

diminue avec Δ^2 vu que $A(t, \Delta)$ croit de manière monotone avec Δ^2. La Figure 3.11 illustre l'évolution de K_{max} en fonction de Δ. En effet, il apparait que K_{max} décroit rapidement en augmentant Δ et pour un Δ suffisamment grand (ou Δ plus grand qu' un certain Δ_i), il est trouvé que K_{max} suit la relation suivante :

$$K_{max} = K^0_{max} \left[\frac{\Delta_i - \Delta_0}{\Delta - \Delta_0} \right]^2 \tag{3.10}$$

où Δ_i représente la largeur du domaine au-dessus duquel $\partial A/\partial t$ est constant et Δ_0 est prise comme une origine virtuelle, c.-à-d. $K^{-1}_{max} \to 0$ quand $\Delta \to \Delta_0$. A partir de nos données expérimentales, il a été trouvé que Δ_i/R_v et Δ_0/R_v sont constantes et sont égales à 2.5 ± 0.05 et -0.5 ± 0.1 respectivement.

La Figure 3.11 souligne que les valeurs des fonctions d'efficacité fournies par COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et al. 2014 ont été évaluées pour un certain Δ/R_v alors qu'elles doivent dépendre de Δ. En d'autres termes, des valeurs différentes vont être obtenues en travaillant avec une autre taille de domaine de simulation. En outre, la limite *cut-off* proposée par POINSOT et al. 1991b doit être également dépendante de Δ.

3.3.3.2 Effet de l'intensité du vortex

Après avoir mis l'accent sur l'importance de la taille du domaine de contrôle, nous allons évaluer l'effet de l'intensité du vortex sur l'étirement de la flamme. La Figure 3.12 représente l'évolution de $\mathcal{C}^0 = K^0_{max}/(U_\theta/R_v)$ en fonction de U_θ/S_L. Notons que K^0_{max} est le paramètre qui apparait dans l'Eq. (3.10) et l'exposant ^{0} de $\mathcal{C}$ va être supprimé pour le reste de cette étude pour simplifier les notations. Nous comparons nos résultats expérimentaux avec les prédictions fournit par COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et al. 2014

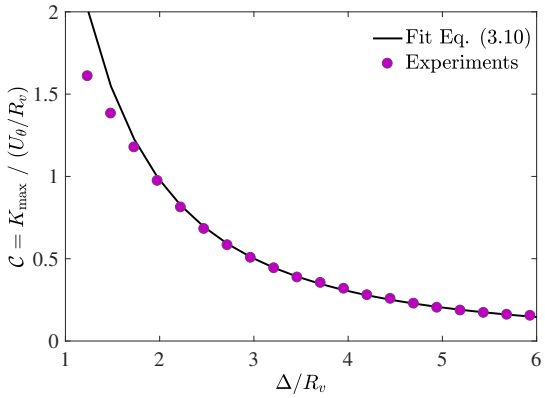


FIGURE 3.11 – Évolution de K_{max} avec la largeur du domaine de contrôle Δ pour l'intensité de vortex $U_\theta/S_L = 1.43$. Les symboles représentent les données expérimentales et la ligne correspond au fit en utilisant l'Eq. (3.10).

qui sont notées sur la figure par $\mathcal{C}_{Co}$, $\mathcal{C}_{Ch}$ et $\mathcal{C}_B$ respectivement. Rappelons que les expressions analytiques proposées par les différents auteurs sont présentées dans la section 1.3.2 (cf. Eq. 1.30, 1.31 et 1.32).

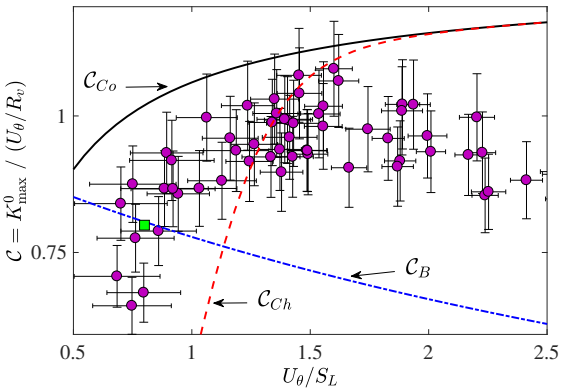


FIGURE 3.12 – Fonction d'efficacité $\mathcal{C} = K^0_{max}/(U_\theta/R_v)$ en fonction de U_θ/S_L. Les lignes labellisées $\mathcal{C}_{Co}$, $\mathcal{C}_{Ch}$, et $\mathcal{C}_B$ correspondent respectivement aux expressions paramétriques fournies par COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et al. 2014 corrigées par l'Eq. (3.10) afin d'obtenir K^0_{max}. Les symboles en cercles correspondent aux mesures expérimentales tandis que le symbole en carré vert est extrait du travail de BOUGRINE et al. 2014.

En analysant la Figure 3.12, on observe des différences entre les tendances des prédictions de COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et al. 2014. En comparant avec nos données expérimentales, la fonction d'efficacité de COLIN et al. 2000 est la plus proche en termes de tendance. Les différences relevées peuvent être expliquées comme suit :

(i) Notre configuration expérimentale est axisymétrique alors que les DNS ont été effectuées en 2D (plan).

(ii) Dans les travaux de COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et

al. 2014, l'étirement de la flamme est estimé à partir du dégagement de chaleur Q. En effet, il est calculé par l'expression suivante $K = Q^{-1}dQ/dt$. En faisant ceci, les auteurs considèrent implicitement que la vitesse de consommation de flamme n'est pas modifiée par l'étirement de la flamme. Cette hypothèse est consistante avec les modèles LES basés sur le concept de densité pour lesquels le dégagement de chaleur ou la consommation du fuel est calculé à partir de la vitesse laminaire multipliée par la densité de surface de flamme. Toutefois, cette hypothèse n'est pas consistante avec les modèles LES qui utilisent une chimie analytique qui prend en compte explicitement l'effet de l'étirement sur la vitesse de consommation de flamme.

Revenons aux tendances des prédictions proposées. Colin et al. 2000 et Charlette et al. 2002 suggèrent une augmentation de la fonction d'efficacité $\mathcal{C}$ avec l'intensité du vortex U_θ/S_L, tandis qu'une tendance totalement inverse a été trouvée par Bougrine et al. 2014 (cf. Figure 3.12). Or, nos données expérimentales montrent que l'évolution de $\mathcal{C}$ est non monotone. En effet, $\mathcal{C}$ augmente dans un premier temps avec U_θ/S_L jusqu'à une valeur aux alentours de $U_\theta/S_L = 1.5$ et après, commence à décroitre légèrement. Notons que la tendance décroissante de $\mathcal{C}$ a été également trouvée par Bougrine et al. 2014 quand ils ont varié U_θ/S_L de 0.8 à 8. Pour $U_\theta/S_L = 0.8$ et $R_v/\delta_L = 5$, un bon accord a été trouvé entre nos résultats expérimentaux et les données numériques de Bougrine et al. 2014 et ceci est représenté dans la Figure 3.12 par le carré vert. Nous pouvons expliquer la décroissance de $\mathcal{C}$ par le fait que les vortex les plus intenses vont générer des courbures négatives assez importantes qui vont par la suite diminuer l'étirement total de la flamme. Autrement dit, une intensité de vortex très grande pourrait être moins efficace vu qu'elle va créer des courbures très grandes qui vont réduire globalement l'étirement de la flamme.

Roberts et Driscoll 1991 ont été les premiers à réaliser que l'étirement de la flamme est également influencé par la vitesse de convection U_c du vortex toroïdal. Plus précisément, ils suggèrent que pour un U_θ donné, augmenter U_c résulte en des niveaux d'étirement de flamme plus petits à cause de la diminution du temps de résidence du vortex au voisinage de la flamme. Ce résultat a été ensuite confirmé par Wu et Driscoll 1992 avec des simulations numériques en suivant la propagation de la flamme. Il est donc important d'inclure ces deux paramètres, c.-à-d. la vitesse de convection et de rotation du vortex, afin d'avoir une expression plus complète de la fonction d'efficacité. Cependant, il a été observé dans nos expérimentations qu'une augmentation de U_θ mène à des vitesses de convections très importantes ce qui est cohérent avec les études analytiques, citons par exemple l'article de synthèse de Renard et al. 2000. Expérimentalement, il a été trouvé que la vitesse de convection $U_c - U^u(X_c)$ est proportionnelle à $U_\theta^{2/3}$ comme le montre la Figure 3.13. Notons que U^u est la vitesse de l'écoulement au niveau du centre de vortex X_c. Par conséquent, nous en tirons la conclusion qu'il n'est pas possible d'évaluer indépendamment l'influence de U_c et U_θ en se basant sur nos données expérimentales.

Afin de remédier à ce problème, des simulations numériques simplifiées ont été menées en utilisant la même technique utilisée par Wu et Driscoll 1992 et Lee et Santavicca 1993 afin d'étudier indépendamment l'effet de U_c et U_θ. Il s'agit de considérer la flamme comme étant une interface passive en propagation. Or, il faut garder à l'esprit que ce type de

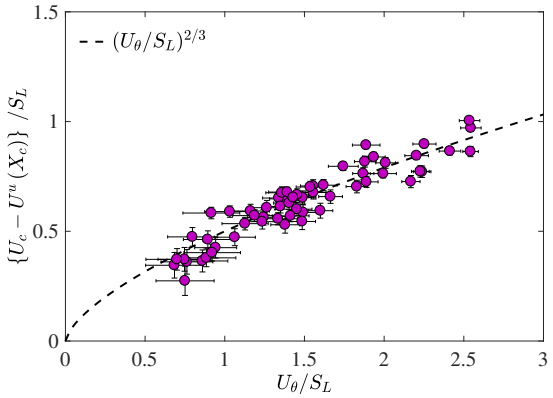


FIGURE 3.13 – La vitesse de convection $U_c - U^u(X_c)$, où $U^u(X_c)$ est la vitesse de l'écoulement non perturbée au niveau du centre de vortex X_c, en fonction de U_θ. La ligne en pointillée est donnée par $0.5(U_\theta/S_L)^{2/3}$.

simulation néglige le dégagement de chaleur et donc plusieurs mécanismes physiques ne sont pas pris en compte. Par exemple, le taux de dissipation qui résulte d'une viscosité très élevée à cause d'une température élevée des gaz brûlés n'est pas considéré. Les effets baroclines, qui représentent le désalignement des gradients de pression et de densité à travers la flamme, sont également négligés. En connaissant ces limitations, la comparaison entre nos données expérimentales et les résultats des simulations numériques va permettre de souligner jusqu'à quel point ces simulations sont réalistes et mettre l'accent sur l'importance du dégagement de chaleur et les autres mécanismes associés durant l'interaction flamme-vortex.

3.3.3.3 Simulation numérique : G-équation

Implémentation & validation

La flamme en propagation simulée est considérée comme une interface bidimensionnelle (axisymétrique) convectée par le mouvement du fluide $\boldsymbol{U}$ et se propage à la vitesse de flamme laminaire S_L. La relation cinématique entre la flamme et le champ d'écoulement est donnée par la G-équation qui s'écrit comme suit (WU et DRISCOLL 1992 et LEE et SANTAVICCA 1993) :

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \boldsymbol{U} \cdot \boldsymbol{\nabla} G = S_d |\boldsymbol{\nabla} G| \tag{3.11}$$

Dans la présente étude, les équations de Navier-Stokes ne sont pas explicitement résolues et le champ de vitesse a été défini comme suit :

(i) Les composantes de vitesse U^u et V^u suivant la direction axiale x et transversale y respectivement de l'écoulement non perturbé, c.-à-d. avant la génération du vortex,

sont données par :

$$U^u(x,y) = -2\int a(x)\,\mathrm{d}x \tag{3.12}$$

$$V^u(x,y) = a(x)\times y \tag{3.13}$$

avec $U_0 = 1.23$ m/s la vitesse à l'entrée du brûleur et $a(x) = \partial V^u/\partial y\,(y=0)$ l'étirement transversal de l'écoulement non perturbé. Notons que $a(x)$ a été estimé en se basant sur les données expérimentales en utilisant un polynôme de second degré et les coefficients de polynôme ont été ajustés pour chaque richesse.

(ii) Le champ de vitesse de vortex a été ajouté à U^u et V^u et défini en utilisant l'expression de Oseen (cf. Eq (2.30)). Les paramètres d'entrée du vortex Oseen sont la vitesse de rotation U_θ, la coordonnée axiale du centre de vortex X_c et l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex R_v. En analysant les données expérimentales, il a été trouvé que U_θ ne varie pas dans le temps et par suite elle a été définie comme constante (cf. Figure 3.14). Le centre de vortex X_c est convecté à la vitesse U_c ($\partial X_c/\partial t = U_c$) où $U_c - U^u(X_c)$ a été trouvé constant. En outre, l'évolution temporelle de R_v suit la relation proposée par Trieling et al. 1998 qui est de la forme $R_v^{-1}\partial R_v/\partial t = a(X_c)$.

Dans la Figure 3.14, les évolutions temporelles des paramètres du vortex extraits des données expérimentales sont bien comparables à celles imposées pour les simulations numériques. Le bon accord trouvé permet de confirmer la validité de la procédure suivie pour la définition des champs de vitesse.

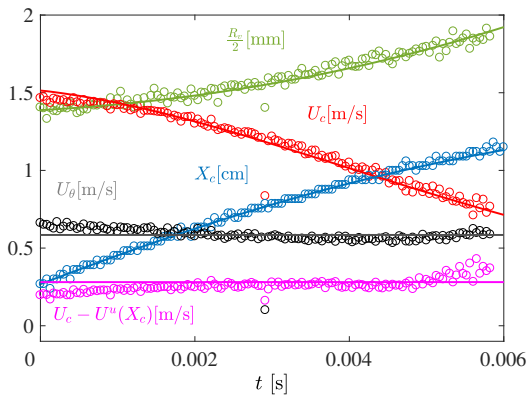


Figure 3.14 – Évolution temporelle des différents paramètres du vortex pour un cas extrait de la base de données acquise. L'inter-distance entre les deux noyaux du vortex R_v, la vitesse de convection U_c et $U_c - U^u(X_c)$, la position du centre de vortex X_c et la vitesse de rotation U_θ sont représentés en fonction du temps. Les symboles correspondent aux données expérimentales alors que les lignes correspondent à la simulation.

Le champ G a été initialisé comme étant une valeur assignée avec l'iso-valeur $G = G_0 = 0$ définie à l'emplacement de x auquel $U^u(x) = S_L$. L'Eq. (3.11) est résolue en utilisant une discrétisation spatiale de type WENO d'ordre 5 et un schéma Runge-Kutta d'ordre 4 pour l'évolution du temps. Une procédure de réinitialisation est également appliquée à chaque pas de temps de telle manière à ce que le champ G reste toujours à une position fixée. Le maillage

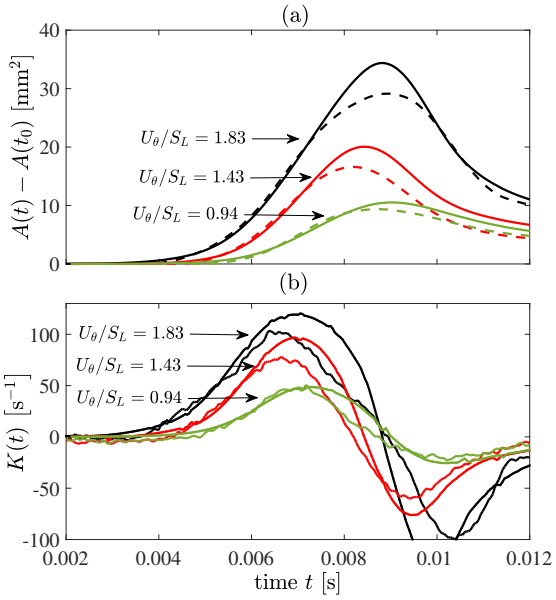


FIGURE 3.15 – Évolution temporelle de la surface de flamme $A(t, \Delta)$ (a) et de l'étirement $K(t, \Delta)$ (b) pour une largeur de domaine de contrôle $\Delta = 10$ mm. Trois intensités de vortex $U_\theta/S_L = 0.94$, 1.43 et 1.83 sont testées. Les lignes en pointillées et continues correspondent aux données expérimentales et numériques respectivement.

utilisé est de 500×500 correspondant à un domaine de 25×25 mm^2. Notons qu'il a été vérifié qu'une augmentation de maillage à 1000×1000 points résulte en des différences marginales et par suite nous nous sommes contenté du premier maillage présenté (c.-à-d. 500×500 points).

Les simulations numériques ont été validées en les comparant avec les données expérimentales. Les résultats de trois intensités de vortex $U_\theta/S_L = 0.94$, 1.43 et 1.83 sont présentés dans la Figure 3.15. La croissance de la surface de flamme $A(t, \Delta)$ est bien reproduite par la simulation avec quelques différences relevées près du maximum de $A(t, \Delta)$. Ceci indique que le premier stade de l'interaction, c.-à-d. avant que le vortex n'atteigne les gaz brûlés, décrit principalement une interaction cinématique et que le dégagement de chaleur ne joue pas un rôle très important dans cette partie de l'interaction. En comparant l'étirement de flamme, un bon accord a été également trouvé pour les trois cas présentés sur la même figure.

L'étirement maximal K^0_{max} obtenu par les simulations numériques a été tracé en fonction de K^0_{max} mesuré expérimentalement et il est illustré sur la Figure 3.16. Les différents points correspondent aux différents cas de la base de données acquise et ils sont colorés par l'intensité de vortex U_θ/S_L. Un très bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux a été observé avec des différences d'environ 20 % en moyenne.

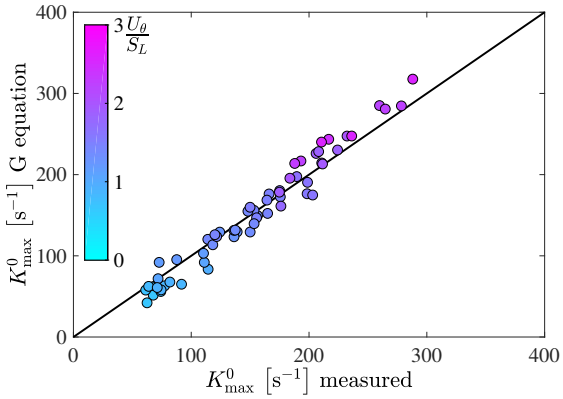


FIGURE 3.16 – Étirement maximal K^0_{max} déduit des simulations numériques en fonction de K^0_{max} évalué en utilisant les données expérimentales. Notons que les symboles sont colorés par le rapport U_θ/S_L.

Formulation d'une nouvelle fonction d'efficacité

En utilisant ces simulations numériques, l'effet de U_θ et U_c sur K^0_{max} peut être étudié indépendamment afin de pouvoir inclure ces deux paramètres dans une expression complète de la fonction d'efficacité.

Sur la Figure 3.17(a), les fonctions d'efficacité obtenues à partir des simulations numériques sont tracées en fonction de U_θ/S_L en faisant varier $U_c - U^u(X_c)$ de $0.6S_L$ à $4.7S_L$ (i.e. $0.6S_L \leqslant U_c - U^u(X_c) \leqslant 4.7S_L$). La première remarque à faire est que l'évolution de $\mathcal{C}$ est bien non monotone par rapport à U_θ/S_L confirmant ce qui a été déjà trouvé expérimentalement (cf. Figure 3.12). De surcroît, il a été également observé que $\mathcal{C}$ dépend de U_c. Notons que l'effet de U_c est presque négligeable pour $U_\theta/S_L > 3.5$. Sur la Figure 3.17(b), il est montré que l'évolution de $\mathcal{C}$ en fonction de U_θ et U_c peut être représentée par une seule courbe. Ceci est possible en traçant la fonction d'efficacité réajustée $\mathcal{F} = \mathcal{C} \times (U_c^*/S_L)^{1/3}$ en fonction d'un rapport de vitesse réajusté de la forme $\mathcal{U} = (U_\theta/S_L) \times (U_c^*/U_\theta)$, avec $U_c^* = U_c - U^u(X_c) + S_L$ la vitesse relative entre la flamme et les noyaux du vortex (WU et DRISCOLL 1992).

La courbe représentée sur la Figure 3.17(b) peut être décomposée en deux zones : la première zone pour $\mathcal{U} < 2.5$ où $\mathcal{F}$ suit une évolution de la forme $\mathcal{U}^{1/3}$ et la seconde pour des valeurs de $\mathcal{U}$ supérieures à 2.5 pour laquelle $\mathcal{F}$ décroit et suit une évolution $\mathcal{U}^{-1/4}$. Cette tendance peut être estimée en utilisant l'expression paramétrique suivante :

$$\mathcal{F} = \mathcal{U}^{1/3}\left[1 + \left(\frac{\mathcal{U}}{\mathcal{U}_{max}}\right)^2\right]^{\frac{-7}{24}} \tag{3.14}$$

Notons que la ligne en pointillée noire de la Figure 3.17(b) représente l'Eq. (3.14). Une fonction d'efficacité plus complète peut être alors déduite :

$$\mathcal{C} = \mathcal{F} \times (U_c^*/S_L)^{-1/3} \tag{3.15}$$

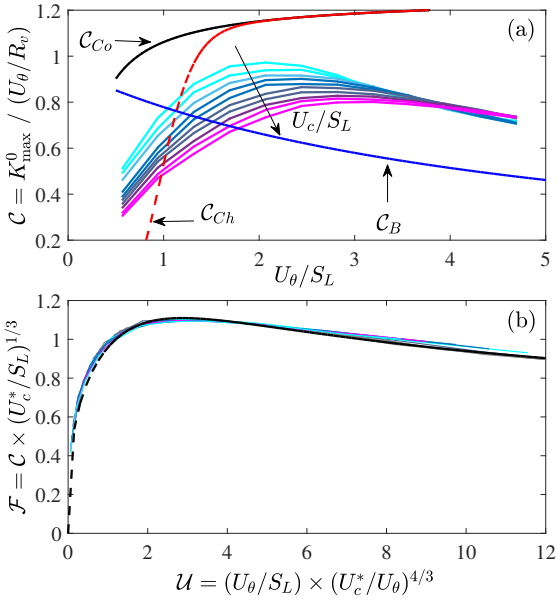


FIGURE 3.17 – (a) Fonction d'efficacité en fonction de U_θ/S_L pour différentes valeurs de U_c/S_L. La flèche indique le sens de croissance des valeurs U_c/S_L. (b) Fonction d'efficacité réajustée en fonction d'un rapport de vitesse réajusté. La ligne en pointillée noire représente le fit en utilisant l'Eq. (3.14).

et $\mathcal{F}$ est définie dans l'Eq. (3.14). $\mathcal{U}_{max}$ est le rapport de vitesse réajusté pour lequel un changement de pente a été observé et a été trouvé égal à 2.5. La capacité de l'Eq. (3.15) à modéliser l'étirement de la flamme à partir de l'étirement du vortex est soulignée par la Figure 3.18. Les écarts trouvés entre les valeurs mesurées et modélisées de K^0_{max} sont identiques à ceux trouvés sur la Figure 3.16, c.-à-d. aux alentours de 20 %. L'expression de la fonction d'efficacité $\mathcal{C}$ développée en incluant l'effet de la vitesse de rotation U_θ et la vitesse de convection U_c semble être plus adéquate que celle de COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 ou BOUGRINE et al. 2014.

3.3.4 Discussion & Synthèse

Dans cette étude, nous avons étudié l'effet de l'étirement de flamme induit par un vortex toroïdal en mettant l'accent sur la compétition entre l'étirement généré par la rotation de la structure tourbillonnaire et celui lié au temps de résidence. Pour ce faire, nous avons mené des expérimentations ainsi que des simulations numériques en utilisant la G-equation pour une flamme plane en interaction avec un vortex. L'objectif était de déterminer une fonction d'efficacité incluant les différents paramètres du vortex. Les résultats importants obtenus peuvent être résumés comme suit :

(i) En comparant les fonctions d'efficacité $\mathcal{C}$ proposées par COLIN et al. 2000, CHARLETTE et al. 2002 et BOUGRINE et al. 2014, qui ont été obtenues en effectuant des DNS, des tendances opposées ont été trouvées entre celle de BOUGRINE et al. 2014 et les deux autres. En outre, toutes les expressions analytiques proposées ne permettent pas

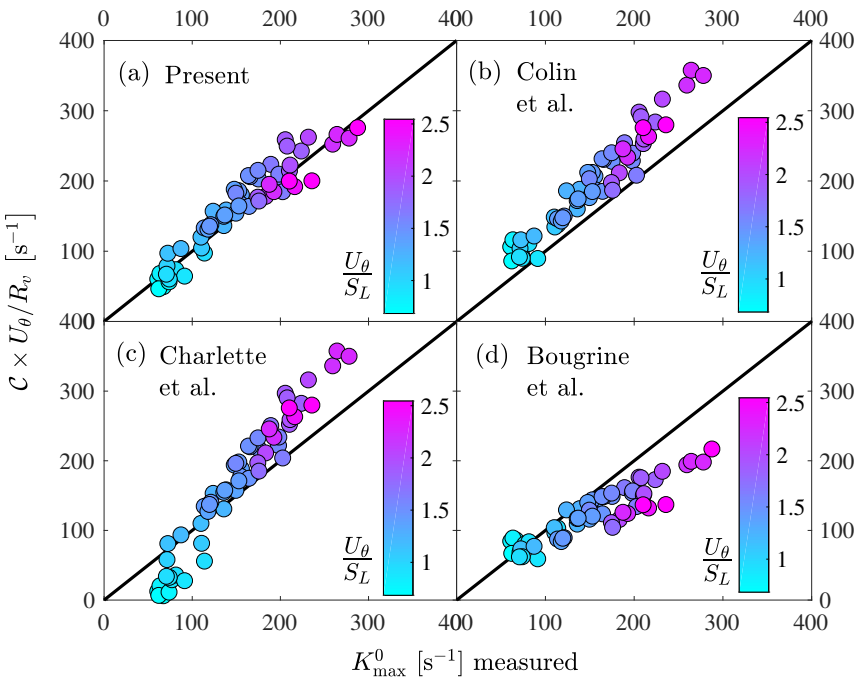


FIGURE 3.18 – Etirement maximal de flamme obtenu par les simulations numériques en fonction de l'étirement maximal de flamme mesuré expérimentalement en utilisant la fonction d'efficacité obtenue dans cette étude (a), les fonctions d'efficacité proposées par COLIN et al. 2000 (b), CHARLETTE et al. 2002 (c) et BOUGRINE et al. 2014 (d). Les symboles sont colorés par U_θ/S_L.

de décrire l'évolution non monotone de $\mathcal{C}$ par rapport à l'intensité du vortex U_θ/S_L obtenue avec nos données expérimentales et numériques.

(ii) Il a été montré en comparant les résultats expérimentaux et numériques que la première partie de l'interaction est contrôlée par une interaction cinématique entre le vortex et la flamme. Les étirements de flamme maximaux déduits à partir des simulations numériques sont en bon accord avec ceux mesurés expérimentalement.

(iii) Les simulations numériques menées ont permis d'évaluer l'effet du temps de résidence au voisinage de la flamme. Une nouvelle fonction d'efficacité a été proposée et un bon accord avec les données expérimentales a été trouvé.

Comme il a été évoqué avant, les effets de l'étirement et de *sweeping* sont représentatifs des phénomènes se déroulant à petite échelle u_r et à grande échelle u' respectivement. Ceci indique que dans une LES, la fonction d'efficacité $\mathcal{C}$ peut être évaluée en utilisant l'échelle de vitesse de sous-maille pour U_θ et la vitesse totale (résolue + sous-maille) pour U_c.

3.3.5 Conclusion

Une étude expérimentale et numérique d'une flamme prémélangée en interaction avec un vortex toroïdal a été réalisée pour quantifier comment un tel vortex peut étirer la flamme. Ce comportement peut être traduit par une fonction de transfert connue sous le nom de fonction d'efficacité, qui est définie comme étant le rapport entre l'étirement de la flamme et celui du vortex. En examinant la littérature, il a été trouvé que les expressions paramétriques déduites à partir de simulations numériques directes (DNS) ont des tendances différentes et proposent une évolution monotone de la fonction d'efficacité lorsque le rapport U_θ/S_L varie, contrairement aux résultats obtenus dans ce travail. De surcroît, notre étude révèle l'importance du temps de résidence du vortex associé à sa vitesse de convection. Ceci a abouti à la formulation d'une nouvelle fonction d'efficacité qui ne se limite pas aux rapports U_θ/S_L et R_v/δ_L mais prend en compte de nouveaux paramètres.

3.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'analyser deux aspects. Le premier concerne l'aspect chimique des flammes sélectionnées dans ce travail de thèse. Ceci a été réalisé dans le but de déterminer les radicaux à étudier pour examiner la réactivité de la flamme dans le Chapitre 5. À partir de l'examen de l'émission globale des flammes, CH* et OH* ont été identifiés comme les deux radicaux à analyser pour étudier la modification de la zone de réaction de la flamme au cours de l'interaction flamme-vortex. Ensuite, nous avons exploré l'aspect géométrique en étudiant la réponse de la flamme prémélangée à une perturbation toroïdale. Ceci a permis la proposition d'une nouvelle fonction d'efficacité incluant de nouveaux paramètres.

Au cours du chapitre suivant, nous allons nous intéresser à la dépendance des aspects cinématiques aux aspects géométriques pour les flammes prémélangées interagissant avec un vortex.

Chapitre 4

Aspects géométriques vs Aspects cinématiques

Sommaire

4.1 Introduction **114**
4.2 Contexte & Objectifs **114**
4.3 Approche analytique **116**
4.3.1 Intégration sur le volume des gaz frais 120
4.3.2 Intégration sur le volume de la zone de réaction 121
4.4 Approche numérique **124**
4.5 Résultats **125**
4.5.1 Validation expérimentale 125
4.5.2 Validation numérique 127
4.5.3 Aspects géométriques 130
4.5.4 Aspects cinématiques 134
4.6 Discussion & Synthèse **141**
4.7 Conclusion **144**

4.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de quantifier la dépendance des propriétés cinématiques (vitesses de déplacement et de consommation) aux aspects géométriques (étirement et courbure) pour des flammes prémélangées en interaction avec un vortex toroïdal bien contrôlé. L'accent est mis également sur l'effet du nombre de Lewis en étudiant deux carburants différents. Dans cette perspective, une approche analytique a été développée pour mesurer expérimentalement la vitesse de consommation qui est basée sur l'intégration de l'équation de transport de la fraction massique du fuel. Les hypothèses mises en place ont été validées numériquement en effectuant une DNS réalisée par C. Lapeyre à l'IMFT. Les différents résultats obtenus sont présentés, suivis d'une discussion et d'une synthèse.

Les résultats de ce chapitre ont été publiés dans *Journal of Fluid Mechanics* (cf. Thiesset et al. 2017a).

4.2 Contexte & Objectifs

Afin de prédire le comportement des flammes turbulentes dans les dispositifs industriels, les simulations numériques de type RANS (Reynolds averaged Navier-Stokes) ou LES (simulations à grande échelle) sont devenues des outils communément utilisés. Rappelons que dans ces simulations, l'écoulement est filtré à une échelle Δ de telle sorte que les structures supérieures à cette échelle sont explicitement résolues et les fluctuations se trouvant en dessous de Δ nécessitent des modèles (cf. section 1.3.2). Différentes stratégies ont été proposées et la description géométrique est la plus utilisée (Veynante et Vervisch 2002). Deux approches ont été proposées : le concept de densité de surface de flamme et la G-équation filtrée. Pour mieux les comprendre, nous décrivons brièvement les équations de transport sur lesquelles elles sont basées :

(i) Le modèle de densité de surface de flamme est caractérisé par l'équation suivante (Candel et Poinsot 1990, Trouvé et Poinsot 1994) :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \langle \boldsymbol{w} \rangle \Sigma = \langle K \rangle \Sigma \tag{4.1}$$

où $\boldsymbol{w}$ est la vitesse absolue de déplacement du front de flamme définie dans la Figure 1.2 et K est l'étirement global de la flamme (cf. section 1.2.4). $\langle \cdot \rangle$ représente une moyenne par unité de surface. Σ est la densité de surface définie comme étant l'aire de la flamme A_f par unité de volume $\mathcal{V}$. En outre, ce modèle décrit le taux de réaction moyenné sur le volume de flamme qui s'écrit (Trouvé et Poinsot 1994) :

$$\overline{\dot{w}_f} = \rho_u \langle S_c \rangle \Sigma \tag{4.2}$$

où ρ_u est la masse volumique des gaz frais et $\langle S_c \rangle$ est la vitesse de consommation moyennée sur la surface de flamme qui va être définie dans l'Eq. (4.16).

(ii) La seconde approche pour étudier les flammes prémélangées turbulentes est de considérer la flamme comme étant une seule iso-surface séparant les gaz frais des gaz brûlés en négligeant totalement la structure interne du front de flamme. Il s'agit de la G-équation filtrée. Les phénomènes se produisant dans la direction normale à la flamme peuvent ne pas être résolus dans la maille de calcul. Dans le contexte de RANS ou LES, Oberlack et al. 2001 et Pitsch 2005 ont obtenu la relation cinématique suivante pour une iso-surface filtrée :

$$\frac{\partial \breve{G}}{\partial t} + \langle \boldsymbol{u} \rangle \cdot \boldsymbol{\nabla} \breve{G} = \langle S_d \rangle A_f |\boldsymbol{\nabla} \breve{G}| \tag{4.3}$$

où $\breve{G}$ correspond à la représentation du *level-set* de l'emplacement du front de flamme filtré et non au champ G instantané filtré. Rappelons que $\boldsymbol{u}$ est la vitesse de l'écoulement et S_d est la vitesse de déplacement associée à la surface définie.

L'Eq. (4.2) est attractive vu qu'elle décompose le taux de réaction moyenné en deux contributions, une au niveau de l'iso-surface de la flamme (cf. Eq. (4.1)) et l'autre dans sa direction normal (cf. Eq. (1.7)), découplant les interactions flamme/turbulence en aspects géométriques (c.-à-d. la création de la surface de flamme via l'étirement de flamme) et cinématiques (c.-à-d. le taux de consommation du carburant). L'Eq. (4.3) souligne également cette interaction entre le champ G représentant les propriétés géométriques et la vitesse de déplacement pour les aspects cinématiques.

Pour évaluer S_c et S_d, l'hypothèse de flammelette, généralement évoquée, suggère que les flammes turbulentes peuvent être considérées comme une collection de couches minces se propageant suivant leurs normales respectives en direction des gaz frais (Peters 1988). Par conséquent, la notion de flammelette laminaire implique que seules les propriétés géométriques de la flamme doivent être explicitement caractérisées. Toutefois, les vitesses de consommation et de déplacement qui apparaissent dans l'Eq. (4.1), (4.2) et (4.3) sont déterminées à partir des simulations des flammes laminaires 1-D avant de simuler l'écoulement réactif turbulent. Quand la flamme est courbée et/ou étirée, la structure interne locale du front de flamme peut être modifiée et par suite elle est différente de celle d'une flamme laminaire plane. Pour cette raison, une modélisation plus précise des phénomènes en jeu nécessite d'approfondir les connaissances sur la structure interne des flammes en commençant par des situations laminaires jusqu'à des configurations turbulentes.

Ce chapitre a pour objectif principal de fournir une analyse détaillée des réponses cinématique et géométrique des flammes ayant des nombres de Lewis différents en étudiant l'interaction d'une flamme prémélangée avec un vortex. Rappelons que cette configuration va permettre d'étudier à la fois l'effet d'étirement et de courbure du front de flamme. L'accent est mis particulièrement sur la dépendance des propriétés cinématiques de flamme (les vitesses de déplacement et de consommation) au taux d'étirement tangentiel et global ainsi que la courbure pour des flammes qui ne sont pas soumises aux instabilités thermo-diffusives et aux instabilités hydrodynamiques. Le but est donc de déterminer si l'effet de l'étirement et de la courbure sur les deux vitesses de la flamme est le même ou non.

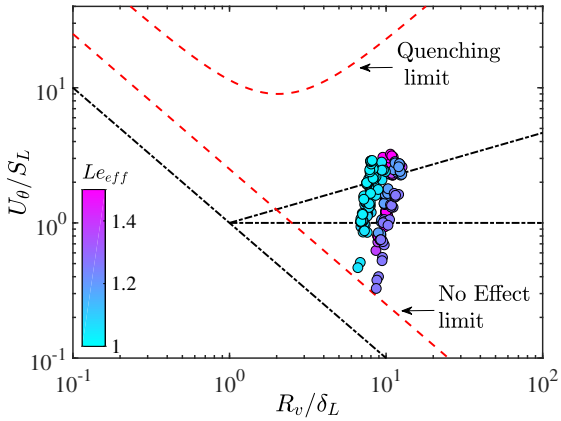


FIGURE 4.1 – Données expérimentales acquises représentées sur le diagramme de combustion. Les différents points sont colorés par le nombre de Lewis effectif représentant les flammes de méthane et de propane pour des richesses allant de 0.8 à 1.2 et des intensités de vortex U_θ/S_L^0 entre 0.4 et 3.2.

La technique de visualisation par tomographie laser couplée à la PIV a été utilisée (cf. Figure 2.4) et une base de données a été acquise pour répondre à notre problématique. La Figure 4.1 illustre l'ensemble des données expérimentales enregistrées en les représentant sur le diagramme de combustion. Comme on peut le voir, le rapport R_v/δ_L^0 varie peu, alors que l'effet de l'intensité de vortex U_θ/S_L^0 est bien marqué. Afin de bien mener une étude comparative, nous avons considéré une flamme propane/air pauvre ayant une richesse de $\phi = 0.9$ et une flamme méthane/air à la stœchiométrie. Le choix de ces deux flammes est pertinent vu qu'elles se caractérisent par une vitesse laminaire similaire. En imposant une intensité de vortex identique, nous pouvons alors isoler l'effet du nombre de Lewis. Pour chaque richesse, trois intensités de vortex ont été étudiées. Rappelons que pour les richesses sélectionnées, la flamme de méthane a un nombre de Lewis effectif proche de l'unité alors que la flamme de propane a un nombre de Lewis supérieur à l'unité ($Le_{eff} \approx 1.5$). La table 5.1 récapitule les conditions expérimentales explorées.

4.3 Approche analytique

Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.3, la vitesse de flamme est un paramètre fondamental en combustion. Mesurer cette quantité expérimentalement n'est pas trivial à faire à cause de l'inaccessibilité directe de l'information. Quand une flamme prémélangée se propage, il faut bien distinguer la vitesse de déplacement de la vitesse de consommation de flamme. La première vitesse, c.-à-d. la vitesse de déplacement S_d, est une quantité mesurable (cf. par exemple SINIBALDI et al. 1998, RENOU et al. 2000, SINIBALDI et al. 2003 et récemment KERL et al. 2013). Toutefois, elle dépend fortement de l'iso-contour où elle a été mesurée et une attention particulière doit être portée à ce point (cf. section 1.2.6). La seconde vitesse, c.-à-d. la vitesse de consommation S_c, est liée au taux de réaction du carburant (cf. Eq. (1.7)). Son évaluation est beaucoup plus difficile vu que le taux de réaction est expérimentalement com-

TABLE 4.1 – Conditions expérimentales sélectionnées. R_v et U_θ représentent la distance entre les deux centres des structures tourbillonnaires et leur vitesse tangentielle. δ_L^0 est l'épaisseur de flamme et S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire obtenues en utilisant le mécanisme cinétique GRI-Mech 3.0 pour les flammes de méthane et ARAMCO-Mech 1.3 pour celles de propane. Le_{eff} est le nombre de Lewis effectif.

Cas	Carburant	ϕ	R_v/δ_L^0	U_θ/S_L^0	Le_{eff}
			7.2	0.8	
M10	CH_4	1.0	7.9	1.2	1.05
			8.6	2.8	
			9.0	0.8	
P09	C_3H_8	0.9	9.8	1.2	1.5
			11.0	2.8	

plexe à mesurer. Des tentatives ont été réalisées pour relier le taux de dégagement de chaleur à un émetteur de chimiluminescence, citons par exemple les radicaux CH*, OH* et CO_2^*. Cependant, les divergences entre les mesures expérimentales et numériques existent toujours et un travail complémentaire doit être mené pour pouvoir corréler les deux quantités. Fournir une estimation fiable de la vitesse de consommation à partir des expériences reste particulièrement difficile. Pour cela, une reformulation de l'expression de la vitesse de consommation est nécessaire. Une nouvelle approche a été donc développée en s'inspirant des travaux réalisés par CHUNG et LAW 1988, BRADLEY et al. 1996, POINSOT et VEYNANTE 2011 et LEFEBVRE et al. 2016 pour les flammes sphériques et SHEPHERD et KOSTIUK 1994 pour les flammes turbulentes.

Pour pouvoir extraire proprement les vitesses S_c et S_d, nous avons commencé par intégrer l'équation de transport de la fraction massique du carburant Y_f sur un volume de contrôle $\mathcal{V}$, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho Y_f}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}_f)\, \rho Y_f = \dot{w}_f \tag{4.4}$$

où ρ est la masse volumique. $\boldsymbol{u}$ et $\boldsymbol{v}_f$ correspondent à la vitesse du fluide et la vitesse de diffusion du carburant respectivement. $\dot{w}_f$ est le taux de réaction du carburant.

Afin d'éviter l'utilisation de la fraction massique de l'espèce réactive minoritaire, c.-à-d. la fraction massique du carburant pour les mélanges pauvres et la fraction massique de l'oxydant pour les mélanges riches, nous avons introduit une fraction massique réduite de carburant définie par :

$$Y_f^* = \frac{Y_f - Y_{f,b}}{Y_{f,u} - Y_{f,b}} \tag{4.5}$$

tel que $Y_{f,u}$ et $Y_{f,b}$ représentent les fractions massiques du carburant du côté gaz frais et gaz brûlés respectivement. Notons que $Y_{f,u}^* = 1$ et $Y_{f,b}^* = 1$. En substituant l'Eq. (4.5) dans l'Eq.

(4.4), on obtient :

$$\frac{\partial \rho Y_f^*}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}_f)\, \rho Y_f^* = \dot{w}_f^* \tag{4.6}$$

où $\dot{w}_f^* = \dot{w}_f/(Y_{f,u} - Y_{f,b})$ est le taux de réaction réduit du carburant.

L'intégration de l'Eq. (4.6) sur un volume matériel $\mathcal{V}(t)$ comprenant la flamme s'écrit :

$$\underbrace{\iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \frac{\partial \rho Y_f^*}{\partial t}\, \mathrm{d}^3V}_{\text{NS}} + \underbrace{\iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \left[\boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}_f)\, \rho Y_f^*\right] \mathrm{d}^3V}_{\text{CD}} = \underbrace{\iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \dot{w}_f^*\, \mathrm{d}^3V}_{\text{RR}} \tag{4.7}$$

Les termes NS, CD et RR peuvent être simplifiés comme suit :

— En utilisant le théorème de transport de Leibniz–Reynolds, le terme non-stationnaire (NS) s'écrit :

$$\text{NS} = \iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \frac{\partial \rho Y_f^*}{\partial t}\, \mathrm{d}^3V = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \rho Y_f^*\, \mathrm{d}^3V - \oiint\limits_{\partial\mathcal{V}(t)} \rho Y_f^*\, (\boldsymbol{w} \cdot \boldsymbol{n})\, \mathrm{d}^2A \tag{4.8}$$

où $\boldsymbol{w}$ est la vitesse absolue de déplacement de la limite du volume $\partial\mathcal{V}(t)$ et $\boldsymbol{n}$ est le vecteur unitaire normal à $\partial\mathcal{V}(t)$ et orienté vers l'extérieur de $\partial\mathcal{V}(t)$.

— En utilisant le théorème de Green–Ostogradsky, le terme convecto-diffusif (CD) se réduit à :

$$\text{CD} = \iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \left[\boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}_f)\, \rho Y_f^*\right] \mathrm{d}^3V = \oiint\limits_{\partial\mathcal{V}(t)} \left[\rho Y_f^*\, (\boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}_f) \cdot \boldsymbol{n}\right] \mathrm{d}^2A \tag{4.9}$$

— Le taux de réaction (RR) est exprimé en fonction des coordonnées curvilignes de la flamme, notés par η, τ et β correspondant au vecteur normal, tangent et binormal respectivement (i.e. le repère de Darboux). L'élément de volume s'écrit donc :

$$\mathrm{d}^3V = \mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z = \left|\frac{\partial\,(x, y, z)}{\partial\,(\eta, \tau, \beta)}\right| \mathrm{d}\eta\mathrm{d}\tau\mathrm{d}\beta = |\boldsymbol{J}|\, \mathrm{d}\eta\mathrm{d}\tau\mathrm{d}\beta \tag{4.10}$$

où $|\boldsymbol{J}|$ est le Jacobien de la transformation $x = x(\eta, \tau, \beta)$, $y = y(\eta, \tau, \beta)$ et $z = z(\eta, \tau, \beta)$. Puisque le système de coordonnées curvilignes de la flamme est orthogonal, l'élément de volume peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathrm{d}^3V = |\boldsymbol{J}|\, \mathrm{d}\eta\mathrm{d}\tau\mathrm{d}\beta = h_\eta h_\tau h_\beta \mathrm{d}\eta\mathrm{d}\tau\mathrm{d}\beta \tag{4.11}$$

h_η, h_τ, h_β représentent les coefficients de Lamé (ou les facteurs d'échelle Lamé 1859).

Ils sont définis comme suit :

$$h_k = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial k}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial k}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial k}\right)^2} \tag{4.12}$$

avec $k = \eta, \tau, \beta$. Notons que le système de coordonnées curvilignes de la flamme est local, c.-à-d. la direction et l'amplitude de $\boldsymbol{\eta}$, $\boldsymbol{\tau}$ et $\boldsymbol{\beta}$ dépendent de la position sur la surface de flamme. Ceci implique que le Jacobien ainsi que les coefficients de Lamé dépendent également de la position. Vu que les flammes étudiées dans ce chapitre sont très minces, on peut assumer que le Jacobien est égal à l'unité. Le terme (RR) peut alors être écrit par :

$$\mathrm{RR} = \iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \dot{w}_f^* \,\mathrm{d}^3V = \iint\limits_{A_f(t)} \left[\int_{\eta(Y_f^*=0)}^{\eta(Y_f^*=1)} \dot{w}_f^* \,\mathrm{d}\eta\right] \mathrm{d}^2A_f \tag{4.13}$$

où $\mathrm{d}^2A_f = \mathrm{d}\tau\mathrm{d}\beta$ est l'élément de surface de flamme. Rappelons que la vitesse de consommation S_c est reliée au taux de réaction (cf. Eq. (1.7)) et s'écrit dans notre cas comme suit :

$$S_c = -\frac{1}{\rho_u}\int_{\eta=-\infty}^{\eta=+\infty} \dot{w}_f^* \,\mathrm{d}\eta \tag{4.14}$$

Substituant l'Eq. (4.14) dans l'Eq. (4.13), on obtient :

$$RR = \iint\limits_{A_f(t)} \left[\int_{\eta(Y_f^*=0)}^{\eta(Y_f^*=1)} \dot{w}_f^* \,\mathrm{d}\eta\right] \mathrm{d}^2A_f = -\rho_u \iint\limits_{A_f(t)} S_c \,\mathrm{d}^2A_f \tag{4.15}$$

D'autre part, la vitesse de consommation moyennée sur la surface de flamme $\langle S_c \rangle$ s'écrit :

$$\langle S_c \rangle = \frac{\iint_{A_f(t)} S_c \,\mathrm{d}^2A_f}{\iint_{A_f(t)} \mathrm{d}^2A_f} = \frac{1}{A_f}\iint\limits_{A_f(t)} S_c \,\mathrm{d}^2A_f \tag{4.16}$$

Ceci va permettre de simplifier l'Eq. (4.15) et d'obtenir l'expression suivante :

$$RR = \iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \dot{w}_f^* \,\mathrm{d}^3V = -\rho_u \langle S_c \rangle A_f \tag{4.17}$$

L'Eq. (4.7) peut être écrite en remplaçant les termes NS, CD et RR par leurs expressions

respectives obtenues dans l'Eq. (4.8), (4.9) et (4.17) comme suit :

$$\underbrace{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_{\mathcal{V}(t)} \rho Y_f^* \,\mathrm{d}^3V}_{\mathrm{MV}} + \underbrace{\oiint\limits_{\partial\mathcal{V}(t)} \left[\rho Y_f^* \left(\boldsymbol{u}+\boldsymbol{v}_f-\boldsymbol{w}\right)\cdot\boldsymbol{n}\right] \mathrm{d}^2A}_{MF} = -\rho_u \left\langle S_c \right\rangle A_f \tag{4.18}$$

L'Eq. (4.18) est donc l'expression générale de la vitesse de consommation de flamme qui n'est que l'intégrale du taux de réaction. Elle est décomposée en deux termes : (i) MV correspond à la variation de masse dans le volume $\mathcal{V}(t)$ et (ii) MF au flux de masse contenu dans la limite $\partial\mathcal{V}(t)$. En analysant cette équation, on s'aperçoit que la mesure expérimentale des termes de cette équation n'est pas toujours réalisable. Une simplification s'avère alors nécessaire. Pour ce faire, le volume de contrôle $\mathcal{V}$ sur lequel l'Eq. (4.6) a été intégrée a été décomposé en deux sous-volumes comme le montre la Figure 4.2 :

— Le volume du côté gaz frais $\mathcal{V}_u$, limité par les frontières $\partial\mathcal{V}_u$ et $\partial\mathcal{V}_{u,b}$. Dans ce volume, on a :
  - $\rho = \rho_u$ et $Y_f^* = 1$,
  - $\boldsymbol{w}\cdot\boldsymbol{n} = 0$ vu que la limite $\partial\mathcal{V}_u$ est statique,
  - $\boldsymbol{v}_f\cdot\boldsymbol{n} = 0$ au niveau des limites $\partial\mathcal{V}_u$ et $\partial\mathcal{V}_{u,b}$ (i.e. le gradient de Y_f^* est nul à ces limites),
  - $\dot{w}_f^* = 0$.

— Le volume de la zone de réaction $\mathcal{V}_b$, limité par $\partial\mathcal{V}_b$, $\partial\mathcal{V}_{u,b}$ et $\partial\mathcal{V}_f$. On a :
  - $\rho = \rho_u$ et $Y_f^* = 1$ à la limite $\partial\mathcal{V}_{u,b}$,
  - $\rho \approx \rho_b$ et $Y_f^* = 0$ à la limite $\partial\mathcal{V}_b$,
  - $\oiint_{\partial\mathcal{V}_b}[\rho Y_f^*(\boldsymbol{u}+\boldsymbol{v}_f-\boldsymbol{w})\cdot\boldsymbol{n}]\,\mathrm{d}^2A_f = 0$ car $Y_f^* = 0$ à $\partial\mathcal{V}_b$.

Il faut alors intégrer l'Eq. (4.18) sur les volumes $\mathcal{V}_u$ et $\mathcal{V}_b$.

4.3.1 Intégration sur le volume des gaz frais

Dans le volume $\mathcal{V}_u$, l'Eq. (4.18) s'écrit :

$$\begin{aligned}
\mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_u} + \mathrm{MF}|_{\mathcal{V}_u} &= \rho_u \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\limits_{\mathcal{V}_u(t)} \mathrm{d}^3V + \rho_u \oiint\limits_{\partial\mathcal{V}_u(t)} \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A + \rho_u \oiint\limits_{\partial\mathcal{V}_{u,b}(t)} \underbrace{(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{w})\cdot\boldsymbol{n}}_{\boldsymbol{S}_d}\,\mathrm{d}^2A_f \\
&= \rho_u \frac{\mathrm{d}\mathcal{V}_u}{\mathrm{d}t} + \rho_u \oiint\limits_{\partial\mathcal{V}_u(t)} \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A + \rho_u \left\langle S_d^u \right\rangle A_f = 0
\end{aligned} \tag{4.19}$$

L'intégration sur le volume $\mathcal{V}_u$ a permis l'obtention d'une expression définissant la vitesse de déplacement moyennée sur la surface de flamme $\langle S_d^u \rangle = \langle (\boldsymbol{u}-\boldsymbol{w})\cdot\boldsymbol{n} \rangle$. Notons que dans ce

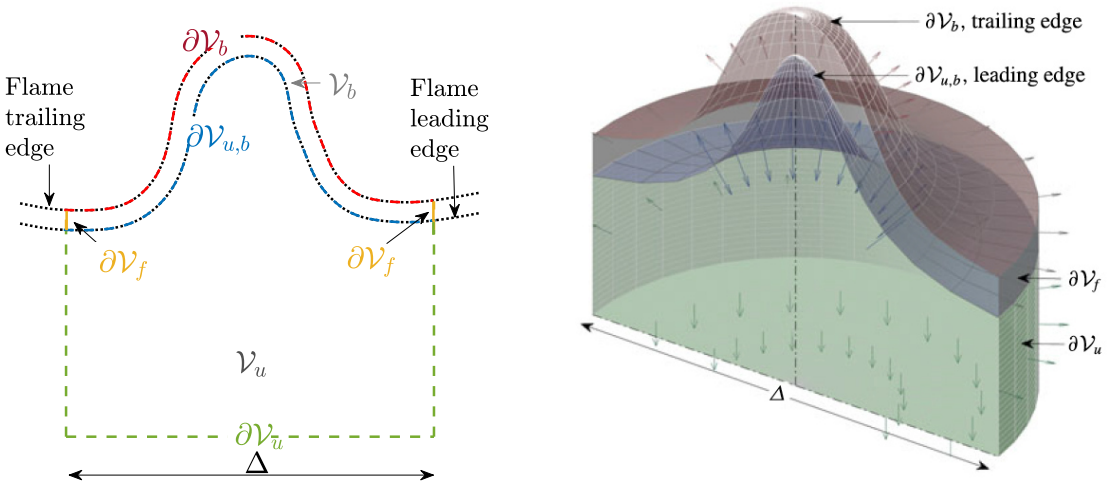


FIGURE 4.2 – Schéma du volume de diamètre Δ sur lequel l'Eq. (4.6) est intégrée. Le volume $\mathcal{V}$ est divisé en deux parties, i.e. $\mathcal{V} = \mathcal{V}_u + \mathcal{V}_b$ avec les limites $\partial\mathcal{V} = \partial\mathcal{V}_u + \partial\mathcal{V}_b + \partial\mathcal{V}_f$. Les deux volumes partagent une frontière commune $\partial\mathcal{V}_{u,b}$. (a) 2D et (b) 3D : les vecteurs $\boldsymbol{n}$ normaux aux différentes frontières sont indiqués par des flèches.

cas, $\boldsymbol{n}$ est dirigé vers les gaz brûlés.

$$\langle S_d^u \rangle = \underbrace{-\frac{1}{A_f}\frac{\mathrm{d}\mathcal{V}_u}{\mathrm{d}t}}_{\mathcal{U}_{MV|\mathcal{V}_u}} \underbrace{-\frac{1}{A_f}\oiint_{\partial\mathcal{V}_u} \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A}_{\mathcal{U}_{MF|\mathcal{V}_u}} \tag{4.20}$$

Notons bien que nous avons gardé l'exposant u de S_d^u pour montrer que cette dernière correspond bien à la vitesse de déplacement de flamme au niveau de la limite $\partial\mathcal{V}_{u,b}$. A_f représente la surface de la frontière $\partial\mathcal{V}_{u,b}$. Les termes $\mathcal{U}_{MV|\mathcal{V}_u}$ et $\mathcal{U}_{MF|\mathcal{V}_u}$ ont été introduits pour des raisons illustratives uniquement et seront tracés ultérieurement sur la Figure 4.10.

4.3.2 Intégration sur le volume de la zone de réaction

Commençons par intégrer le terme MV sur le volume $\mathcal{V}_b$. Vu que Y_f^* et ρ ne peuvent pas être mesurés expérimentalement, l'intégration de ce terme s'avère impossible. Pour remédier à ce problème, deux solutions ont été proposées :

— la première consiste à considérer la flamme comme étant infiniment fine de telle sorte que la dérivation de l'intégrale sur $\mathcal{V}_b$ en fonction du temps est négligeable comparée à celle sur $\mathcal{V}_u$ (i.e. $\mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_b} \ll \mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_u}$). Par conséquent :

$$\mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_b} = 0 \tag{4.21}$$

— la seconde consiste à exprimer le volume apparaissant dans l'intégrale du terme $\mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_b}$ dans le système de coordonnées curvilignes de la flamme en considérant $|\boldsymbol{J}| = 1$. Deux

options sont possibles.

$$\iiint_{\mathcal{V}_b(t)} \rho Y_f^* \, \mathrm{d}^3 V = \iint_{A_f} \underbrace{\left[\int_{\eta(Y_f^*=0)}^{\eta(Y_f^*=1)} \rho Y_f^* \mathrm{d}\eta \right]}_{\rho_u \mathcal{F}} \mathrm{d}^2 A_f \tag{4.22}$$

- Poinsot et Veynante 2005 ont proposé de prendre la moyenne de chaque variable se trouvant dans l'intégrale :

$$\mathcal{F} = \frac{1}{\rho_u} \left(\frac{\rho_u + \rho_b}{2} \right) \left(\frac{Y_{f,u}^* + Y_{f,b}^*}{2} \right) \delta_L = \left(1 + \frac{\rho_b}{\rho_u} \right) \frac{\delta_L}{4} \tag{4.23}$$

  où δ_L est définie ici comme étant l'épaisseur de flamme correspondant à la différence entre $\eta(Y_f^* = 0.99) - \eta(Y_f^* = 0.01)$.
- Poinsot et Veynante 2011 ont proposé une autre formule de $\mathcal{F}$ en prenant la moyenne de ρY_f^* :

$$\mathcal{F} = \frac{1}{\rho_u} \left(\frac{\rho_u Y_{f,u}^* + \rho_b Y_{f,b}^*}{2} \right) \delta_L = \frac{\delta_L}{2} \tag{4.24}$$

Dans ces deux cas, on obtient l'expression suivante :

$$\mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_b} = \rho_u \frac{\mathrm{d} \langle \mathcal{F} \rangle A_f}{\mathrm{d}} \tag{4.25}$$

Vu que nous ne disposons pas d'un modèle pour $\langle \mathcal{F} \rangle$, nous allons considérer que $\langle \mathcal{F} \rangle = \mathcal{F} = cst$. Ce paramètre est lié à l'épaississement/amincissement du front de flamme. Notons que la validité de cette hypothèse va être démontrée numériquement en étudiant l'interaction d'une flamme plane avec un vortex toroïdal via une DNS dans la section 4.5.2. On obtient alors :

$$\mathrm{MV}|_{\mathcal{V}_b} = \rho_u \mathcal{F} \frac{\mathrm{d} A_f}{\mathrm{d}t} \tag{4.26}$$

Pour récapituler, nous avons le choix entre trois possibilités pour évaluer $\mathcal{F}$: (i) $\mathcal{F} = 0$ signifiant que l'épaisseur de flamme est négligeable (la masse contenue dans le front de flamme n'est pas considérée), (ii) $\mathcal{F} = (1 + \rho_b/\rho_u)\delta_L/4$ et (iii) $\mathcal{F} = \delta_L/2$. L'Eq. (4.23) contient la variable ρ_b qui ne peut pas être mesurée expérimentalement. Généralement, ρ_b est estimée à partir des calculs à l'équilibre qui sont basés sur plusieurs hypothèses pas toujours valables, citons par exemple l'adiabaticité de la flamme. Dans notre cas, les flammes étudiées ne sont pas adiabatiques, l'Eq. (4.24) se révèle être la plus adaptée aux cas étudiés. Nous allons donc comparer les cas $\mathcal{F} = 0$ et $\mathcal{F} = \delta_L/2$ qui ne font pas intervenir ρ_b dans la section 4.5.2. Il faut souligner que l'évaluation de $\mathcal{F}$ de cette manière implique implicitement qu'aucune modification de la structure interne de front de flamme n'a eu lieu. Cette hypothèse est donc valable uniquement dans le régime de flammelettes où la structure de flamme n'est pas modifiée.

Intégrons maintenant le terme MF sur le volume $\mathcal{V}_b$. On obtient l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
\mathrm{MF}|_{\mathcal{V}_b} &= \oiint_{\partial\mathcal{V}_{u,b}(t)+\partial\mathcal{V}_f(t)} \left[\rho Y_F^* \left(\boldsymbol{u}+\boldsymbol{v}_f-\boldsymbol{w}\right)\cdot\boldsymbol{n}\right] \mathrm{d}^2A \\
&= \rho_u \oiint_{\partial\mathcal{V}_{u,b}(t)} \underbrace{\left(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{w}\right)\cdot\boldsymbol{n}}_{-S_d^u} \mathrm{d}^2A + \oiint_{\partial\mathcal{V}_f(t)} \left[\rho Y_F^* \left(\boldsymbol{u}+\boldsymbol{v}_f-\boldsymbol{w}\right)\cdot\boldsymbol{n}\right] \mathrm{d}^2A \\
&= -\rho_u \left\langle S_d^u \right\rangle A_f + \oiint_{\partial\mathcal{V}_f(t)} \left[\rho Y_F^* \left(\boldsymbol{u}+\boldsymbol{v}_f-\boldsymbol{w}\right)\cdot\boldsymbol{n}\right] \mathrm{d}^2A
\end{aligned} \tag{4.27}$$

Le deuxième terme à droite de l'Eq. (4.27) peut être simplifié. La vitesse de diffusion $\boldsymbol{v}_f\cdot\boldsymbol{n}$ a été négligée à la frontière $\mathcal{V}_f$ en considérant que le gradient d'espèces est orienté suivant la normale à la flamme. De plus $\boldsymbol{w}\cdot\boldsymbol{n}=0$ à $\partial\mathcal{V}_f$. En prenant la valeur moyenne de ρY_f^* entre les gaz frais et les gaz brûlés, on obtient :

$$\oiint_{\partial\mathcal{V}_f(t)} \rho Y_f^* \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A = \frac{\rho_u Y_{f,u}^* v_{r,u} + \rho_b Y_{f,b}^* v_{r,b}}{2}\pi\Delta\delta_L \tag{4.28}$$

où $v_{r,u}$ et $v_{r,b}$ est la vitesse tangentielle du fluide dans le référentiel absolu à la limite $\partial\mathcal{V}_f$ du côté gaz frais et gaz brûlés respectivement. La surface A_f vaut $\pi\Delta\delta_L$ avec Δ le diamètre du volume de contrôle. Rappelons que $Y_{f,u}^*=1$, $Y_{f,b}^*=0$ et $\mathcal{F}=\delta_L/2$. L'Eq. (4.28) se simplifie et on obtient :

$$\oiint_{\partial\mathcal{V}_f(t)} \rho Y_f^* \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A = \rho_u \mathcal{F} v_{r,u}\pi\Delta \tag{4.29}$$

Substituant l'Eq. (4.29) dans l'Eq. (4.27), on obtient :

$$\mathrm{MF}|_{\mathcal{V}_b} = -\rho_u \left\langle S_d^u \right\rangle A_f + \rho_u \mathcal{F} v_{r,u}\pi\Delta \tag{4.30}$$

En utilisant les Eq. (4.26), (4.30) et (4.17), l'intégration de l'Eq. (4.7) sur $\mathcal{V}_b$ mène à l'expression suivante :

$$\left\langle S_c \right\rangle = \left\langle S_d^u \right\rangle - \mathcal{F}\left(\frac{1}{A_f}\frac{\mathrm{d}A_f}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{A_f}\pi v_{r,u}\Delta\right) \tag{4.31}$$

En remplaçant $\langle S_d^u\rangle$ par son expression, i.e. l'Eq. (4.20), l'Eq. (4.31) devient :

$$\left\langle S_c \right\rangle = \underbrace{-\frac{1}{A_f}\left(\frac{\mathrm{d}\mathcal{V}_u}{\mathrm{d}t} + \mathcal{F}\frac{\mathrm{d}A_f}{\mathrm{d}t}\right)}_{\mathcal{U}_{MV}} \underbrace{-\frac{1}{A_f}\left(\oiint_{\partial\mathcal{V}_u} \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A + \mathcal{F}\pi v_{r,u}\Delta\right)}_{\mathcal{U}_{MF}} \tag{4.32}$$

Le terme $\mathcal{U}_{MV}$ dans l'Eq. (4.32) représente le processus d'accumulation de masse tandis que le terme $\mathcal{U}_{MF}$ représente le flux de masse net circulant dans le système. Notons que la vitesse

de consommation évaluée en considérant une flamme infiniment mince ($\mathcal{F} = 0$) est égale à la vitesse de déplacement $\langle S_d^u \rangle$. Ci-après, nous noterons $\left\langle S_c^0 \right\rangle = \langle S_d^u \rangle$ la vitesse de consommation déduite avec $\mathcal{F} = 0$ et $\left\langle S_c^1 \right\rangle$ la vitesse calculée avec $\mathcal{F} = \delta/2$. Autrement dit, les exposants 0 et 1 qui apparaissent correspondent à $\mathcal{F} = 0$ et $\mathcal{F} = \delta/2$ respectivement. Il est important de souligner que l'Eq. (4.31) met en évidence une relation explicite entre la vitesse de déplacement (mesurée du côté des gaz frais) et la vitesse de consommation et montre que les différences entre $\langle S_c \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$ sont liées à la masse contenue dans la flamme et au taux d'étirement total $K = 1/A_f \mathrm{d}A_f/\mathrm{d}t$. Une autre divergence entre le comportement de $\langle S_c \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$ repose sur le flux de masse tangentiel sortant de la flamme, c.-à-d. à travers l'apparition de la vitesse tangentielle $v_{r,u}$.

4.4 Approche numérique

Pour pouvoir valider l'expression analytique développée dans la section précédente, des simulations numériques directes de l'interaction d'une flamme et un vortex toroïdal ont été menées à l'IMFT par C. Lapeyre (encadré par L. Selle et T. Poinsot) dans le cadre du projet ANR IDYLLE (ANR-13-ASTR-0013). Nous introduisons brièvement ces calculs dans cette partie. Ils ont utilisé le code AVBP développé au CERFACS et à l'IFP-Energies nouvelles (Schönfeld et Michael 1999, Moureau et al. 2005). AVPB est un code destiné aux simulations DNS ou LES d'écoulements compressibles pour des géométries 3-D. Il permet de résoudre les équations de Navier-Stokes en utilisant des maillages non structurés et hybrides. L'approche cellules et sommets (cell-vertex, CV) a été utilisée du fait de sa précision et de sa robustesse aux distorsions de maillage. La discrétisation est faite principalement avec la méthode des éléments finis en utilisant un schéma à deux étapes de Taylor-Galerkin d'ordre 3 (TTGC) pour sa haute précision au niveau de la propagation des tourbillons (Colin et Rudgyard 2000). Les conditions aux limites ont été implémentées avec les conditions aux limites caractéristiques de Navier-Stokes (Poinsot et Lele 1992). Comme réalisé par Poinsot et al. 1991b et Bougrine et al. 2014, seulement la moitié du domaine est simulée, profitant ainsi de la condition de symétrie (cf. Figure 4.3). Le schéma cinétique réduit à 15 étapes de Lu et Law 2008 comprenant 19 espèces a été utilisé. Un modèle de transport moyenné sur le mélange (mixture-averaged transport model) a été employé pour la diffusion des espèces. Le champ de vitesse est initialisé avec un vortex de type Taylor (Wu et al. 2007) :

$$U(R) = U_\theta \frac{R^2}{R_c^2} \exp\left(-\frac{R^2}{2R_c^2}\right) \tag{4.33}$$

où U_θ est la vitesse caractéristique du vortex, R_c est le rayon du vortex et $R = \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}$ est la coordonnée radiale du vortex. x_c et y_c représentent le centre du vortex qui a été initialement positionné à $y_c/L_y = 0.3$ et $x_c/L_x = 0.15$ avant son interaction avec la flamme. Cette dernière se trouve initialement à $x/L_x = 0.3$. Notons que $L_x = 0.0351$ m et $L_y = 0.0167$ m sont les dimensions du domaine de calcul dans les directions longitudinale et transversale respectivement. Le rapport entre la vitesse tangentielle maximale du vortex U_θ et la vitesse laminaire a été imposé égal à 1. Cette valeur est similaire aux cas étudiés expérimentalement.

L'inter-distance entre les centres des vortex ($R_v = 2\,y_c$) est égale à $7\,\delta_{th}$ et le rayon du vortex a été fixé à $R_c = R_v/3$. La taille du domaine est de 1340×638 dans les directions longitudinale et transversale respectivement.

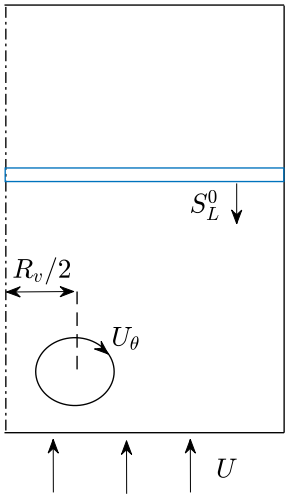


FIGURE 4.3 – Configuration 2D de la moitié du domaine étudié pour l'interaction d'une flamme ayant une vitesse laminaire S_L^0 avec un vortex toroïdal caractérisé par sa vitesse de rotation U_θ et une inter-distance entre les deux centres des vortex R_v. Le trait en pointillé représente l'axe de symétrie et U est la vitesse de l'écoulement.

4.5 Résultats

Après avoir présenté la problématique et proposé des expressions analytiques pour mesurer expérimentalement les vitesses de consommation et de déplacement moyennées sur la surface de flamme A_f, c.-à-d. $\langle S_c \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$, nous allons tout d'abord tester l'Eq. (4.32) à l'état stationnaire afin de voir jusqu'à quel point les vitesses mesurées diffèrent des vitesses trouvées dans la littérature. Ensuite, une validation des hypothèses utilisées sera essentielle en utilisant la DNS réalisée. Au final, l'évaluation des paramètres géométriques et cinématiques va être réalisée durant l'interaction des flammes sélectionnées avec les différents vortex.

4.5.1 Validation expérimentale

L'Eq. (4.32) se simplifie quand la flamme est stationnaire. Les dérivées par rapport au temps sont nulles et la vitesse de consommation à l'état stationnaire, notée $\langle S_c \rangle_{t_0}$, s'écrit :

$$\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0} = -\frac{1}{A_f} \left(\oiint_{\partial \mathcal{V}_u} \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \, \mathrm{d}^2 A + \mathcal{F} v_{r,u} \pi \Delta \right) \tag{4.34}$$

La surface de flamme A_f est déduite des mesures expérimentales et elle correspond à une isotherme proche des gaz frais. Rappelons que la flamme étudiée a la forme d'un disque. La surface de flamme vaut donc $A_f = \pi\Delta^2/4$. En outre, la vitesse tangentielle évolue linéairement avec la taille du domaine Δ et s'écrit :

$$v_{r,u} = K_r \frac{\Delta}{2} \tag{4.35}$$

où K_r est l'étirement tangentiel. Substituant l'Eq. (4.35) dans l'Eq. (4.34) et en remplaçant A_f par son expression, on obtient :

$$\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0} = -\frac{1}{A_f} \oiint_{\partial \mathcal{V}_u} \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \, \mathrm{d}^2 A - 2\mathcal{F} K_r \tag{4.36}$$

En utilisant l'Eq. (4.31), la vitesse de consommation à l'état stationnaire peut être également écrite sous la forme suivante en utilisant l'égalité $\left\langle S_c^0 \right\rangle = \left\langle S_d^u \right\rangle$:

$$\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0} = \left\langle S_c^0 \right\rangle_{t_0} - 2\mathcal{F} K_r \tag{4.37}$$

Ceci confirme qu'en prenant $\mathcal{F} = 0$, l'erreur faite sur $\langle S_c \rangle$ est proportionnelle à l'épaisseur de flamme δ_L et à l'étirement tangentiel K_r. Si on considère une dépendance linéaire de $\langle S_c \rangle$ à K_r à travers la longueur de Markstein $\mathcal{L}$, on peut montrer que :

$$\mathcal{L}^1 = \mathcal{L}^0 - 2\mathcal{F} \tag{4.38}$$

Montrons brièvement l'Eq. (4.38). On a :

$$\left\langle S_c^1 \right\rangle = \left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0} - \mathcal{L}^1 K_r \qquad \text{à} \qquad \mathcal{F} = \frac{\delta_L}{2} \tag{4.39}$$

$$\left\langle S_c^0 \right\rangle = \left\langle S_c^0 \right\rangle_{t_0} - \mathcal{L}^0 K_r \qquad \text{à} \qquad \mathcal{F} = 0 \tag{4.40}$$

En remplaçant $\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0}$ par l'Eq. (4.37), l'Eq. (4.39) s'écrit :

$$\left\langle S_c^1 \right\rangle = \left\langle S_c^0 \right\rangle_{t_0} - 2\mathcal{F} K_r - \mathcal{L}^1 K_r \tag{4.41}$$

En remplaçant l'Eq. (4.40) dans l'Eq. (4.41), on retrouve bien l'Eq. (4.38). Comme il a été souligné par Poinsot 1998, l'erreur faite sur $\mathcal{L}$ en considérant $\mathcal{F} = 0$ est de l'ordre de l'épaisseur de flamme et peut même changer de signe.

La première validation à faire est d'estimer les vitesses $\left\langle S_c^0 \right\rangle_{t_0}$, ayant une épaisseur nulle, et $\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0}$, ayant une épaisseur bien définie pour les mélanges méthane/air et propane/air étudiés. Même si les flammes considérées ici sont étirées initialement, nous avons comparé les valeurs estimées aux vitesses laminaires S_L^0. Ceci nous a paru logique vu que l'étirement tangentiel mesuré est faible, $K_r = 80$ s^{-1}. La Figure 4.4 indique une différence notable entre $\left\langle S_c^0 \right\rangle_{t_0}$ et $\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0}$. On en déduit que la contribution du débit massique à travers la limite $\partial \mathcal{V}_f$ varie entre 7 % et 10 % en fonction du carburant et de la richesse étudiés. En comparant avec la littérature, un très bon accord a été trouvé entre les valeurs $\left\langle S_c^1 \right\rangle_{t_0}$ estimées et celles

trouvées. Notons que des variations d'environ 5 % ont été relevées qui peuvent être attribuées aux incertitudes expérimentales et à l'effet de l'étirement initial.

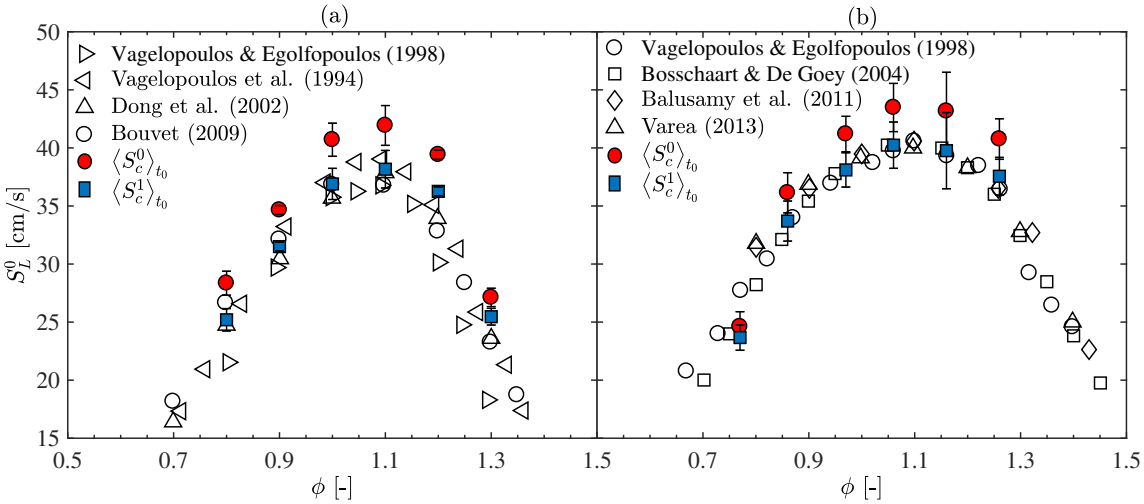


FIGURE 4.4 – Comparaison de la vitesse de consommation évaluée expérimentalement en utilisant l'Eq. (4.34) avec $\mathcal{F} = 0$ (cercle plein) et $\mathcal{F} = \delta_L/2$ (carré plein) pour les mélanges (a) méthane/air et (b) propane/air à différentes richesses ϕ avec les données trouvées dans la littérature. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type calculé à partir de 15 mesures indépendantes. Les données expérimentales ont été prises de VAGELOPOULOS et al. 1994, VAGELOPOULOS et EGOLFOPOULOS 1998, DONG et al. 2002, BOSSCHAART et DE GOEY 2004, BOUVET 2009, BALUSAMY et al. 2011 et VAREA 2013.

Ces premiers résultats montrent que :

(i) la méthode développée est fiable pour mesurer au moins les vitesses de consommation à l'état stationnaire,

(ii) le fait de prendre $\mathcal{F} = 0$ n'est pas adéquat alors qu'avec l'hypothèse $\mathcal{F} = \delta_L/2$ les vitesses sont très proches des données trouvées dans la littérature.

Rappelons que l'objectif est d'étudier la dépendance des paramètres géométriques aux aspects cinématiques pour une flamme interagissant avec un vortex contrarotatif. Une validation de l'hypothèse $\mathcal{F} = \delta_L/2$ est nécessaire pour pouvoir estimer les vitesses de flamme durant l'interaction. Pour ce faire, nous allons tester cette hypothèse en utilisant les simulations numériques directes.

4.5.2 Validation numérique

Avant de passer à la validation numérique, il faut souligner que les simulations numériques directes ont été menées dans le but d'évaluer l'hypothèse qui nous a permis d'obtenir l'Eq. (4.32) et non d'effectuer une comparaison quantitative entre les résultats expérimentaux et numériques. Dans cette perspective, une flamme méthane/air à la stœchiométrie a été sélectionnée. Notons que la flamme expérimentale est axisymétrique tandis que la flamme simulée est plane. Par conséquent, la courbure κ_2 au niveau du plan azimutal est donc égale à zéro

dans la DNS ce qui implique que l'ordre de grandeur de la courbure moyenne est plus petit comparé à celui obtenu expérimentalement. Rappelons que dans la configuration expérimentale, on a $\kappa_1 \approx \kappa_2$. L'objectif est donc de s'assurer que les observations expérimentales et numériques sont quasiment similaires. En d'autres termes, la combustion doit se trouver dans le même régime. Ceci peut être réalisé en étudiant les interactions flamme-vortex en imposant des conditions identiques dans la simulation et les expériences, c.-à-d. les mêmes $U_\theta/\langle S_c \rangle_{t_0}$ et R_v/δ_L. On cherche donc à évaluer l'exactitude de l'Eq. (4.32), indépendamment de la configuration de flamme. Si l'hypothèse utilisée n'est pas valide en deux dimensions, elle ne peut être utilisée. Inversement, sa précision en utilisant une géométrie 2D est une indication de validité pour un cas axisymétrique.

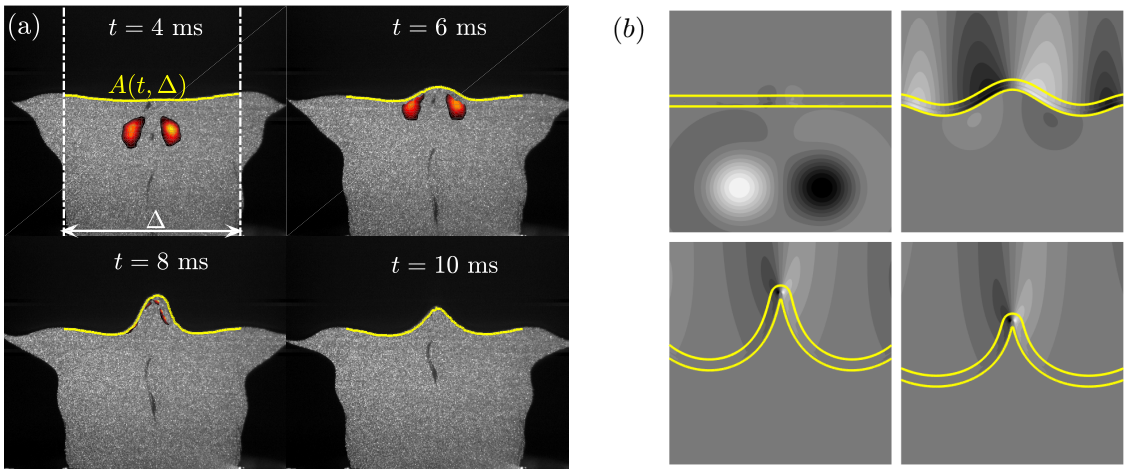


FIGURE 4.5 – Séquence d'interaction d'une flamme méthane à la stœchiométrie : (a) Contours de vorticité et isotherme côté gaz frais superposés sur les images issues de la tomographie laser. (b) Champs de vorticité issus de la DNS avec superposition des iso-contours à $Y_f^* = 0.01$ et $Y_f^* = 0.99$. Notons que le champ DNS a été doublé par symétrie.

La Figure 4.5 illustre l'interaction flamme-vortex observée expérimentalement et numériquement pour des conditions identiques. Dans la première phase, le vortex est convecté vers la flamme. Expérimentalement, la flamme est initialement ($t = 4$ ms) légèrement courbée positivement vers les gaz frais à cause de la présence du tube dans le brûleur. Ensuite, le vortex commence à interagir avec la flamme menant à une croissance de sa surface. Après l'atteinte de sa surface maximale, la flamme retourne à sa position initiale. Nous soulignons que la forme ainsi que le plissement de la flamme semblent être qualitativement similaires dans la DNS et l'expérience menée, ce qui indique que les FVIs se trouvent dans le même régime de combustion.

Afin d'évaluer l'épaisseur de flamme à partir de la simulation numérique effectuée, nous avons considéré deux iso-contours représentant la fraction massique du carburant à $Y_f^* = 0.01$ et $Y_f^* = 0.99$. On remarque d'après la Figure 4.5(b) que l'épaisseur de flamme est quasiment la même durant l'interaction avec le vortex ce qui confirme la validité de l'hypothèse faite pour $\mathcal{F}$. Ceci peut être rigoureusement vérifié en calculant la masse de carburant contenue

dans la flamme et en la comparant avec le modèle proposé, c.-à-d. à :

$$\iiint_{\mathcal{V}_b} \rho Y_f^* \, \mathrm{d}^3V \stackrel{?}{=} \rho_u \langle \mathcal{F} \rangle A_f \tag{4.42}$$

avec $\mathcal{V}_b$ le volume compris entre $Y_f^* = 0.01$ et $Y_f^* = 0.99$. A_f est la surface de flamme définie à l'iso-contour $Y_f^* = 0.01$. En outre, nous devons vérifier si la variable $\mathcal{F}$ reste constante durant l'interaction ou si elle est modifiée à cause de l'épaississement/amincissement de la flamme. Cette dernière hypothèse intervient en simplifiant l'Eq. (4.25) à l'Eq. (4.26). Enfin, le rapport $\mathcal{F}/\delta_L$ doit être déterminé.

La validité de l'Eq. (4.42) est premièrement testée. Pour ce faire, la masse contenue dans la flamme a été déduite du calcul DNS et comparée au modèle de Poinsot et Veynante 2011 en utilisant $\mathcal{F} = \text{cst}$. On observe des différences très marginales entre le modèle et la DNS suggérant que l'hypothèse $\mathcal{F} = \text{cst}$ est appropriée (cf. Figure 4.6(a)). Ceci est encore confirmé en traçant la rapport $\mathcal{F}/\delta_L$ en fonction du temps qui semble être quasiment constant (cf. sous Figure 4.6(a)). Nous pouvons dire que la structure interne de flamme n'est que très faiblement affectée par les effets d'épaississement/amincissement pour l'interaction étudiée. En outre, la valeur moyenne de $\mathcal{F}$ est d'environ $0.44\delta_L$, ce qui reste en bon accord avec la valeur théorique de $0.5\delta_L$.

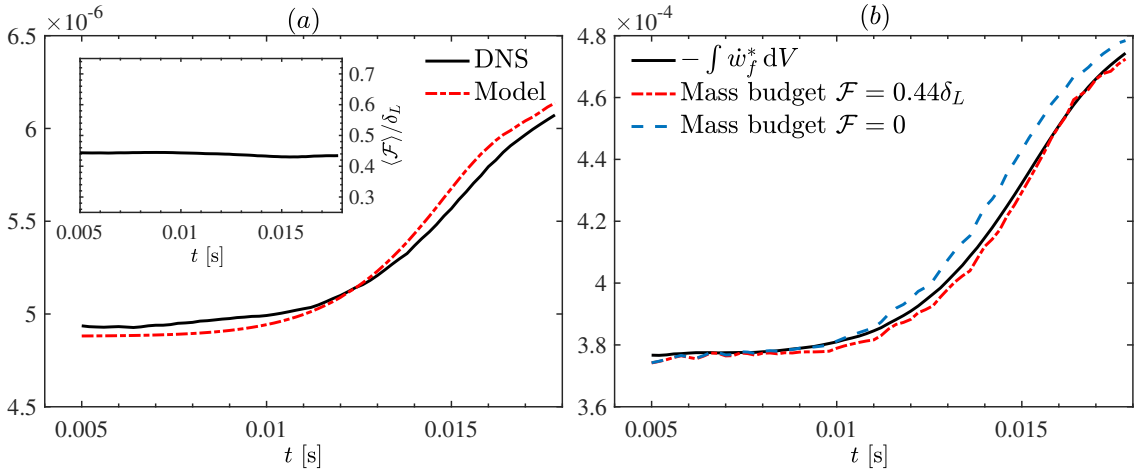


Figure 4.6 – (a) Évolution temporelle de la masse contenue dans la flamme déterminée depuis la DNS effectuée (terme de gauche de l'Eq. (4.42)) et du modèle avec $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$ (terme de droite de l'Eq. (4.42)). La sous-figure se trouvant en haut à gauche représente l'évolution temporelle du rapport $\mathcal{F}/\delta_L$. (b) Le taux de réaction du carburant intégré sur le volume a été calculé à partir de la DNS et comparé au bilan de masse en utilisant $\mathcal{F} = 0$ et $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$. $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.5\delta_L$ a été également testé et la courbe obtenue a été superposée sur $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$ (aucune différence entre les deux cas n'a été relevée).

Nous avons également testé l'Eq. (4.32) et le résultat est représenté dans la Figure 4.6(b). Le taux de réaction de carburant intégré sur le volume a été comparé à celui calculé par $\rho_u \langle S_c \rangle A_f$, avec $\langle S_c \rangle$ calculé à partir de l'Eq. (4.32). Un bon accord a été trouvé ce qui

confirme la validité des hypothèses proposées. D'autre part, nous avons également tracé sur la même figure la même quantité, cette fois-ci en utilisant $\mathcal{F} = 0$. Des différences sont observées. On en conclut qu'une bonne estimation de la masse contenue dans la flamme (i.e. $\mathcal{F} = 0.44\delta_L$) est obligatoire pour estimer précisément la vitesse de consommation de flamme. Notons que nous avons également testé le cas de $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.5\delta_L$ et qu'aucune différence n'a été détectée en comparaison avec $\mathcal{F} = \text{cst} = 0.44\delta_L$. Les courbes sont quasiment superposées.

Après validation de la méthode développée pour déterminer la vitesse de consommation moyennée sur la surface de flamme $\langle S_c \rangle$, nous explorons l'effet de l'intensité de vortex ainsi que celui du nombre de Lewis effectif sur les propriétés géométriques et cinématiques de la flamme. Intéressons-nous tout d'abord aux aspects géométriques de la flamme.

4.5.3 Aspects géométriques

Avant de commencer l'analyse des résultats, il faut bien souligner que, dans ce chapitre, nous ne nous sommes concentrés que sur la première partie de l'interaction avec le vortex. En d'autres termes, la phase de retour de flamme à son état initial n'est pas étudiée et par suite les conclusions tirées de cette étude ne concernent que la partie où la structure interne de flamme n'est pas modifiée. L'étude de l'effet de l'étirement et de la courbure du front de flamme vont faire l'objet de ce paragraphe.

4.5.3.1 Étirement total de la flamme

Comme nous l'avons montré dans le chapitre 3, le taux d'étirement $\langle K \rangle$ est évalué sur un domaine de largeur Δ (cf. Figure 4.5) et s'écrit :

$$\langle K(\Delta, t) \rangle = \frac{1}{A_f(\Delta, t)} \frac{\mathrm{d}A_f(\Delta, t)}{\mathrm{d}t} \tag{4.43}$$

Ici $\langle K \rangle$ doit être interprété comme étant l'étirement dû à l'interaction avec le vortex. En effet, l'étirement n'est pas nul quand la flamme est plate dans son état stationnaire et il est simplement relié à l'étirement tangentiel K_r défini dans l'Eq. (4.35). L'étirement total moyenné sur la surface de flamme $\langle K_{tot} \rangle$ sur un domaine Δ n'est donc que la somme de l'étirement dû à l'interaction avec le vortex $\langle K \rangle$ et de celui dû à la divergence de l'écoulement. $\langle K_{tot} \rangle$ apparaît dans l'Eq. (4.31) et s'écrit :

$$\langle K_{tot} \rangle = \underbrace{\frac{1}{A_f} \frac{\mathrm{d}A_f}{\mathrm{d}t}}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{A_f} v_{r,u} \pi \Delta}_{(2)} \tag{4.44}$$

Vu que les variations du terme dû à la divergence de l'écoulement (c.-à-d. le terme (2) de l'Eq. (4.44)) sont très petites devant $\langle K \rangle$, nous allons présenter les résultats en fonction de $\langle K \rangle$ et non $\langle K_{tot} \rangle$. Rappelons que $\langle K \rangle$ est l'étirement moyenné sur la surface de flamme de l'étirement local $K = K_T + K_C$, où K_T et K_C sont les contributions dues à l'étirement

tangentiel et à la courbure du front de flamme (cf. section 1.2.4).

Concernant la largeur du domaine de contrôle choisie, nous avons utilisé la méthode proposée dans le chapitre 3 pour déterminer la largeur $\Delta = \Delta_i$ pour laquelle $\mathrm{d}A/\mathrm{d}t$ est constante. Dans notre cas, $\Delta_i/R_v = 2.5 \pm 0.05$ quelle que soit l'intensité du vortex. La largeur du domaine a donc été trouvée égale à $\Delta = 13$ mm, ce qui correspond approximativement à Δ_i. cette largeur sera retenue pour le reste de cette étude sauf indication contraire.

L'effet de l'intensité du vortex est tout d'abord étudié. Pour ce faire, trois intensités ont été sélectionnées : $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 0.8$, 1.2 et 2.8. La Figure 4.7 illustre les trois cas investigués pour les flammes propane/air et méthane/air. En augmentant l'intensité du vortex $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0}$, l'amplitude de $\langle K\rangle$ augmente. En outre, on remarque que la réponse de la flamme est quasiment identique, quelque soit le mélange étudié pour une intensité de vortex donnée. Ceci veut dire que l'impact du nombre de Lewis sur la création de la surface est négligeable vu que l'évolution temporelle de $\langle K\rangle$ est très similaire quelque soit le combustible étudié. D'autre part, le rapport $\langle K\rangle_{\max}/(U_\theta/R_v)$ représentant l'efficacité du vortex est égal à 0.73, 0.92 et 1.06 pour les flammes de méthane pour $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 0.8$, 1.2 et 2.8 respectivement. Le même rapport a été déterminé pour les flammes du propane et les valeurs de 0.78, 0.92 et 1.06 ont été trouvées correspondant à $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 0.8$, 1.2 et 2.8 respectivement. Ce résultat est en bon accord avec les données de Bougrine et al. 2014 qui ont souligné de faibles différences du taux d'étirement entre CH_4 et C_3H_8. Ceci indique que lorsque l'on considère des carburants avec $Le \geqslant 1$, aucune correction du nombre de Lewis n'est nécessaire pour les fonctions d'efficacités.

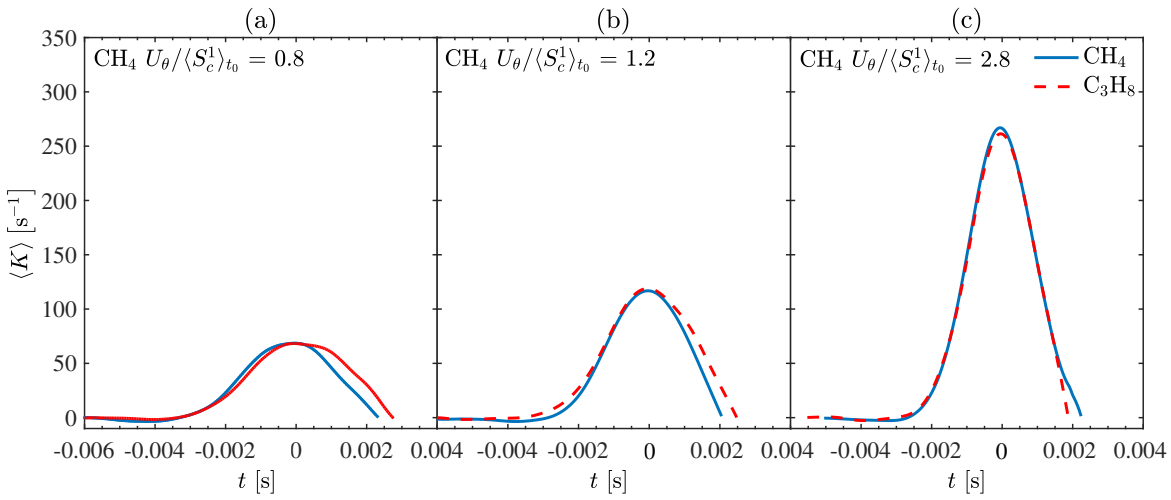


Figure 4.7 – Évolution temporelle du taux d'étirement pour les mélanges méthane/air à la stœchiométrie et propane/air à $\phi = 0.9$ pour trois intensités de vortex à $\Delta = 13$ mm : (a) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 0.8$, (b) $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 1.2$ et $U_\theta/\left\langle S_c^1\right\rangle_{t_0} = 2.8$. Notons que le temps t a été décalé de telle sorte que $t = 0$ correspond à l'instant où $\langle K\rangle$ atteint son maximum.

Vu que la surface et l'étirement de flamme peuvent être calculés à partir d'une équation cinématique, la G-équation par exemple (Moureau et al. 2009, Thiesset et al. 2017b), l'indépendance de $\langle K\rangle$ au nombre de Lewis indique que l'évolution de la vitesse de déplacement

locale S_d durant l'interaction d'une flamme avec un vortex reste similaire quelque soit le nombre de Lewis.

4.5.3.2 Courbure du front de flamme

Afin d'évaluer la contribution de la courbure du front de flamme $\langle K_C \rangle$ au taux d'étirement $\langle K \rangle$, la détermination de la vitesse de déplacement locale S_d^u est obligatoire. Rappelons que $\langle K_C \rangle = \langle 2S_d^u \kappa_m \rangle$ (cf. Eq. (1.13)) où κ_m est la courbure moyenne des deux courbures principales définies dans l'Eq. (2.14) et (2.15). Vu que les mesures réalisées par tomographie laser couplée à la PIV permettent la détermination des valeurs locales (c.-à-d. en fonction de la position sur la surface de flamme), S_d^u peut être évaluée en utilisant l'expression suivante (Peters 2000, Poinsot et Veynante 2011) :

$$S_d^u = (\boldsymbol{w} - \boldsymbol{u}) \cdot \boldsymbol{n} = w_n - u_n = \frac{1}{|\boldsymbol{\nabla}\psi|} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}\psi \right) |_{\psi=\psi_0} \tag{4.45}$$

avec

$$\boldsymbol{n} = -\frac{\boldsymbol{\nabla}\psi}{|\boldsymbol{\nabla}\psi|} \tag{4.46}$$

où $w_n = \boldsymbol{w} \cdot \boldsymbol{n}$ et $u_n = \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n}$ en considérant l'Eq. (4.46) et $\boldsymbol{n}$ dirigée vers les gaz frais. Le scalaire ψ qui apparait dans l'Eq. (4.45) peut être déterminé en utilisant différentes méthodes puisqu'il est défini uniquement au niveau de l'interface (Peters 2000). Il est employé ici uniquement pour estimer $\boldsymbol{n} = -\boldsymbol{\nabla}\psi/|\boldsymbol{\nabla}\psi|$ et par suite w_n et u_n à $\psi = \psi_0$. Nous soulignons que nous avons mené une étude comparative portant sur les méthodes déployées pour extraire S_d et des résultats similaires ont été obtenus. La première méthode consiste à définir ψ comme étant une valeur fixée et la seconde est d'appliquer un filtre gaussien sur les images binarisées (Plus de détails se trouvent dans l'Annexe C).

La détermination locale de S_d^u à partir de l'Eq. (4.45) va permettre de calculer la vitesse de déplacement moyennée sur la surface de flamme $\langle S_d^u \rangle$ et par suite de comparer avec celle déduite de l'Eq. (4.20). L'estimation de $\langle S_d^u \rangle$ en utilisant les deux méthodes doit être la même. Pour ce faire, nous avons intégré l'équation de continuité sur un volume $\mathcal{V}_u$, ce qui donne :

$$\iiint_{\mathcal{V}_u} \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u} \, \mathrm{d}^3 V = \oiint_{\partial \mathcal{V}_u} \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \, \mathrm{d}^2 A + \oiint_{\partial \mathcal{V}_{u,b}} \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \, \mathrm{d}^2 A = 0 \tag{4.47}$$

Ensuite, on obtient :

$$\langle u_n \rangle = -\frac{1}{A_f} \oiint_{\partial \mathcal{V}_u} \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \, \mathrm{d}^2 A = \mathcal{U}_{MF|\mathcal{V}_u} \tag{4.48}$$

Notons que ce terme apparait également dans l'Eq. (4.20). D'autre part, en utilisant les Eq.

(4.45), (4.20) et (4.48), nous pouvons démontrer que :

$$\langle w_n \rangle = -\frac{1}{A_f}\frac{\mathrm{d}\mathcal{V}_u}{\mathrm{d}t} = \mathcal{U}_{MV|\mathcal{V}_u} \tag{4.49}$$

L'Eq. (4.49) peut être obtenue en utilisant l'Eq. (4.47) :

$$\iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \rho}{\partial t}\,\mathrm{d}^3V = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_{\mathcal{V}_u} \rho\,\mathrm{d}^3V - \oiint_{\partial\mathcal{V}_{u,b}+\partial\mathcal{V}_u} \rho\boldsymbol{w}\cdot\boldsymbol{n}\,\mathrm{d}^2A = 0 \tag{4.50}$$

Puisque $\rho = \rho_u$ et $\boldsymbol{w}\cdot\boldsymbol{n} = 0$ à $\partial\mathcal{V}_u$ et $\boldsymbol{n}$ dans ce cas est dirigé vers les gaz brûlés, on retrouve bien l'Eq. (4.49).

Afin de valider la méthode utilisée pour calculer $\langle S_d^u \rangle$, nous avons comparé les termes de l'Eq. (4.20) avec ceux de l'Eq. (4.45) et ces derniers ont été tracés en traits continus et traits en pointillés respectivement sur la Figure 4.8. Les résultats de deux cas (une flamme du méthane à $U_\theta/\langle S_c^1 \rangle = 0.8$ et une flamme de propane à $U_\theta/\langle S_c^1 \rangle = 1.2$) indiquent que les valeurs moyennées $\langle u_n \rangle$, $\langle w_n \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$ estimées soit par l'Eq. (4.20) ou l'Eq. (4.45) sont quasiment identiques. Ceci permet donc de valider les deux méthodes employées et indique que l'Eq. (4.45) permet d'évaluer correctement les valeurs locales de S_d^u, ce qui est indispensable pour estimer la contribution de la courbure locale au taux d'étirement, c.-à-d. l'évaluation de $S_d^u\kappa_m$.

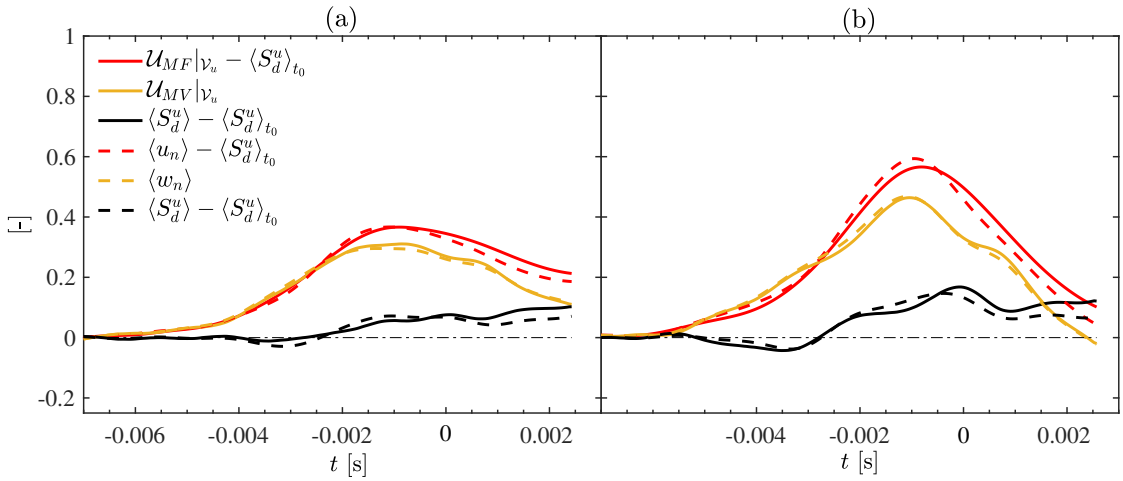


FIGURE 4.8 – Comparaison de différents termes de l'Eq. (4.20) représentés en traits continus et ceux moyennés sur la surface de flamme de l'Eq. (4.45) en traits pointillés. (a) Flamme de méthane à $U_\theta/\langle S_c^1 \rangle = 0.8$ et (b) flamme de propane à $U_\theta/\langle S_c^1 \rangle = 1.2$.

Après extraction des valeurs locales de S_d^u, la contribution de la courbure locale peut être évaluée au cours de l'interaction avec le vortex. Les résultats obtenus de $\langle \kappa_m \rangle$ et $\langle S_d^u\kappa_m \rangle$ sont représentés sur la Figure 4.9. A l'état stationnaire, les flammes sont légèrement courbées positivement vers les gaz frais à cause de la présence du tube dans le brûleur et ceci se traduit par des valeurs positives de la courbure moyennée. Notons que les flammes de propane sont moins courbées que les flammes de méthane pour les différentes intensités de vortex. Quand

la flamme commence à interagir avec le vortex, la courbure décroit au fur et à mesure que la flamme devient concave vers les gaz frais. On remarque que l'amplitude de la courbure est presque la même et qu'elle est indépendante du carburant étudié. Par conséquent, on en conclut que le nombre de Lewis n'influence pas l'évolution de la courbure au cours de l'interaction flamme-vortex comme il a été trouvé dans le paragraphe précédent. D'autre part, en augmentant l'intensité du vortex, la contribution de la courbure au taux d'étirement décroit progressivement en comparant avec le taux d'étirement tangentiel $\langle K_T \rangle = \langle K \rangle - \langle K_C \rangle$. En effet, $\langle K \rangle$ est presque doublé quand $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle$ passe de 0.8 à 1.2 (cf. Figure 4.7), tandis que les variations au niveau de $\langle K_C \rangle$ sont beaucoup plus faibles (cf. Figure 4.9). Ceci indique que dans la configuration d'une flamme interagissant avec un vortex, les contributions relatives de K_C et K_T à K peuvent être contrôlées en ajustant l'intensité du vortex.

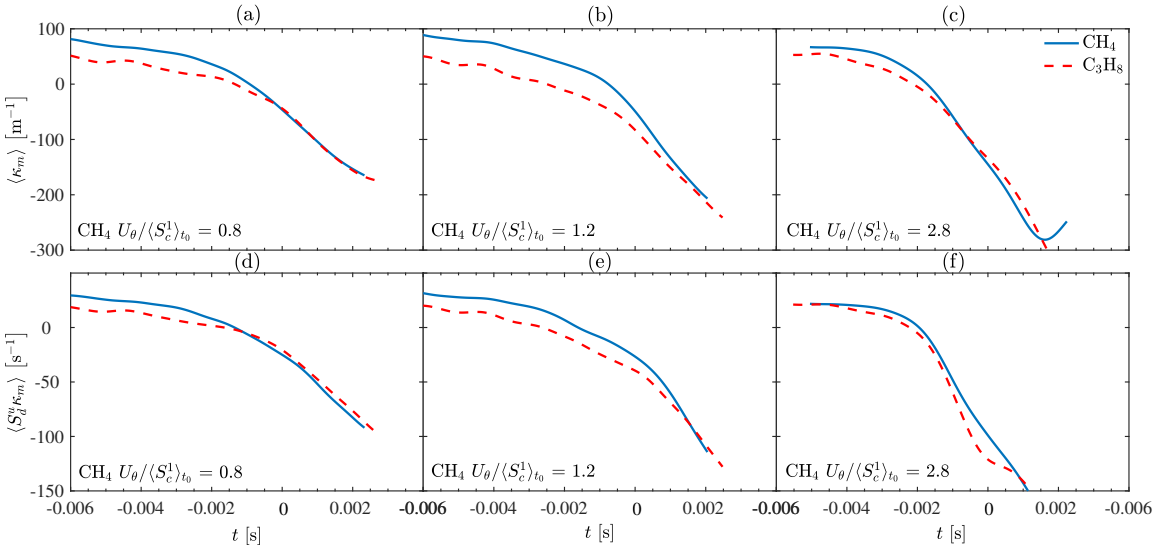


FIGURE 4.9 – Évolution temporelle du taux d'étirement pour les mélanges méthane/air à la stœchiométrie et propane/air à $\phi = 0.9$ pour trois intensités de vortex et $\Delta = 13$ mm : (a) $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 0.8$, (b) $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 1.2$ et $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 2.8$. Notons que le temps t a été décalé de sorte que $t = 0$ corresponde à l'instant pour lequel $\langle K \rangle$ atteint son maximum.

4.5.4 Aspects cinématiques

Avant de passer à l'étude de la dépendance des aspects cinématiques aux paramètres géométriques, divers tests ont été effectués pour évaluer la fiabilité de notre procédure expérimentale. Vu que la méthode analytique développée est basée sur une approche d'intégration sur un volume, il faut tout d'abord vérifier si la conservation de masse des gaz frais est effectivement respectée. Dans cette perspective, nous avons intégré la divergence du champ de vitesse $\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u}$ sur un volume pour différents diamètres Δ s'étendant de la sortie du brûleur à 1 mm en amont de la flamme. Il a été trouvé que la masse des gaz frais est conservée à moins de 1 %. Ceci garantit que :

(i) le laser est bien vertical et passe par le plan méridien du brûleur,

(ii) il n'y a pas d'aberation d'image qui pourrait être causée par la caméra et le système optique mis en place,
(iii) le centre du vortex toroïdal est bien aligné avec le centre du brûleur,
(iv) l'algorithme utilisé pour extraire les champs de vitesse est fiable.

Nous avons également trouvé que les erreurs faites sur la surface de flamme et le volume $\mathcal{V}_u$ sont négligeables en faisant varier la position de référence $r = 0$ de quelques pixels et en translatant la position de la flamme de quelques pixels dans la direction normale à la flamme. Enfin, les petites différences relevées entre les méthodes intégrale et locale pour mesurer $\langle S_d \rangle$, $\langle u_n \rangle$ et $\langle w_n \rangle$ sur la Figure 4.8 indiquent que les erreurs globales sur les mesures de $\langle S_c \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$ sont très petites devant les variations de $\langle S_c \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$.

4.5.4.1 Vitesse de déplacement de flamme

Les évolutions de la vitesse de déplacement moyennée pour les flammes de méthane et de propane ont été estimées en utilisant l'Eq. (4.20) et sont représentées sur la Figure 4.10. Trois intensités de vortex sont considérées, i. e. $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 0.8$, 1.2 et 2.8. Afin de souligner les variations de $\langle S_d^u \rangle$, nous avons soustrait la valeur à l'état stationnaire $\langle S_d^u \rangle_{t_0}$ dans chacun des membres de l'Eq. (4.20) et on obtient :

$$\langle S_d^u \rangle - \langle S_d^u \rangle_{t_0} = -\frac{1}{A_f} \frac{\mathrm{d}\mathcal{V}_u}{\mathrm{d}t} - \frac{1}{A_f} \oiint_{\partial \mathcal{V}_u(t)} \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \, \mathrm{d}^2 A - \langle S_d^u \rangle_{t_0} \tag{4.51}$$

S'il n'y avait aucune variation de $\langle S_d^u \rangle$ durant l'interaction avec le vortex, on devrait s'attendre à ce que les deux côtés de l'Eq. (4.51) soient égaux à zéro. Par conséquent, on peut écrire :

$$-\mathcal{U}_{MV|\mathcal{V}_u} = \mathcal{U}_{MF|\mathcal{V}_u} - \langle S_d^u \rangle_{t_0} \tag{4.52}$$

Ce qui indique que pour que $\langle S_d^u \rangle$ soit constant, chaque variation du flux de masse $\mathcal{U}_{MF|\mathcal{V}_u}$ se traduit par une modification équivalente et simultanée du terme $\mathcal{U}_{MV|\mathcal{V}_u}$. Afin de mettre l'accent sur l'évolution des différents termes de l'Eq. (4.20), nous allons tracer les termes $-\mathcal{U}_{MV|\mathcal{V}_u}$ et $\mathcal{U}_{MF|\mathcal{V}_u} - \langle S_d^u \rangle_{t_0}$ en fonction du temps (c.-à-d. au cours de l'interaction avec le vortex). Toute différence entre ces deux termes correspond à une variation de $\langle S_d^u \rangle$.

En analysant la Figure 4.10, on peut dire que $\langle S_d^u \rangle$ augmente avec le temps indépendamment de l'intensité du vortex imposée ou du type de carburant utilisé. L'influence du nombre de Lewis est alors marginale vu qu'il n'y a pas de différence substantielle entre les flammes de méthane et de propane. On remarque que $\langle S_d^u \rangle$ augmente avec $\langle K \rangle$ et $|\langle \kappa_m \rangle|$. Après un certain temps, l'étirement atteint son maximum (c.-à-d. à $t = 0$) et commence à diminuer (c.-à-d. à $t > 0$). A travers l'Eq. (1.16), on s'attend à ce que $\langle S_d^u \rangle$ décroisse. Toutefois, le contraire est observé, c.-à-d. la vitesse de déplacement continue d'augmenter alors que l'étirement diminue. D'autre part, $|\langle \kappa_m \rangle|$ augmente à $t > 0$ vu que la courbure est en moyenne négative (la flamme est concave vers les gaz frais). L'augmentation de $\langle S_d^u \rangle$ durant cette période suit la croissance de $|\langle \kappa_m \rangle|$.

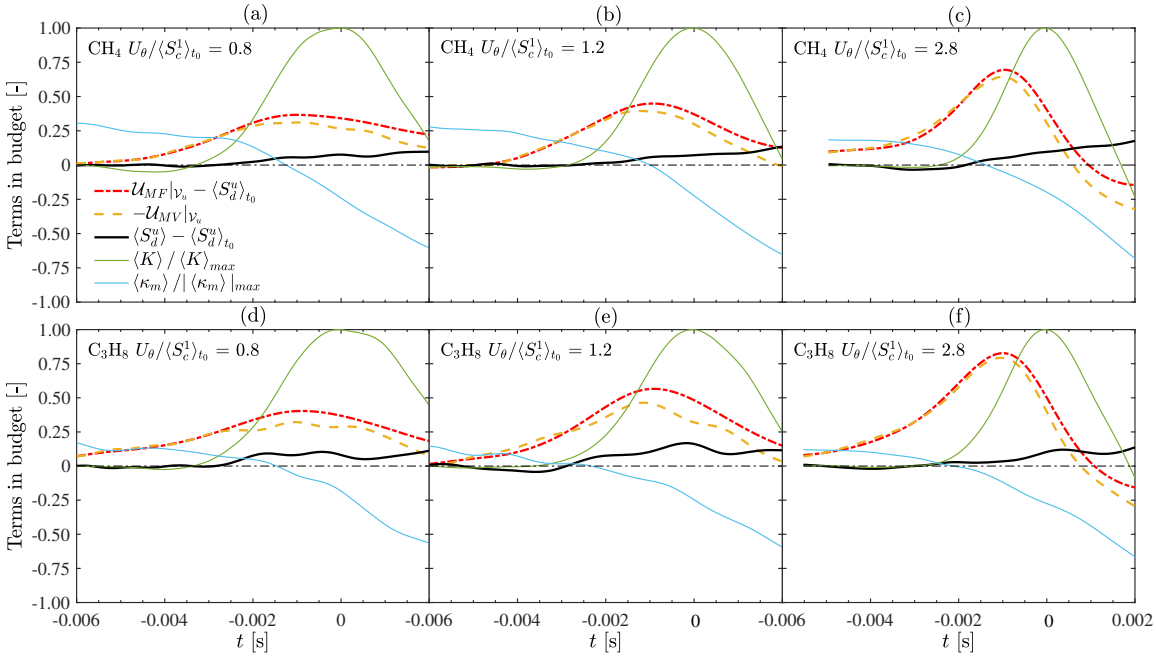


FIGURE 4.10 – Évolution des différents termes de l'Eq. (4.20) normalisés par $\langle S_d^u\rangle_{t_0}$. Trois intensités de vortex ont été étudiées : (a, d) $U_\theta/\langle S_c^1\rangle = 0.8$, (b, e) 1.2 et (c, f) 2.8 pour les mélanges (a-c) méthane/air à la stœchiométrie et (d-e) propane/air à $\phi = 0.9$.

D'après cette analyse, nous pouvons conclure que la vitesse de déplacement semble être plus corrélée à la courbure qu'au taux d'étirement et que ce dernier n'est pas le seul scalaire influençant la vitesse de déplacement de flamme. Par conséquent, la dépendance de la vitesse de déplacement au taux d'étirement et/ou à la courbure ne peut être décrite correctement en utilisant l'Eq. (1.16).

La dépendance de la vitesse de déplacement à l'étirement total, l'étirement tangentiel ou la courbure peut être mieux illustrée en traçant l'évolution de $\langle S_d^u\rangle$ en fonction de $\langle K\rangle$, $\langle K_T\rangle$ et $\langle K_C\rangle$ (cf. Figure 4.11). Vu que nous avons montré que l'effet du nombre de Lewis est négligeable, nous ne présentons que le résultat pour la flamme de méthane à la stœchiométrie à une intensité de vortex $U_\theta/\langle S_c^1\rangle_{t_0} = 2.8$. Notons que pour la flamme de propane et pour les différentes intensités de vortex sélectionnées, des tendances similaires ont été obtenues. Différentes largeurs Δ du volume de contrôle ont été considérées pour vérifier que les tendances trouvées sont les mêmes, quelle que soit la largeur Δ sélectionnée. On trouve que plus Δ est grand, moins $\langle S_d^u\rangle$, $\langle K\rangle$, $\langle K_T\rangle$, et $\langle K_C\rangle$ varient. Ceci est consistant avec l'Eq. (3.10).

Commençons par analyser la Figure 4.11(a). Quand $t < 0$, c.-à-d. avant que $\langle K\rangle$ n'atteigne son maximum, $\langle S_d^u\rangle$ croît presque linéairement avec $\langle K\rangle$. Cependant, pour $t > 0$, en se basant sur l'Eq. 1.16, $\langle S_d^u\rangle$ aurait dû diminuer pour atteindre sa valeur d'origine lorsque $\langle K\rangle$ diminue. Cette tendance n'est pas corroborée par nos résultats expérimentaux. $\langle S_d^u\rangle$ continue à augmenter tandis que l'étirement total diminue. Ceci confirme qu'un autre phénomène que le taux d'étirement est en jeu.

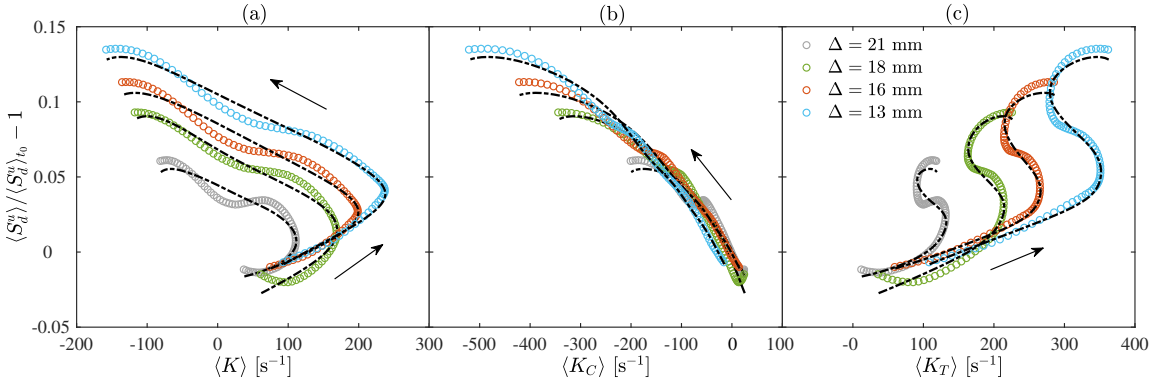


FIGURE 4.11 – Évolution de $\langle S_d^u \rangle$ en fonction de (a) $\langle K \rangle$, (b) $\langle K_C \rangle$ et (c) $\langle K_T \rangle$ pour le mélange méthane/air à une intensité de vortex $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 2.8$. Les flèches indiquent la chronologie de l'interaction. Les différentes courbes correspondent à différentes largeurs Δ du volume de contrôle : plus Δ est petit plus les variations de $\langle S_d^u \rangle$, $\langle K \rangle$, $\langle K_C \rangle$ et $\langle K_T \rangle$ sont importantes. Les lignes en pointillés noirs correspondent aux prédictions utilisant l'Eq. (4.56) avec $\mathcal{L}_\kappa = 4.98 l_f$ et $\mathcal{L}_K = -1.08 l_f$.

Pour l'évolution de $\langle S_d^u \rangle$ en fonction de $\langle K_C \rangle$ (cf. Figure 4.11(b)), on observe que la vitesse de déplacement est bien corrélée avec la contribution de la courbure de flamme. Une tendance similaire a été obtenue en traçant $\langle S_d^u \rangle$ en fonction de $\langle \kappa_m \rangle$. La corrélation est presque linéaire et la pente a été trouvée marginalement dépendante du nombre de Lewis. $\langle S_d^u \rangle$ est également tracée en fonction de l'étirement tangentiel $\langle K_T \rangle$ comme illustré sur la Figure 4.11(c). $\langle S_d^u \rangle$ augmente avec $\langle K_T \rangle$ lorsque $t < 0$. Ensuite, pour $t > 0$, $\langle S_d^u \rangle$ suit une évolution en forme de S ce qui signifie que $\langle S_d^u \rangle$ n'est pas uniquement sensible à $\langle K_T \rangle$. On en conclut que l'Eq. (1.16) n'est pas applicable à la configuration d'une flamme en interaction avec un vortex puisque la corrélation entre $\langle S_d^u \rangle$ et $\langle K \rangle$ n'est pas bijective. Un autre paramètre géométrique est en jeu et doit être pris en compte. Nos données expérimentales suggèrent que la courbure est le paramètre en question, ce qui est en bon accord avec les résultats récents des études asymptotiques montrant une dépendance distincte de la vitesse de flamme à l'étirement et à la courbure de la flamme. Afin de confirmer ceci, nous allons comparer nos données expérimentales avec les prédictions de l'équation proposée par GIANNAKOPOULOS et al. 2015 qui ont défini la vitesse de déplacement pour une isotherme donnée comme suit :

$$\tilde{S}_d(\theta) = S_L^0 - \mathcal{L}_K(\theta) - \mathcal{L}_\kappa(\theta)\, 2 S_L^0 \kappa_m \tag{4.53}$$

où $\tilde{S}_d = \rho S_d / \rho_u$ pour une isotherme $\theta = T/T_u$. $\mathcal{L}_K$ et $\mathcal{L}_\kappa$ correspondent aux longueurs de Markstein liées à l'étirement et la courbure du front de flamme respectivement et elles sont définies comme suit :

$$\frac{\mathcal{L}_K(\theta)}{l_f} = \frac{\mathcal{L}_d^u}{l_f} - \int_1^\theta \frac{\lambda(\xi)}{\xi}\, \mathrm{d}\xi - \int_\theta^\sigma \frac{\lambda(\xi)}{\xi - 1}\, \mathrm{d}\xi \tag{4.54}$$

$$\frac{\mathcal{L}_\kappa(\theta)}{l_f} = \int_\theta^\sigma \frac{\lambda(\xi)}{\xi - 1}\, \mathrm{d}\xi \tag{4.55}$$

avec $\mathcal{L}_d^u$ définie dans l'Eq. (1.19). Rappelons que $\mathcal{L}_\kappa$ est indépendante du type de carburant

(en d'autres termes, elle ne fait pas intervenir β et σ définis dans les Eq. (1.20) et (1.22) respectivement). Ceci est approximativement vérifié en comparant la flamme de méthane à la stœchiométrie ($\sigma = 7.33$ et $\beta = 8.95$) et la flamme de propane pauvre à $\phi = 0.9$ ($\sigma = 7.48$ et $\beta = 8.23$). Toutefois, la longueur de Markstein liée à l'étirement souligne une dépendance explicite au nombre de Lewis ce qui va impliquer des différences entre les flammes de méthane et de propane. La question que nous posons est de savoir quel paramètre domine, c.-à-d. l'étirement ou la courbure. Pour répondre à cette question, nous avons tracé l'évolution de $\mathcal{L}_K$ et $\mathcal{L}_\kappa$ en fonction de l'isotherme T/T_u et les résultats sont présentés sur la Figure 4.12. Les paramètres utilisés sont identiques à ceux utilisés par Giannakopoulos et al. 2015 :

- $\beta = 8$,
- $\sigma = 8$,
- $\lambda = (T/T_u)^{0.87}$,
- $Le_{eff} = 1.05$ correspondant à la flamme de méthane stœchiométrique,
- $Le_{eff} = 1.5$ correspondant à la flamme de propane à $\phi = 0.9$.

Dans les expériences menées, même s'il est difficile de déterminer quelle isotherme est suivie, la vitesse de déplacement est mesurée du côté des gaz frais où la longueur de Markstein varie fortement avec l'isotherme choisie (cf. Figure 4.12). En outre, nous pouvons souligner que $\mathcal{L}_\kappa$ prédomine sur $\mathcal{L}_K$ dans l'intervalle $1 < T/T_u \lesssim 2.5$, quelle que soit l'isotherme sélectionnée. Ceci reste qualitativement correct en considérant la dépendance de la conductivité thermique à la température.

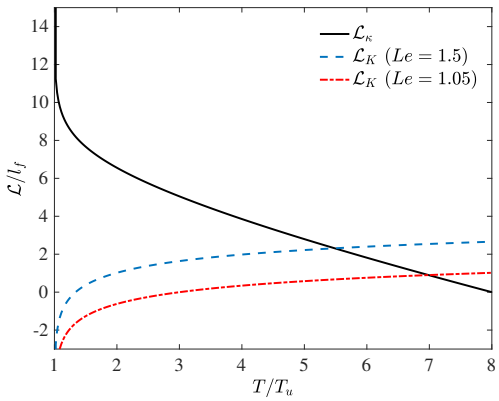


Figure 4.12 – Évolution des longueurs de Markstein liées à la courbure et à l'étirement total en fonction de la température réduite calculée à partir de l'Eq. 4.54 et 4.55 avec $\beta = 8$, $Le = 1.5$ et 1.05 et $\lambda = (T/T_u)^{0.87}$.

Le résultat trouvé précédemment stipulant que $\langle S_d^u \rangle$ est fortement corrélée à la courbure et peu affectée par le nombre de Lewis peut être aisément expliqué par la dominance de $\mathcal{L}_\kappa$, qui est indépendant du nombre de Lewis contrairement à $\mathcal{L}_K$. Nos données sont en très bon accord avec les résultats de Bechtold et Matalon 2001 et Giannakopoulos et al. 2015 et supportent le fait qu'il faut distinguer deux longueurs de Markstein : une liée à l'étirement et l'autre à la courbure.

La Figure 4.11 représente également les vitesses de déplacement déduites en moyennant

l'Eq. (4.53) sur la surface de flamme, ce qui donne :

$$\langle S_d^u \rangle = S_L^0 - \mathcal{L}_\kappa 2 S_L^0 \langle \kappa_m \rangle - \mathcal{L}_K \langle K \rangle \tag{4.56}$$

Nous avons estimé les valeurs de $\mathcal{L}_\kappa$ et $\mathcal{L}_K$ en utilisant la vitesse laminaire S_L^0. Nous obtenons $4.98 l_f$ et $-1.08 l_f$ respectivement. En utilisant ces valeurs, l'évolution de $\langle S_d^u \rangle$ en fonction de $\langle K \rangle$, $\langle K_C \rangle$ et $\langle K_T \rangle$ est reproduite en utilisant l'Eq. (4.56). Ceci est présenté en lignes pointillées sur la Figure 4.11. Cette bonne concordance avec les données expérimentales est l'un des résultats principaux de cette étude. Pour la première fois, l'Eq. (4.53) est validée expérimentalement d'une manière quantitative. Concernant les flammes de propane, un accord similaire a été observé avec $\mathcal{L}_\kappa = 5.12 l_f$ et $\mathcal{L}_K = -0.25 l_f$. Nos résultats sont consistants avec les conclusions de Giannakopoulos et al. 2015 et nous confirmons que $\mathcal{L}_\kappa$ est quasiment indépendant du nombre de Lewis tandis que $\mathcal{L}_K$ est clairement différent entre les flammes de méthane et de propane. De surcroît, $\mathcal{L}_K$ trouvée pour le méthane est plus petit que celui pour le propane, ce qui est consistant avec la Figure 4.12. Notons que ces résultats sont indépendants de l'intensité de vortex.

Les Eq. (4.54) et (4.55), en utilisant les mêmes paramètres ($\beta = 8$, $\sigma = 8$ et $\lambda = (T/T_u)^{0.87}$), fournissent des valeurs plus importantes pour $\mathcal{L}_\kappa$ que celles mesurées. Cette différence peut être attribuée au fait que les valeurs théoriques dépendent fortement de l'isotherme sélectionnée pour suivre la propagation de la flamme. D'autre part, les valeurs théoriques sont particulièrement affectées par le choix fait pour la dépendance de λ à la température. L'hypothèse utilisée par Giannakopoulos et al. 2015 concernant une chimie à une seule étape avec une énergie d'activation très grande peut également être une source de différence.

Un comportement similaire de S_d en fonction de K a été trouvé par Chen et Im 1998 pour des écoulements réactifs turbulents. Ceci suggère que l'Eq. (4.53) peut être aussi valable dans les écoulements turbulents.

4.5.4.2 Vitesse de consommation de flamme

Intéressons-nous maintenant à la vitesse de consommation de flamme. Les évolutions temporelles des différents termes de l'Eq. (4.32) pour les deux mélanges en question et pour différentes intensités de vortex sont présentées sur la Figure 4.13. Pour $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 0.8$ et 1.2, l'évolution peut être décomposée en deux parties comme on peut l'observer sur les Figures 4.13(a), (b), (d) et (e). Durant la première partie, c.-à-d. avant que l'étirement total $\langle K \rangle$ n'atteigne son maximum (ce qui correspond à $t < 0$), $\langle S_c^1 \rangle$ reste quasiment constant quel que soit le nombre de Lewis. Ensuite, quand $\langle K \rangle$ commence à décroitre pour atteindre zéro, $\langle \kappa_m \rangle$ augmente en amplitude et $\langle S_c^1 \rangle$ augmente parallèlement de 20 à 25 % en fonction de l'intensité du vortex $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0}$. Rappelons que $\langle \kappa_m \rangle$ est en moyenne négative dans cette deuxième partie de l'évolution. Les variations observées sont presque indépendantes du nombre de Lewis. Quant à $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 2.8$, une décroissance de $\langle S_c^1 \rangle$ a été relevée quand K augmente durant la première partie, suivie d'une croissance comme il a été souligné pour la vitesse de déplacement.

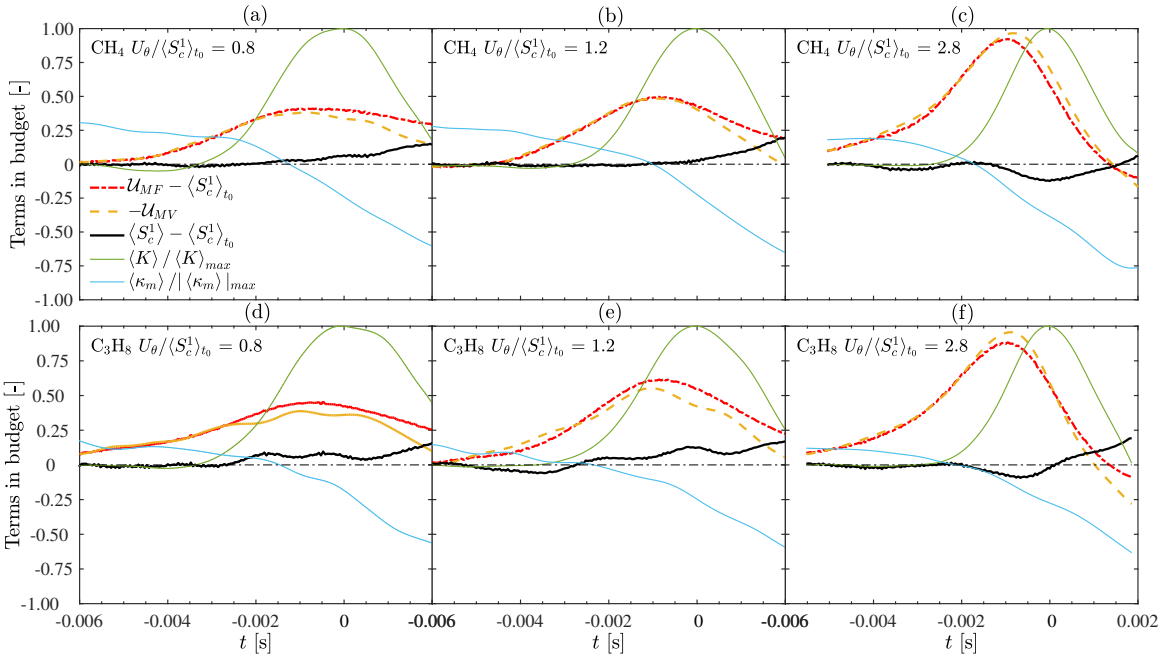


FIGURE 4.13 – Évolution des différents termes de l'Eq. (4.32) normalisés par $\langle S_c^1\rangle_{t_0}$. Trois intensités de vortex ont été étudiées : (a, d) $U_\theta/\langle S_c^1\rangle = 0.8$, (b, e) 1.2 et (c, f) 2.8 pour les mélanges (a-c) méthane/air à la stœchiométrie et (d-e) propane/air à $\phi = 0.9$.

La Figure 4.14 illustre la réponse de $\langle S_c^1\rangle$ en fonction de $\langle K\rangle$, $\langle K_C\rangle$ et $\langle K_T\rangle$ pour une même largeur Δ du domaine de contrôle identique à celle étudiée précédemment. On observe que les variations de la vitesse de consommation sont beaucoup plus corrélées à la courbure qu'à l'étirement total. En effet, l'analyse de la Figure 4.14(a) montre que la corrélation entre $\langle S_c^1\rangle$ et $\langle K\rangle$ n'est pas bijective tandis qu'une dépendance de $\langle S_c^1\rangle$ à $\langle K_C\rangle$ est relevée. En comparant la flamme de méthane avec celle de propane, la dépendance observée de $\langle S_c^1\rangle$ à $\langle K_C\rangle$ est quasiment la même. Les remarques trouvées pour ce cas restent les mêmes quelles que soient l'intensité du vortex et la largeur Δ du domaine de contrôle.

Dans les études asymptotiques, la zone de réaction est considérée comme étant une couche infiniment mince localisée du côté des gaz brûlés. Par conséquent, comme il a été mentionné par CLAVIN et GARCIA 1983 et BECHTOLD et MATALON 2001, la vitesse de consommation peut être altérée uniquement par l'étirement vu que $\mathcal{L}_\kappa$ est nulle au niveau de la zone de réaction. Cependant, nos données contredisent ce résultat. $\langle S_c^1\rangle$ n'est pas corrélée à $\langle K\rangle$ comme il est montré dans la Figure 4.14(a). En utilisant les Eq. (4.32) et (4.56), on obtient :

$$\langle S_c^1\rangle = S_L^0 - \mathcal{L}_\kappa 2 S_L^0 \langle \kappa_m\rangle - (\mathcal{L}_K + \mathcal{F})\langle K\rangle - \mathcal{F}\frac{v_{r,u}\pi\Delta}{A_f} \tag{4.57}$$

ce qui montre que $\langle S_c^1\rangle$ est influencée par l'étirement et la courbure. Des résultats similaires ont été obtenus par BRADLEY et al. 1996 et également numériquement avec des DNS des flammes prémélangées turbulentes (HAWORTH et POINSOT 1992, RUTLAND et TROUVÉ 1993, CHEN et IM 2000 et BELL et al. 2007) qui stipulent que S_c est affectée par l'étirement et la

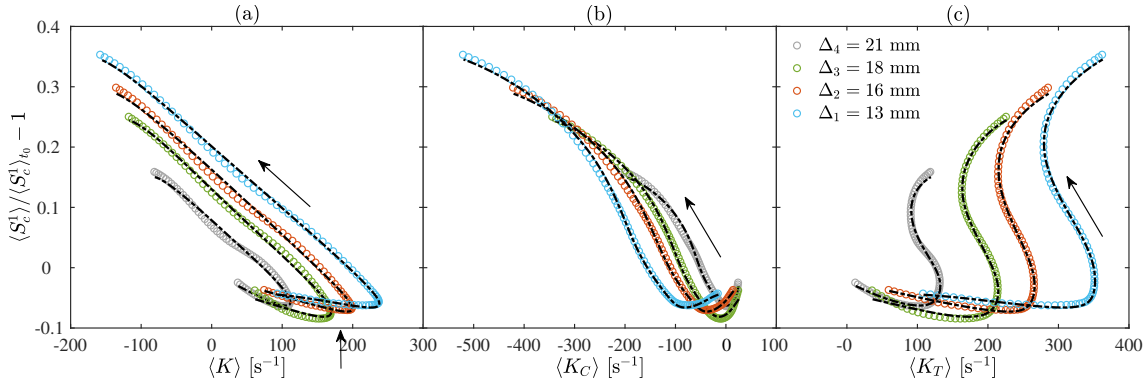


FIGURE 4.14 – Évolution de $\langle S_c^1 \rangle$ en fonction de (a) $\langle K \rangle$, (b) $\langle K_C \rangle$ et (c) $\langle K_T \rangle$ pour le mélange méthane/air à une intensité de vortex $U_\theta / \langle S_c^1 \rangle_{t_0} = 2.8$. Les flèches indiquent la chronologie de l'interaction. Les différentes courbes correspondent à différentes largeurs Δ du volume de contrôle : plus Δ est petit plus les variations de $\langle S_c^1 \rangle$, $\langle K \rangle$, $\langle K_C \rangle$ et $\langle K_T \rangle$ sont importantes. Les lignes en pointillés noirs correspondent aux prédictions utilisant l'Eq. (4.32) où $\langle S_d^u \rangle$ est calculée à partir de l'Eq. (4.56) avec $\mathcal{L}_\kappa = 4.98 l_f$ et $\mathcal{L}_K = -1.08 l_f$.

courbure. En utilisant l'Eq. (4.57) et les mêmes valeurs de $\mathcal{L}_K$ et $\mathcal{L}_\kappa$ (c.-à-d. $\mathcal{L}_K = -1.08 l_f$ et $\mathcal{L}_\kappa = 4.98 l_f$), nous avons tracé l'évolution de $\langle S_c^1 \rangle$ en fonction de l'étirement total, de la courbure et de l'étirement tangentiel. Vu que $\langle S_c^1 \rangle$ est calculée à partir de $\langle S_d^u \rangle$, on retrouve bien un bon accord entre l'Eq. (4.57) et les données expérimentales. Cette figure souligne la pertinence de distinguer l'effet de l'étirement de celui de la courbure sur la vitesse de consommation S_c. Par conséquent, nos données supportent les conclusions déduites par BRADLEY et al. 1996 et contredisent celles faites par BECHTOLD et MATALON 2001 concernant la dépendance de S_c à la courbure. Concernant les flammes de propane, des résultats similaires ont été trouvés, quelle que soit l'intensité de vortex.

4.6 Discussion & Synthèse

Cette étude présente une analyse détaillée de la relation entre les propriétés géométriques et cinématiques d'une flamme prémélangée en interaction avec un vortex toroïdal. Plus précisément, l'accent est mis sur l'influence de l'étirement global, l'étirement tangentiel et la contribution due à la courbure sur les vitesses de déplacement/consommation de la flamme. De surcroît, l'effet du nombre de Lewis est étudié en comparant une flamme de méthane stœchiométrique et une flamme de propane pauvre.

L'intégration de l'équation de transport de la fraction massique sur un volume contenant la flamme a permis de développer une expression analytique permettant d'évaluer la vitesse de consommation et la vitesse de déplacement moyennées sur la surface de flamme. Cette méthode a été premièrement validée en comparant les vitesses obtenues à l'état stationnaire avec les vitesses de flammes laminaires S_L^0. Un bon accord a été obtenu en prenant en compte l'épaisseur de la flamme (c.-à-d. $\mathcal{F} = \delta/2$). Cette hypothèse a été également validée en ef-

fectuant une DNS. Il a été trouvé que $\mathcal{F}$ est quasiment constant et vaut $0.44\delta_L$, ce qui est proche de la valeur théorique $0.5\delta_L$ proposée par Poinsot et Veynante 2011. Cette approche développée n'est valide que dans le cas où la structure interne de flamme n'est pas modifiée, c.-à-d. l'épaisseur de flamme reste constante. En d'autres termes, cette approche n'est pas appropriée dans le cas d'une extinction de flamme ou d'une variation significative de l'épaisseur de flamme. Son application est limitée au régime de flammelettes. Pour cette raison, nous n'avons évalué les paramètres géométriques et les aspects cinématiques que sur une partie de l'interaction de la flamme avec le vortex, pendant laquelle l'épaisseur n'est que légèrement modifiée.

Trois intensités de vortex ont été étudiées. L'étirement global et la courbure sont largement impactés par l'intensité du vortex. Par contre, aucune différence n'a été relevée entre les deux carburants étudiés. Le nombre de Lewis n'influence pas les paramètres géométriques de la flamme pour nos conditions. Par conséquent, l'intégration du nombre de Lewis dans les fonctions d'efficacité largement utilisées dans les LES n'est a priori pas indispensable du moins pour les conditions étudiées ici. D'autre part, l'indépendance de la création de surface de flamme au nombre de Lewis permet de déduire que la vitesse de déplacement locale S_d^u est également indépendante du nombre de Lewis. Ceci a été effectivement confirmé avec les données expérimentales. En outre, l'étirement global n'est pas le seul paramètre géométrique influençant S_d^u et S_c. En effet, la contribution de la courbure a été trouvée plus marquée ce qui a remis en question l'utilisation des Eq. (1.16) et (1.17) pour évaluer les vitesses de déplacement et de consommation respectivement.

L'indépendance de S_d^u au nombre de Lewis et la prédominance de l'effet de courbure peuvent être expliqués en utilisant l'analyse asymptotique développée par Bechtold et Matalon 2001 et Giannakopoulos et al. 2015. Ces études indiquent que la vitesse de déplacement dépend fortement de l'isotherme sélectionnée. Les différentes isothermes ne présentent pas une dépendance identique aux perturbations induites par l'étirement et la courbure. Deux longueurs de Markstein ont été déduites : une qui caractérise la dépendance de S_d à l'étirement global et l'autre à la courbure. Les expressions analytiques décrivant ces deux longueurs ont été définies. Toutefois, l'existence de ces deux nombres de Markstein a été confirmée seulement dans la configuration d'une flamme sphérique stationnaire. A notre connaissance, aucune étude expérimentale n'a confirmé l'existence de ces deux quantités ou n'a tenté de les mesurer simultanément. D'autre part, Giannakopoulos et al. 2015 ont montré que les nombres de Markstein liés à l'étirement global et à la courbure varient fortement du côté des gaz frais, tandis que $\mathcal{L}_K$ tend vers un plateau et $\mathcal{L}_\kappa$ tend vers zéro du côté des gaz brûlés. Ils ont conclut alors que les nombres de Markstein sont beaucoup plus précis lorsque qu'ils sont mesurés du côté des gaz brûlés. Cependant l'approche proposée pour déterminer la vitesse de consommation utilise implicitement la vitesse de déplacement qui est mesurée proche de l'isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés et qui est donc théoriquement très sensible à la courbure. Ceci a été confirmé expérimentalement : une forte dépendance de S_d^u à la courbure a été trouvée. En outre, l'Eq. (4.56) proposée dans le cas où l'étirement et la courbure sont très petits reproduit correctement les données expérimentales issues de l'interaction d'une flamme avec un vortex toroïdal. Cette équation peut donc être utilisée pour quantifier $\mathcal{L}_K$ et $\mathcal{L}_\kappa$. Ces résultats confirment, pour la première fois, les résultats de Bechtold et Matalon

2001 et Giannakopoulos et al. 2015. Toutefois, une différence significative a été trouvée en comparant les valeurs mesurées à partir des données expérimentales et celles obtenues en utilisant l'Eq. (4.54) et l'Eq. (4.55). Plusieurs aspects peuvent expliquer ces différences. Le plus important est que l'isotherme utilisée expérimentalement pour suivre la propagation de la flamme n'est pas connue précisément, ce qui représente le principal inconvénient de l'approche proposée.

A ce stade, nous nous posons la question sur l'utilité de la quantité $\langle S_d^u \rangle$ en soulignant la forte dépendance des nombres de Markstein à l'isotherme se trouvant du côté des gaz frais. Selon notre opinion, la vitesse de déplacement mesurée proche de l'isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés est une quantité importante pour les trois raisons suivantes :

(i) Comme il a été souligné par Giannakopoulos et al. 2015 et illustré sur la Figure 4.12, le nombre de Markstein lié à la courbure domine par rapport à celui lié à l'étirement global lorsque l'isotherme utilisée pour suivre la flamme est du côté des gaz frais. Nous pouvons même dire qu'il existe un $\mathcal{L}_\kappa$ particulier pour lequel $\mathcal{L}_K$ est nul. Par conséquent, la dépendance de la vitesse de flamme à l'étirement peut être négligée et la vitesse de déplacement utilisée dans une simulation basée sur la G-équation, par exemple, va dépendre uniquement de l'iso-surface où la courbure est définie. La théorie indique que le nombre de Markstein lié à la courbure est indépendant du nombre de Lewis (cf. Eq. (4.55)). Il en résulte que la simulation ne dépendra pas du nombre de Lewis, ce qui pourrait apparaitre très attractif.

(ii) Les propriétés de l'écoulement sont légèrement influencées par le dégagement de chaleur proche de l'isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés. Ce n'est pas le cas dans la zone de réaction où l'augmentation de la viscosité est beaucoup plus marquée, menant à une modification des caractéristiques de la turbulence.

(iii) Le concept de *leading-points*, dont la position dépend évidemment de l'isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés, a fait l'objet de plusieurs études théoriques (cf. Lipatnikov et Chomiak 2005). Récemment le travail de Kim 2017 a souligné que ce concept reste très attractif vu qu'il présente un fort potentiel pour la modélisation des flammes prémélangées turbulentes. Dans ce contexte, une meilleure compréhension des propriétés cinématiques au niveau de l'isotherme en question et de sa dépendance à la courbure et à la déformation hydrodynamique est donc d'une importance primordiale.

Vu que le diagnostic utilisé dans ce travail ne permet pas d'identifier exactement l'isotherme suivie, une problématique peut avoir lieu quand on veut comparer les valeurs expérimentales des longueurs de Markstein liées à la courbure et à l'étirement global aux valeurs déduites des études asymptotiques de Giannakopoulos et al. 2015 par exemple. Cependant, ceci n'empêche pas d'utiliser la quantité $\langle S_d^u \rangle$ dans des simulations, la G-équation par exemple, pour lesquelles toute isotherme peut être extraite avec une très bonne précision.

Finalement, une relation explicite entre la vitesse de consommation moyennée sur la surface de flamme $\langle S_c^1 \rangle$ et la vitesse de déplacement mesurée proche de l'isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés $\langle S_d^u \rangle$ est obtenue suggérant que si S_d^u est affectée par la courbure et l'étirement global, S_c le sera également. Toutefois, ceci est incohérent avec la théorie asymptotique qui prédit que la vitesse de consommation ne devrait être modifiée que par l'étirement global alors que nos données expérimentales avec l'approche intégrale indiquent que la cour-

bure peut jouer un rôle supplémentaire, ce qui est en bon accord avec les données des DNS réalisées par Haworth et Poinsot 1992, Rutland et Trouvé 1993, Chen et Im 2000 et Bell et al. 2007.

4.7 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de démontrer la pertinence des études d'interactions flammes-vortex pour décrire les évolutions des vitesses de déplacement S_d et de consommation S_c en fonction de l'étirement global K, la contribution due à la courbure K_C et l'étirement tangentiel K_T. Nous soulignons que ceci n'aurait pas été possible dans le cas des flammes sphériques ou à jets opposés à cause de leurs configurations qui ne permettent pas d'étudier en même temps les paramètres en question. Nous avons quantifié expérimentalement la dépendance des propriétés cinématiques aux aspects géométriques en étudiant des flammes ayant un nombre de Lewis effectif différent. On en déduit les points suivants :

(i) La vitesse de déplacement locale peut être mesurée à partir des champs de vitesses et des images issues de la tomographie acquises en suivant la propagation de la flamme pour une isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés.

(ii) La vitesse de consommation est une quantité difficile à estimer avec précision à partir des expériences menées vu qu'elle est basée sur le taux de réaction. Il a fallu donc développer une approche analytique en intégrant l'équation de transport de la fraction massique de carburant sur un volume bien choisi. Cette approche a été validée expérimentalement et numériquement en effectuant une simulation numérique directe en 2D d'une flamme en interaction avec un vortex.

(iii) Il a été montré que le nombre de Lewis n'influence ni les propriétés géométriques ni les caractéristiques cinématiques des flammes et que ces quantités dépendent fortement de l'intensité du vortex imposée.

(iv) L'étirement global n'est pas le seul paramètre influençant les vitesses de déplacement et de consommation. La courbure a un impact significatif qu'il faut absolument prendre en compte.

(v) En se basant sur les théories asymptotiques récentes, nos données expérimentales ont montré l'existence de deux nombres de Markstein ; le premier caractérise la dépendance de la vitesse de flamme à la courbure et le second à l'étirement global.

(vi) L'indépendance de la vitesse de déplacement vis-à-vis du nombre de Lewis a été montrée et sa forte corrélation à la courbure a été observée.

(vii) Une relation explicite entre les vitesses de déplacement et de consommation a été déduite indiquant que le taux de réaction est susceptible d'être modifié par l'étirement global et la courbure.

Pour conclure, nous soulignons qu'un grand travail doit encore être réalisé afin de pouvoir étendre les conclusions déduites des études des interactions flamme-vortex aux flammes turbulentes réelles. Les résultats interprétés ici doivent être considérés comme une situation intermédiaire entre les flammes étirées et les flammes turbulentes. Il faut garder à l'esprit que

cette étude n'est valable que pour le cas où l'épaisseur de flamme reste quasiment constante durant son interaction avec le vortex.

Après la réalisation de cette étude, nous avons cherché à savoir dans quelle mesure la structure interne du front de flamme était modifiée durant la phase de retour. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Aspects structurels de flamme & Auto-inflammation du vortex

Sommaire

5.1 Introduction . . . 148
5.2 Aspects structurels . . . 148
5.2.1 Contexte & Objectifs . . . 148
5.2.2 Conditions expérimentales sélectionnées . . . 149
5.2.3 Résultats . . . 150
5.2.4 Discussion & Synthèse . . . 159
5.2.5 Conclusion . . . 160
5.3 Auto-inflammation . . . 162
5.3.1 Contexte & Objectifs . . . 162
5.3.2 Condition expérimentale étudiée . . . 163
5.3.3 Résultats . . . 164
5.3.4 Discussion & Synthèse . . . 172
5.3.5 Conclusion . . . 173
5.4 Conclusion . . . 173

5.1 Introduction

Ce chapitre est décomposé en deux parties. L'objectif de la première partie est d'étudier la structure interne des flammes prémélangées en interaction avec un vortex toroïdal en utilisant la technique de diffusion Rayleigh couplée à la chimiluminescence des espèces OH* et CH*. Tout d'abord, le contexte de l'étude va être présenté pour souligner l'importance de la présente étude. Ensuite, les résultats vont mettre l'accent, précisément, sur l'effet du nombre de Lewis effectif sur la corrélation entre la courbure et l'épaisseur du front de flamme en la décomposant en deux zones (préchauffage et réaction). Ceci a été réalisé grâce au développement de scripts MATLAB pour post-traiter les images brutes acquises. Une synthèse conclut cette partie.

Concernant la seconde partie de ce chapitre, elle sera consacrée à une étude sur l'auto-inflammation de vortex avant d'atteindre le front de flamme. Ceci a été effectué en étudiant une flamme prémélangée d'hydrogène très pauvre. Le même diagnostic optique a été utilisé sauf que cette fois-ci nous nous limitons juste à la diffusion Rayleigh, ce qui est tout à fait normal du fait du type de flamme choisi. La structuration de cette partie est similaire à la première.

Les résultats de ce chapitre ont été présentés au *37th International Symposium on Combustion* (Bariki et al. 2019 et Steinberg et al. 2019).

5.2 Aspects structurels

5.2.1 Contexte & Objectifs

Quand une flamme prémélangée évolue dans un écoulement non uniforme, sa géométrie (surface de flamme, courbure du front de flamme), ses propriétés cinématiques (vitesses de déplacement et de consommation), sa structure (épaisseurs des zones de préchauffage et de réaction) et sa thermochimie (transport/production des espèces et température) peuvent être altérées. Ces caractéristiques de flamme intercouplées restent partiellement comprises. Malgré sa simplicité apparente, la configuration canonique d'interaction flamme-vortex permet de décrire certains mécanismes élémentaires mis en jeu dans les flammes réelles prémélangées turbulentes.

Dans la littérature, les effets d'étirement/courbure induits par le vortex sur la structure interne du front de flamme ainsi que sur ses propriétés thermochimiques ont été peu abordés. En effet, les études fondamentales antérieures ont porté sur les effets de la diffusion différentielle en analysant par exemple la pointe d'une flamme Bunsen (Law et al. 1982, Mizomoto et al. 1985, Poinsot et al. 1992 et Vu et al. 2015). Cette zone fournit une configuration convenable pour examiner les divergences entre les trajectoires de température et d'espèces. Law et al. 1982 et Mizomoto et al. 1985 ont réalisé des expériences en utilisant différents carburants (par exemple méthane, propane et hydrogène) pour démontrer que les flammes négativement courbées (c.-à-d. concaves vers les gaz frais) ayant un nombre de Lewis diffé-

rent de 1 montrent des changements non seulement dans leur structure interne, mais aussi dans leur taux de combustion. Ce résultat a été confirmé plus tard par des études DNS de Haworth et Poinsot 1992 et Rutland et Trouvé 1993, qui ont considéré une flamme prémélangée se propageant librement dans une turbulence isotrope homogène en utilisant une chimie à une seule étape. Ils ont montré que les éléments de flamme courbés négativement ont tendance à avoir des vitesses de flamme locales inférieures pour $Le < 1$, alors que la corrélation est opposée pour $Le > 1$. Peu d'études ont examiné directement la structure interne de ces flammes. Avec une DNS de flammes équidiffusives (c'est-à-dire $Le = 1$), Poinsot et al. 1992 ont trouvé que l'épaisseur de la zone de préchauffage augmente dans les régions ayant une courbure négative, tandis que la zone de réaction reste inchangée. Cependant, il subsiste un manque de connaissances concernant la structure interne de flamme pour le cas où $Le \neq 1$.

L'objectif général de la présente étude est donc de quantifier la modification de la structure interne de flamme ainsi que celle de ses propriétés thermo-chimiques durant une interaction avec un vortex. Pour y parvenir, la technique de diffusion Rayleigh couplée à la chimiluminescence des espèces OH* et CH* a été utilisée (cf. Figure 2.8). L'impact de la diffusion différentielle, effet du nombre de Lewis, est également évalué en comparant une flamme de méthane stœchiométrique ($Le \approx 1$) avec une flamme de propane légèrement pauvre ($Le > 1$), tout en gardant les caractéristiques du vortex relatives à la flamme constantes. Ceci dit que le rapport entre la vitesse rotationnelle du vortex et la vitesse de flamme laminaire est quasiment constant. Notons que le cas d'une flamme ayant $Le < 1$ n'est pas inclus vu que ce type de flamme présente des instabilités thermodiffusives cellulaires qui vont altérer les conditions initiales pour étudier proprement l'interaction flamme-vortex.

5.2.2 Conditions expérimentales sélectionnées

Une flamme de méthane/air à la stœchiométrie ($\phi = 1$) et une flamme de propane/air pauvre ($\phi = 0.9$) ont été sélectionnées pour étudier la réponse de flamme à la courbure et aux effets thermodiffusifs. Les paramètres du vortex, c.-à-d. la vitesse de rotation $U_\theta = 0.9$ m/s, la vitesse de convection $U_c = 0.35$ m/s et l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex $R_v = 4$ mm, ont été déterminés juste avant que le vortex ne commence à interagir avec la flamme. Ces paramètres ont été déterminés en utilisant les mesures réalisées par tomographie laser couplée à la PIV. Les caractéristiques de flamme ont été calculées pour une flamme de stagnation laminaire 1D en utilisant le module PREMIX de CHEMKIN-II. Rappelons que le mécanisme cinétique GRI-Mech 3.0 (Smith et al. 1999) a été utilisé pour la flamme de méthane et l'ARAMCO-Mech 1.3 (Zhou et al. 2016) pour la flamme de propane. L'épaisseur thermique est définie comme suit :

$$\delta_L^0 = \frac{1}{|\nabla c|_{max}} \tag{5.1}$$

où $c = (T - T_r)/(T_p - T_r)$ représente le degré d'avancement de la réaction. T_r est la température des réactifs et T_p est la température adiabatique de flamme. Le nombre de Lewis effectif (Le_{eff}) a été calculé en utilisant la méthode proposée par Bechtold et Matalon 2001.

Notons que les deux cas étudiés ont un rapport U_θ/S_L similaire, signifiant que les effets de l'écoulement différentiels sont éliminés permettant ainsi d'isoler l'effet du nombre de Lewis.

Table 5.1 – Conditions expérimentales et paramètres clés : la température adiabatique de flamme (T_p), l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex (R_v), l'épaisseur de flamme (δ_L^0), la vitesse de rotation du vortex (U_θ), la vitesse laminaire de flamme (S_L^0) et le nombre de Lewis effectif Le_{eff}.

Cas	Carburant	ϕ	T_p	R_v/δ_L^0	U_θ/S_L^0	Le_{eff}
-	-	-	[K]	-	-	-
M10	CH_4	1.0	2200	9.6	2.5	1.05
P091	C_3H_8	0.9	2157	11.3	2.45	1.5
P092				14.1	4.43	

5.2.3 Résultats

Les résultats de cette partie seront présentés en fonction du degré d'avancement qui a été calculé à partir des températures obtenues en suivant la méthodologie présentée dans la section (cf. la section 2.5.3.1). Ce choix a été fait pour pouvoir, par la suite, calculer l'épaisseur de flamme thermique à partir du gradient du degré d'avancement (cf. Eq. (5.1)). Sauf indication contraire, nous allons étudier tout d'abord les flammes M10 et P091 présentées dans la Table 5.1 caractérisées par un rapport U_θ/S_L quasiment identique.

La séquence temporelle des champs de température décrivant l'interaction de la flamme de propane pauvre avec un vortex toroïdal est illustrée dans la Figure 5.1. Comme il a été montré dans le chapitre 4, nous pouvons décomposer l'interaction en deux parties distinctes : (i) la première où le vortex modifie la flamme et (ii) la seconde où la flamme revient à son état initial. A $t = 0$ ms, la flamme est presque plane et légèrement courbée positivement à cause du système de génération de vortex présent dans le brûleur. A $0 < t \lesssim 4.5$ ms, le vortex toroïdal est injecté, convecté vers la flamme et déforme la flamme. Le vortex traverse la flamme, aucune extinction locale n'a été relevée et la flamme revient à sa forme originale à $t \gtrsim 4.5$ ms. Notons que cette deuxième partie d'interaction est caractérisée par des courbures négatives importantes et est pilotée par la vitesse de consommation de flamme. Nous soulignons que le fait d'analyser les deux parties de l'interaction va permettre de distinguer les effets d'étirement tangentiel et de courbure, ce qui est un atout de la configuration utilisée.

L'évolution temporelle de la surface de flamme est représentée sur la Figure 5.2 pour les deux cas étudiés (c.-à-d. M10 et P091). Après l'injection du vortex, la réponse de la flamme est presque identique durant la première phase jusqu'à $t \approx 3.8$ ms. Cette première partie d'interaction est dominée par l'étirement de la flamme induit par le vortex conduisant à une croissance de la surface de flamme A. Toutefois, des différences significatives ont été relevées entre les flammes méthane/air ($Le_{eff} \approx 1$) et propane/air ($Le_{eff} > 1$) au cours de la seconde partie de l'interaction, durant laquelle les flammes courbées négativement retournent à leurs

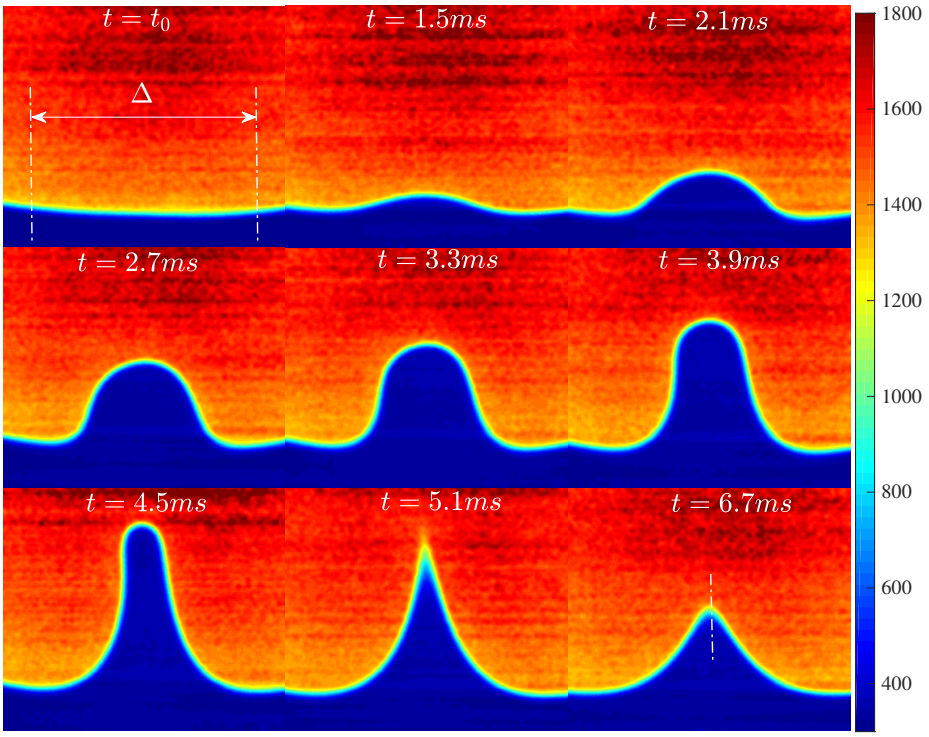


FIGURE 5.1 – Séquence temporelle des champs de température d'une flamme de propane à $\phi = 0.9$. Δ est la largeur du domaine de contrôle. La ligne centrale à $t = 6.7$ ms représente la ligne le long de laquelle les profils axiaux vont être extraits.

géométries initiales. Notons que le temps nécessaire pour que la flamme regagne sa forme originale est de l'ordre de quelques millisecondes.

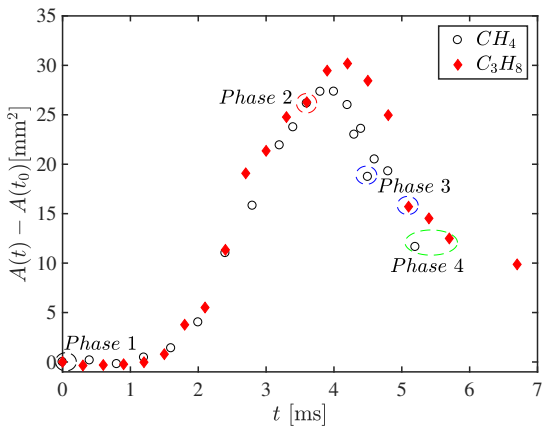


FIGURE 5.2 – Évolution temporelle de la surface $A(t)$ pour la flamme de propane à $\phi = 0.9$ (diamants en rouge) et la flamme du méthane à la stoechiométrie (cercles noirs). Les phases sélectionnées qui vont être comparées sont caractérisées par une courbure presque identique à la pointe de la flamme.

5.2.3.1 Épaississement/amincissement de la flamme

Afin d'approfondir l'étude, la courbure du front de flamme a été calculée comme étant la moyenne des deux courbures principales κ_1 et κ_2 en utilisant l'Eq. (2.14) et (2.15), respectivement, au niveau de l'iso-contour $c = 0.7$ qui est représentatif de la zone de réaction. Pour démontrer les effets de la courbure et de la diffusion différentielle sur la structure interne de la flamme, quatre phases ont été sélectionnées pour chaque flamme (voir par exemple les phases sélectionnées pour la flamme de propane présentées sur la Figure 5.3). Ces phases ont été choisies de sorte que le rayon de courbure minimal (c.-à-d. le long de la ligne centrale du brûleur) soit presque identique entre les deux carburants étudiés. Notons que ces phases sont encerclées dans la Figure 5.2. Les deux premières phases correspondent au premier stade de l'interaction flamme-vortex durant lequel l'étirement tangentiel prédomine sur la contribution due à la courbure du front de flamme. Les deux dernières phases correspondent à la deuxième partie de l'interaction où la pointe de la flamme est extrêmement courbée. Durant la première partie, des courbures égales sont obtenues aux mêmes instants durant la traversée du vortex. Cependant, on observe un décalage d'approximativement 0.5 ms entre les deux flammes au cours de la seconde partie de l'interaction. Ce décalage peut être expliqué par l'état initial de la flamme de propane qui est moins courbée positivement comparée à la flamme de méthane. Rappelons qu'à l'état stationnaire, les flammes ne sont pas tout à fait planes. Elles sont légèrement convexes vers les gaz à cause de la présence de tube du générateur de vortex qui modifie les lignes de courants de l'écoulement.

La structure interne de la flamme durant l'interaction flamme-vortex est examinée sur la Figure 5.4 en évaluant les profils de gradient de degré d'avancement $|\nabla c|$ en fonction du degré d'avancement c le long de la ligne centrale de la flamme (c.-à.-d à $r = 0$) pour les quatre phases sélectionnées. Rappelons que ce paramètre est inversement proportionnel à l'épaisseur thermique de la flamme. Une diminution de $|\nabla c|$ signifie que la flamme s'épaissit alors qu'une augmentation correspond à un amincissement du front de flamme. Notons que pour chaque carburant, chaque phase a été normalisée par le maximum de la valeur correspondante de $|\nabla c|$ quand la flamme est plane, c.-à.-d à la Phase 1 avant que l'interaction ait lieu. On remarque les points suivants :

(i) La première phase illustre la structure interne de la flamme initiale qui est affectée uniquement par l'étirement tangentiel, relativement faible à cause de la divergence de l'écoulement. On observe que les courbes pour la Phase 1 sont quasiment symétriques autour de $c = 0.5$.

(ii) La Phase 2 se produit quand le vortex traverse la flamme en l'étirant. A cette phase, de plus grandes valeurs de $|\nabla c|$ comparées à celles de la phase initiale ont été relevées, indiquant un amincissement d'environ 30 % et 40 % pour les flammes de méthane et de propane respectivement. Dans le travail de Law et al. 1994, il a été démontré que la structure interne de la flamme ayant un nombre de Lewis égal à l'unité reste inchangée quelle que soit l'étirement tangentiel appliqué pour une configuration à jets opposés. D'autre part, Driscoll 2008 a cité dans son article de synthèse qu'une flamme de méthane pauvre positivement étirée s'amincit, tandis qu'une flamme de propane pauvre s'épaissit. Nous remarquons que les résultats diffèrent et nos données

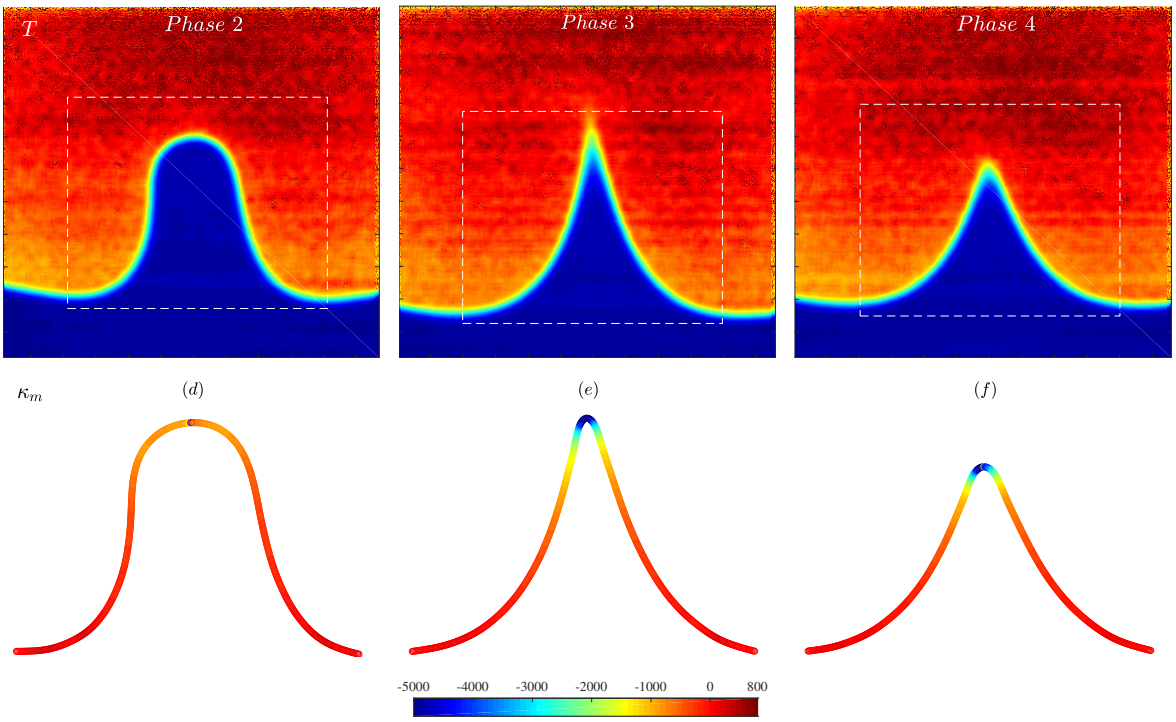


FIGURE 5.3 – Phases sélectionnées (a-c) et leurs courbures κ_m calculées au niveau de l'iso-contour $c = 0.7$ pour le cas P091 (cf. Table 5.1). Le rectangle en pointillé représente la partie de l'image où la courbure a été calculée. L'échelle de couleur concerne les figures de courbure (d-f). Notons que la Phase 1 n'est pas présentée dans la figure vu qu'elle correspond à l'état stationnaire.

expérimentales apportent de nouvelles idées.

(iii) Pour les flammes négativement courbées au niveau de la Phase 3, une diminution importante de $|\nabla c|$ a été identifiée, signifiant que le front de flamme est épaissi. De surcroît, le profil devient asymétrique avec des valeurs plus élevées pour $0.45 < c < 1$ pour la flamme de méthane. Un comportement similaire a été observée pour la flamme de propane avec une amplitude plus faible.

(iv) Quand l'amplitude de la courbure diminue, c.-à-d. à la Phase 4, l'épaississement décroit également pour les deux carburants. Plus précisément, la flamme de méthane a tendance à retrouver sa structure interne initiale plus vite que celle de propane.

Les changements de structure interne de la flamme durant son interaction avec le vortex sont décrits plus précisément en décomposant le front de flamme en deux régions, une décrivant approximativement l'épaisseur de la zone de préchauffage et l'autre l'épaisseur de la zone de réaction. L'épaisseur de la zone de préchauffage le long du contour de flamme (δ_{pre}) est caractérisée en calculant la distance minimale entre les iso-contours $c = 0.1$ et $c = 0.7$ sur la Figure 5.4. Cette épaisseur est tracée en fonction de la courbure locale de la flamme calculée à l'iso-contour $c = 0.7$ et normalisée par l'épaisseur de la flamme laminaire (cf. Figure 5.5(a)). Pour les Phases 1 et 2, les courbures normalisées sont dans la gamme $-0.3 \lesssim \kappa_m \cdot \delta_L \lesssim 0.2$ et

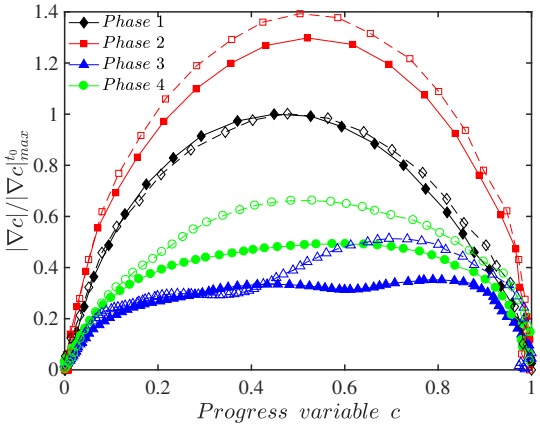


FIGURE 5.4 – Profils de $|\nabla c|$ normalisés en fonction du degré d'avancement c extraits le long de la ligne centrale pour les quatre phases sélectionnées durant l'interaction flamme-vortex pour le cas P091 (symboles remplis) et le cas M10 (symboles vides).

l'épaisseur de la zone de préchauffage reste quasiment constante. Toutefois, des changements significatifs sont observés pour les Phases 3 et 4 pour $\kappa_m \cdot \delta_L \lesssim -0.3$. Dans ces conditions, la zone de préchauffage peut être épaissie d'un facteur 4. Pour les flammes très courbées négativement (c.-à-d. la Plase 3), la zone de préchauffage du méthane est beaucoup plus épaissie par rapport à celle du propane. D'autre part, l'épaississement de la zone de préchauffage dans les régions courbées se produit près de la ligne centrale du brûleur, alors que les autres parties de la flamme restent relativement inchangées durant l'interaction.

Vu que les changements les plus significatifs sont observés dans les régions ayant une courbure négative très importante au niveau de la ligne centrale, l'épaisseur de la zone de réaction est examinée juste au niveau de la pointe de la flamme en fonction du temps (c.-à-d. au cours de l'interaction flamme-vortex). L'épaisseur de la zone de réaction δ_{rec} est définie entre $c = 0.7$ et $c = 0.85$ à $r = 0$. Elle est tracée en fonction de la courbure locale normalisée dans la Figure 5.5(b). L'évolution temporelle se manifeste d'abord par des valeurs de courbure décroissantes puis croissantes. Pour les courbures négatives très élevées, la zone de réaction est fortement épaissie pour la flamme de propane ($Le_{eff} > 1$) alors qu'un léger épaississement a été relevé pour la flamme de méthane ($Le_{eff} \approx 1$).

Notons que la Phase 2 et la première partie de l'interaction correspondent aux instants où l'étirement tangentiel prédomine sur la courbure. Cependant, les épaisseurs des zones de préchauffage et de réaction sont marginalement modifiées durant cette période. Par conséquent, on en conclut que l'épaisseur de flamme est beaucoup plus sensible à la courbure que l'étirement tangentiel. De surcroît, les changements structurels sont remarquables pour les zones de préchauffage et de réaction, seulement lorsque le rayon de courbure est au moins deux fois plus petit que l'épaisseur de flamme laminaire.

Après avoir examiné la structure thermique des flammes, nous allons porter notre attention sur quelques indicateurs de la réactivité de la flamme en analysant la chimiluminescence des radicaux CH* et OH*.

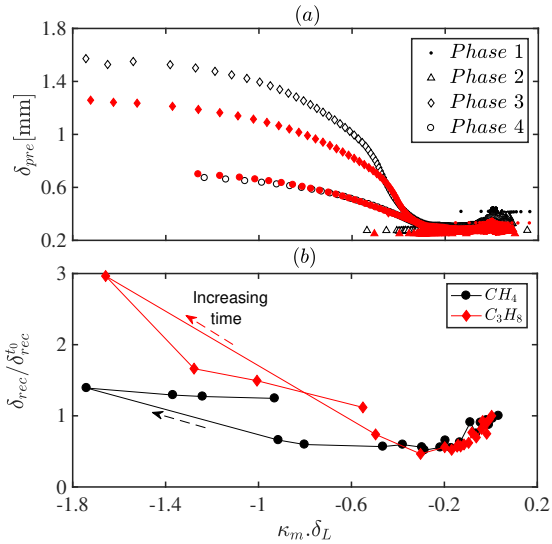


FIGURE 5.5 – (a) Épaisseur de la zone de préchauffage en fonction de la courbure normalisée le long du contour de la flamme pour les différentes phases sélectionnées. Chaque phase est représentée par un symbole spécifique. (b) Épaisseur de la zone de réaction normalisée évaluée à la pointe de la flamme durant toute l'interaction de la flamme avec le vortex. La courbure est normalisée par l'épaisseur de la flamme laminaire. Les symboles pleins et vides correspondent aux mélanges propane/air et méthane/air respectivement. La flèche indique le sens du temps.

5.2.3.2 Les mesures CH* et OH*

Pour mieux comprendre les modifications intervenant dans la zone de réaction de la région de flamme caractérisée par une courbure négative importante, il est nécessaire d'étudier les processus thermiques et chimiques qui se produisent dans cette région. Dans cette perspective, les mesures de CH* et OH* vont être exploitées. Comme nous l'avons vu dans la section 1.4 du Chapitre 1, CH* et OH* sont de bons marqueurs de la zone de réaction. Cependant, une bonne interprétation des mesures issues de la chimiluminescence requiert une bonne connaissance de la cinétique menant à la formation de ces deux espèces électroniquement excitées. La réaction du radical éthynyle C_2H avec l'atome d'oxygène est la source dominante de formation de CH* (cf. réaction (R6)), tandis que l'intensité de OH* est principalement proportionnelle aux concentrations locales de CH et O_2 (cf. réaction (R3)). Le rapport OH*/CH* donne une indication sur l'équilibre entre ces deux mécanismes.

La Figure 5.6 représente les images de CH*, OH* et OH*/CH* après application de la déconvolution d'Abel pour la flamme de propane négativement courbée Phase 3). Nous allons nous concentrer sur cette Phase 3. Des concentrations très élevées de CH* sont observées au niveau de la pointe de la flamme, alors que la concentration en OH* reste relativement constante le long du front de flamme. Ceci mène à un rapport OH*/CH* qui décroit dans la région en question. Cette décroissance relative de OH* comparée à celle de CH* peut être expliquée par différents facteurs. Dans les travaux de KOJIMA et al. 2005 et ORAIN et HARDALUPAS 2010, il a été trouvé que le rapport OH*/CH* est inversement proportionnel à

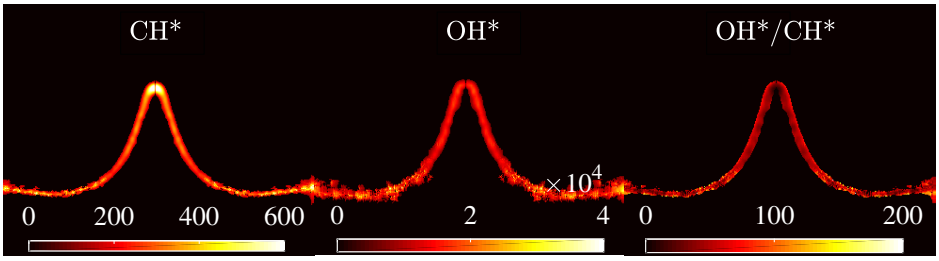


FIGURE 5.6 – Images de CH*, OH* et OH*/CH* (gauche à droite) pour une flamme de propane ayant une courbure négative à la Phase 3. Notons qu'une inversion d'Abel a été appliquée aux images brutes.

la richesse pour les flammes stœchiométriques et pauvres. Toutefois, la diffusion différentielle du propane et de l'oxygène devrait résulter en des conditions plus pauvres à la pointe de la flamme, ce qui est contradictoire avec nos données expérimentales.

Rappelons qu'une flamme de propane pauvre est caractérisée par $Le_{eff} > 1$, ce qui signifie que la diffusion thermique est dominante en comparaison avec la diffusion moléculaire. Ceci suggère que l'augmentation de CH* dans les régions très négativement courbées peut être attribuée à une diffusivité thermique très importante, ce qui favorise les processus de formation des précurseurs de CH*. Ceci a été vérifié numériquement en étudiant une flamme 1D via le module PREMIX de CHEMKIN-II. Une configuration à contre-courant a été sélectionnée permettant de travailler avec une flamme plane. Pour simuler artificiellement l'effet de courbure, nous avons augmenté graduellement la température des gaz frais. Il a été montré que le préchauffage des réactifs accroît la concentration en O, C_2H et par suite CH*. En revanche, la concentration en OH* reste relativement inchangée à cause de la consommation de O_2, précurseur de OH*, avant d'atteindre la zone de formation de OH. En d'autres termes, la région négativement courbée concentre la chaleur à cause d'une diffusivité thermique élevée. Cette région est donc exposée à des concentrations relativement importantes de précurseurs de CH* à cause de l'augmentation de la température dans la zone de préchauffage. Par conséquent, l'augmentation de CH* et la décroissance de OH*/CH* près de la pointe de la flamme est, dans ce cas, due à la diffusion préférentielle thermique dans cette région et non pas à une modification de la richesse locale du mélange réactif.

Nous avons également quantifié l'effet de la courbure locale sur la chimiluminescence. Pour ceci, l'intensité des espèces CH* et OH* a été intégrée sur la normale à chaque point du contour de la flamme pour les quatre phases sélectionnées. Une normalisation a été faite par la moyenne de l'intensité intégrée de la phase initiale où la flamme est plane. Sur la même figure sont tracées les courbes représentant les quatre phases de l'interaction pour la flamme de propane (avec des symboles pleins) et la flamme de méthane (avec des symboles vides). Comme la Figure 5.7 le montre, CH* et OH* sont négativement corrélés à la courbure locale pour la flamme du propane, avec une sensibilité plus marquée pour CH* dans l'intervalle $-0.6 \lesssim \kappa_m \cdot \delta_L \lesssim -0.2$. Pour $\kappa_m \cdot \delta_L \lesssim -0.6$, OH* et CH* varient légèrement avec la courbure.

Un comportement similaire a été identifié pour l'effet de la courbure sur la vitesse de

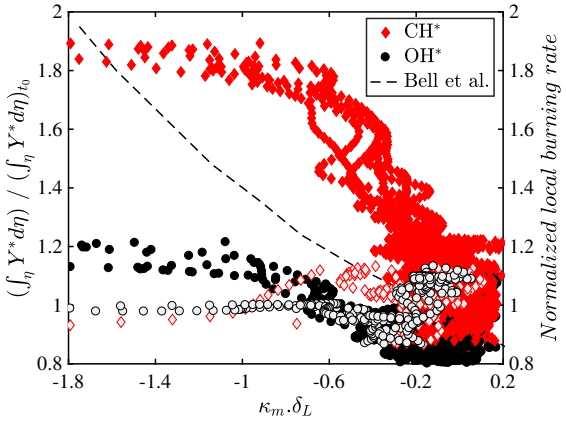


FIGURE 5.7 – L'émission des radicaux CH* (symboles en rouge) et OH* (symboles en noir) intégrée sur la normale en chaque point du contour de la flamme pour les quatre phases sélectionnées en fonction de la courbure normalisée. Les symboles pleins et vides correspondent aux flammes de propane et de méthane respectivement. La courbe superposée a été reproduite du travail de BELL et al. 2007 et représente le taux de combustion local en fonction de la courbure.

combustion locale (HAWORTH et POINSOT 1992, RUTLAND et TROUVÉ 1993 et récemment BELL et al. 2007). Les régions ayant des courbures négatives ont des vitesses de flamme très élevées pour $Le_{eff} > 1$. Cependant, une corrélation totalement opposée a été obtenue pour les flammes caractérisées par $Le_{eff} < 1$. La courbe représentant la vitesse locale de combustion en fonction de la courbure normalisée pour une flamme pauvre à $\phi = 0.7$, reproduite du travail de BELL et al. 2007, a été rajoutée sur la Figure 5.7. On observe que les trois courbes, c.-à-d. celles de CH* et de OH* pour la flamme de propane ainsi que la courbe de BELL et al. 2007, ont la même tendance, mais des pentes différentes. Ceci signifie que les radicaux CH* et OH* ne peuvent pas être directement corrélés à la vitesse de combustion locale (ou taux de dégagement de chaleur) quand la flamme est courbée. D'autres paramètres doivent être considérés pour pouvoir déduire la dépendance exacte entre ces radicaux et le taux de dégagement de chaleur. Par conséquent, les radicaux CH* et OH* peuvent être interprétés seulement comme des indicateurs qualitatifs du taux de dégagement de chaleur et ne peuvent pas être utilisés pour le quantifier.

Pour la flamme de méthane (représentée par des symboles vides), il a été trouvé que les intensités de CH* et OH* ne sont pas forcément affectées par la courbure et restent quasiment constantes (cf. Figure 5.7). Pour le cas des flammes ayant un Lewis inférieur à l'unité, on s'attendrait à des intensités de OH* et CH* plus importantes dans les régions courbées positivement et très faibles dans les régions courbées négativement. Nous soulignons également que les espèces intermédiaires, citons par exemple l'hydrogène atomique et l'oxygène atomique, peuvent avoir un impact significatif particulièrement pour les flammes caractérisées par $Le_{eff} < 1$.

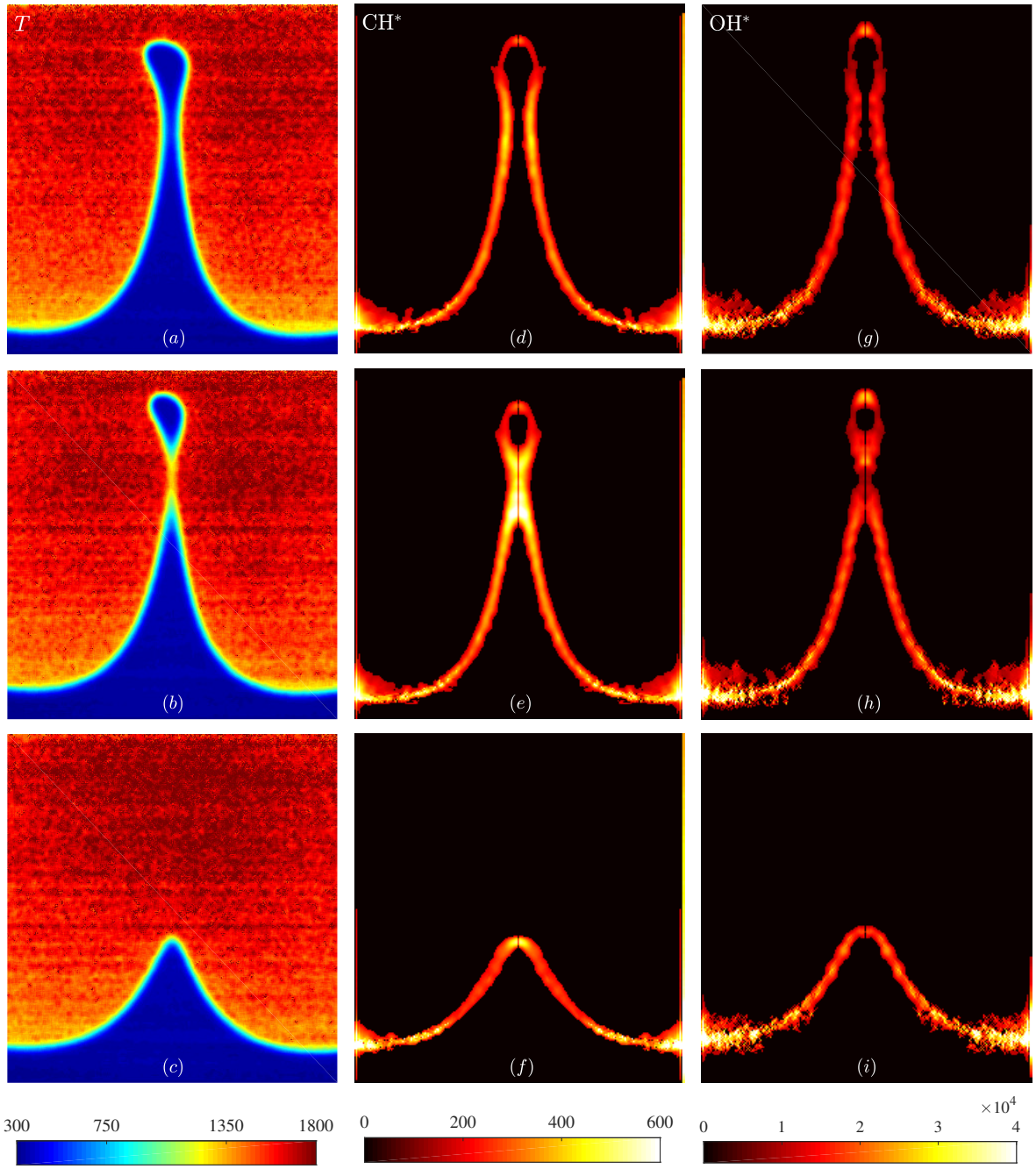


FIGURE 5.8 – Séquence de champs de température (a-c), de CH* (d-f) et de OH* (g-i) mesurés durant l'interaction de la flamme de propane pauvre avec le vortex toroïdal ayant une intensité $U_\theta/S_L =$ (cas P092 de la Table 5.1). Notons que temps entre chaque phase est de 0.3 ms.

5.2.3.3 Cas particulier : Formation d'une poche de gaz frais

Passons maintenant au troisième cas sélectionné dans la Table 5.1, c.-à-d. P092. Ce cas correspond à une flamme de propane pauvre en interaction avec un vortex ayant une intensité

$U_\theta/S_L = 3$ assez élevée. La déformation de la flamme est assez remarquable de sorte à ce que nous capturions la formation d'une poche de gaz frais lors de l'interaction flamme-vortex. Ce cas particulier est illustré dans la Figure 5.8 en sélectionnant seulement trois des différents instants montrés dans les paragraphes précédents. Les champs de température ainsi que les intensités des radicaux CH* et OH* acquises simultanément sont présentés. Chaque phase est examinée permet de déduire les points suivants :

(i) Avant le détachement de la poche de gaz frais, on remarque que l'intensité de CH* augmente de plus en plus dans le 'col' de la flamme, caractérisé par des courbures positives, tandis que l'intensité de OH* reste quasiment constante. En effet, la température des gaz frais augmente au niveau du 'col' à cause de rapprochement des deux fronts de flamme. Comme nous l'avons vu précédemment, le préchauffage des gaz frais favorise la formation des précurseurs du radical CH*, ce qui justifie l'augmentation de l'intensité de CH* dans le col de la flamme étudiée.

(ii) Au cours du détachement de la poche de gaz frais, une augmentation assez remarquable des radicaux CH* a été relevée dans les zones ou le front de flamme est extrêmement courbé négativement. Cependant, une tendance contraire a été trouvée pour les radicaux OH*. Ceci est en bon accord avec ce qui a été trouvé pour le cas P091.

(iii) Après le détachement de la poche, cette dernière est rapidement consommée et la flamme tente de revenir à sa position initiale.

On en conclut qu'une diffusivité thermique assez importante couplée à des courbures négatives mène à des variations de la structure interne de flamme, plus précisément de sa zone de réaction (cf. Fig. 5.8(b)).

5.2.4 Discussion & Synthèse

L'influence de la courbure et de l'étirement sur la structure des flammes prémélangées ayant des nombres de Lewis différents a été explorée en utilisant la configuration d'une flamme plane en interaction avec un vortex toroïdal. L'inégalité entre les diffusivités thermique et moléculaire a été évaluée en comparant une flamme de méthane à la stœchiométrie et une flamme de propane pauvre. L'intensité du vortex imposée ainsi que sa taille caractéristique permettent de plisser la flamme à la traversée du vortex. Dans le diagramme de combustion, les flammes étudiées se trouvent dans le régime des flammes plissées (cf. Poinsot et al. 1991b et Roberts et al. 1993). Par conséquent, des variations marginales peuvent avoir lieu sur la structure de flamme. De plus, il est souvent postulé que la zone de préchauffage peut être fortement altérée par l'étirement tangentiel et la courbure alors que la zone de réaction est beaucoup plus robuste et des variations marginales peuvent avoir lieu au niveau de son épaisseur. Cependant, la présente étude montre que ces deux résultats ne sont pas toujours vrais même pour une intensité de vortex assez modérée. En effet, en analysant minutieusement la structure de la flamme, un amincissement significatif est observé au cours de la première partie de l'interaction avec le vortex lorsque la contribution de l'étirement tangentiel prédomine sur celui de la courbure. Quant à la deuxième partie de l'interaction, un épaississement est

relevé quand la courbure est beaucoup plus importante que l'autre composante de l'étirement total. Ceci renforce l'idée qu'il faut bien distinguer l'effet de l'étirement tangentiel de l'effet de la courbure pour les vitesses de flammes (Thiesset et al. 2017a, Bechtold et Matalon 2001 and Giannakopoulos et al. 2015). En décomposant la structure interne de la flamme en une zone de préchauffage et une zone de réaction, il a été clairement montré que la zone de réaction peut être altérée. L'épaississement de cette zone a été observé uniquement quand le rayon de courbure de la flamme est de l'ordre de l'épaisseur de flamme et quand le nombre de Lewis est différent de l'unité. Ces observations ont été confirmées en analysant les radicaux CH* et OH*, deux marqueurs de la réactivité de la flamme. Nos données expérimentales ont montré que la zone de réaction de la flamme propane/air est très sensible à la courbure contrairement à la zone de réaction de la flamme méthane/air. Cette dernière n'est que marginalement modifiée.

Un deuxième point qui a attiré notre attention concerne le rapport OH*/CH*. En effet, il est communément admis que ce rapport est un bon indicateur de la richesse locale. La diminution du rapport OH*/CH* implique une augmentation de la richesse du mélange réactif (cf. Kojima et al. 2005 et Orain et Hardalupas 2010 par exemple). Toutefois, nous avons montré que ce rapport peut être modifié à cause d'une courbure négative élevée du front de flamme lorsque le nombre de Lewis est différent de l'unité. Plus précisément, quand la diffusivité thermique est importante, la réactivité de la flamme est améliorée. Par conséquent, le taux de réaction est plus élevé dans cette région. Ceci est en bon accord avec les résultats des études DNS réalisées. Le corollaire est que le rapport OH*/CH* n'est pas toujours lié à la richesse locale lorsque $Le \neq 1$. Une attention particulière doit être portée sur ce point.

Vu que les diagnostics utilisés permettent d'obtenir l'information sur la structure interne de la flamme, nous voulons savoir jusqu'à quel point l'hypothèse considérée dans le Chapitre 4, concernant une épaisseur de flamme constante ($\mathcal{F} = \text{cst}$), reste valable. Pour ce faire, nous avons calculé l'étirement global et la courbure moyennés sur la surface de flamme (c.-à-d. $\langle K \rangle$ et $\langle \kappa_m \rangle$) sur deux iso-contours différents quand la flamme de propane est en interaction avec le vortex. Le premier iso-contour correspond à $c = 0.1$, se référant aux gaz frais, et le second à $c = 0.8$ à la zone de réaction. La largeur du domaine de contrôle sur laquelle $\langle K \rangle$ et $\langle \kappa_m \rangle$ ont été évalués est identique à celle considérée dans le Chapitre 4, c.-à-d. $\Delta = 13$ mm. La Figure 5.9 montre que pendant la première étape de l'interaction, $\langle K \rangle$ et $\langle \kappa_m \rangle$ sont presque superposés pour les deux iso-c, ce qui implique que l'épaisseur du front de flamme n'est pas affectée. En d'autres termes, les deux iso-contours restent bien parallèles dans cette phase. Ceci met en évidence la validité de l'hypothèse faite dans Thiesset et al. 2017a selon laquelle la flamme est très faiblement affectée par les effets d'amincissement/épaississement. Toutefois, certaines différences peuvent être détectées lorsque la flamme reprend sa forme initiale, en particulier, quand la flamme est fortement négativement courbée.

5.2.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié l'interaction entre les aspects structurels de la flamme prémélangée et ses aspects thermochimiques. Les mesures simultanées des champs

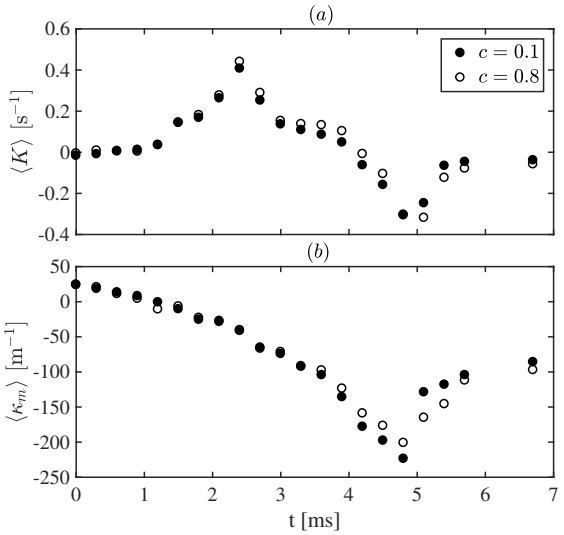


FIGURE 5.9 – Evolutions temporelles de l'étirement global $\langle K \rangle$ et de la courbure $\langle \kappa_m \rangle$ moyennés sur la surface de flamme calculées au niveau de deux iso-contours différents : $c = 0.1$ et $c = 0.8$ pour la flamme de propane.

de température (à l'aide de la diffusion Rayleigh) et des espèces OH* et CH* ont fourni une analyse détaillée de la structure de flamme et des effets de la diffusion différentielle. Pour ce faire, quatre phases ont été sélectionnées ; deux se trouvant dans la première partie de l'interaction et les deux autres dans la seconde partie. Les résultats trouvés sont résumés comme suit :

(i) L'épaisseur de la flamme ne reste pas constante durant l'interaction de la flamme avec le vortex. Au niveau de l'axe central du brûleur ($r = 0$), un amincissement a été observé quand l'étirement tangentiel prédomine sur la courbure, tandis qu'un épaississement significatif a lieu pendant la phase de retour de flamme. Ceci reste valide pour les flammes caractérisées par $Le_{eff} \approx 1$ et $Le_{eff} > 1$.

(ii) En analysant indépendamment les épaisseurs de la zone de préchauffage et de la zone de réaction, il a été observé pour la flamme de propane que les deux zones sont modifiées pour des niveaux de courbure importants.

(iii) Les changements observés au niveau de la zone de réaction pour la flamme caractérisée par $Le_{eff} > 1$ ont été étudiés en analysant les radicaux CH* et OH*. Il a été montré qu'une diffusivité thermique assez importante joue un rôle significatif autour des régions courbées menant à une augmentation des radicaux CH*.

En conclusion générale, les champs de température couplés aux intensités de chimiluminescence des radicaux CH* et OH* mettent en évidence que contrairement aux déclarations communes, une intensité de vortex modérée avec une taille typique beaucoup plus grande que l'épaisseur de la flamme suffit pour induire des changements significatifs de la structure de flamme. Bien que les FVIs doivent être interprétées comme une situation intermédiaire entre les flammes laminaires étirées et les flammes turbulentes, les résultats actuels suggèrent que la structure interne de la flamme peut être modifiée pour des nombres de Karlovitz inférieurs à ceux déterminés classiquement.

Nous allons maintenant passer à la partie concernant l'auto-inflammation du vortex toroïdal lors de son interaction avec une flamme d'hydrogène pauvre. Ce mélange présente un nombre de Lewis inférieur à l'unité. Le corollaire est une apparition d'instabilités sur la surface du front de flamme, ce qui supprime la condition d'axisymétrie. Nous ne pouvons donc pas appliquer les méthodes développées au Chapitre 4 à ce type de flamme. Nous avons cependant appliqué le diagnostic 2D Rayleigh par pure curiosité.

5.3 Auto-inflammation

5.3.1 Contexte & Objectifs

Les méthodes de fermeture du taux de réaction utilisées pour simuler la combustion prémélangée turbulente utilisent souvent les résultats issus des flammes prémélangées laminaires (Van Oijen et al. 2016). L'auto-inflammation n'est généralement pas considérée pour des températures bien inférieures à la température minimale d'inflammation d'un mélange H_2/air, qui est de l'ordre de 800-950 K à pression atmosphérique.

Une revue détaillée sur la combustion de l'hydrogène est fournie par Sánchez et Williams 2014. Pour l'auto-inflammation de systèmes homogènes, la réaction lente d'initiation $H_2 + O_2 \rightarrow HO_2 + H$ est nécessaire pour initier la production des radicaux (Boivin et al. 2013). La compétition entre la réaction d'initiation, les réactions de mélange radicalaire (par exemple $H + O_2 \rightarrow OH + O$) et les réactions de recombinaison (par exemple $H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$) déterminent si l'auto-inflammation peut avoir lieu. Les températures requises pour qu'une auto-inflammation soit homogène proviennent de la nécessité que la réaction lente d'initiation soit capable de générer les radicaux H à un taux suffisant pour que les réactions de mélange puissent atteindre la recombinaison.

Les flammes d'hydrogène courbées sont bien connues pour provoquer des variations spatiales de la concentration des radicaux dues à la diffusion différentielle et thermique (effet de Soret). Plusieurs études ont reporté ceci, citons par exemple les travaux de Ern et Giovangigli 1998, Im et Chen 2002, Chen et Bilger 2004, Dong et al. 2005, Yang et al. 2010, Grcar et al. 2009, Day et al. 2009, Hall et al. 2014, Hall et al. 2015, Barlow et al. 2015 et Aspden 2017. Cependant, les concentrations relativement importantes des radicaux H sont confinées dans des régions de flamme ayant des températures assez élevées dues à une recombinaison rapide à des températures plus basses ($H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$). En combinant ceci avec une diffusion différentielle et thermique, des concentrations très élevées dans les régions caractérisées par des courbures positives ont été observées. A contrario, dans les régions ayant des courbures négatives, de faibles concentrations ont été trouvées. Cependant, des mesures quantitatives des concentrations des radicaux H en utilisant la fluorescence induite par laser dans les flammes laminaires tubulaires pauvres H_2/air ont montré que la concentration de H pouvait atteindre 2 à 5 % de sa valeur maximale dans des régions ayant des températures (mesurées en utilisant la diffusion Raman) inférieures à 400 K (Hall et al. 2014 et Hall et al. 2015). Ces régions de concentrations élevées en H sont produites en amont de flammes

fortement courbées positivement, et n'ont pas été prédites par des simulations utilisant une chimie détaillée, une diffusion multi-composants et l'effet de Soret. Notons qu'aucune auto-inflammation n'a été observée vu que la configuration de la flamme tubulaire implique un taux d'étirement constant (entre 200-400 s^{-1} dans les références Hall et al. 2014 et Hall et al. 2015) et n'est pas perturbée par les tourbillons.

La présence simultanée d'une flamme et d'un vortex permet également l'advection d'autres espèces qui peuvent favoriser l'inflammation à basse température. Shim et al. 2013 ont montré, en étudiant des flammes H_2/air par le biais d'une simulation numérique directe (DNS), que l'interaction flamme/turbulence peut transporter les radicaux H_2O_2 et HO_2 bien en amont des régions à haute température. Par exemple, des fractions massiques de HO_2 dépassant 40 % du maximum ont été trouvées dans des régions ayant des températures inférieures à 710 K. En outre, Reuter et al. 2017 ont souligné l'importance de ces espèces dans la deuxième étape d'inflammation par ramification à des températures modérées. Alors que certains taux de ramification (par exemple $H_2O_2 + M \rightarrow 2OH + M$) devraient être négligeables aux températures d'inflammation rapportées ici, il est possible que des concentrations relativement faibles d'atomes H puissent réduire significativement les temps de ramification vu que la croissance radicale est initialement exponentielle dans le temps (Boivin et al. 2017).

L'objectif de cette étude est de démontrer qu'une auto-inflammation peut avoir lieu dans des mélanges H_2/air à des températures d'environ 350 K en amont des surfaces de flammes courbées pendant l'interaction d'une flamme d'hydrogène avec un vortex toroïdal. L'impact potentiel de ce phénomène va être évalué en analysant les données expérimentales acquises en utilisant la diffusion Rayleigh.

5.3.2 Condition expérimentale étudiée

Une flamme hydrogène/air ayant une richesse $\phi = 0.35$ a été étudiée. La diffusion Rayleigh a été utilisée et 15 phases successives de l'interaction flamme-vortex ont été acquises en répétant chaque phase 3 fois. Le temps séparant les phases est de 0.25 ms. Notons que la vitesse de rotation du vortex est approximativement de $U_\theta = 1.2$ m/s et l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex est de $R_v = 4$ mm. Parallèlement, nous avons mené des mesures de chimiluminescence OH*. Cependant, les données acquises n'étaient pas exploitables à cause de la nature cellulaire de la flamme sélectionnée et de son trop faible signal d'émission.

Table 5.2 – Conditions expérimentales et paramètres clés : l'interdistance entre les deux noyaux du vortex (R_v), la vitesse de rotation du vortex (U_θ) et le nombre de Lewis effectif Le_{eff}.

Cas	Carburant	ϕ	R_v	U_θ	Le_{eff}	Phases	Répétabilité
-	-	-	[mm]	[m/s]	-	-	-
H35	H_2	0.35	4	1.2	0.35	15	3/Phase

Notons que la variation de la composition avec la température a été supposée suivre celle d'une flamme d'hydrogène laminaire prémélangée à $\phi = 0.35$ avec une température de mélange réactif T_r calculée en utilisant une flamme se propageant librement à l'aide de CHEMIKIN-II. Le mécanisme cinétique de Kéromnès et al. 2013 a été utilisé. La température des réactifs était inconnue expérimentalement. A cause du rayonnement émis par la flamme, la buse de sortie de brûleur est un peu réchauffée, ce qui affecte la température des gaz frais. Afin de déterminer cette température T_r, nous avons implémenté une procédure itérative. En effet, le champ de température a été calculé en utilisant la cartographie des sections efficaces en fonction de la température pour un $T_r = 290$ K. Le champ de température est ensuite recalculé en utilisant la nouvelle T_r. En raison de la section efficace relativement constante dans la flamme sélectionnée et d'un faible préchauffage, la procédure a convergé après deux itérations à $T_r = 310$ K.

5.3.3 Résultats

5.3.3.1 Auto-inflammation au cours de l'interaction flamme-vortex

Nous présentons tout d'abord la séquence d'interaction flamme-vortex obtenue. La Figure 5.10 représente les champs de température à différentes phases après l'injection du vortex. Rappelons que ces images sont typiques de tous les passages du vortex acquis. Une description de l'interaction peut se faire comme suit :

(i) Avant l'interaction avec le vortex, la flamme présente une structure cellulaire avec une région courbée négativement (concave vers les gaz frais) centrée au niveau de la ligne centrale du brûleur.

(ii) A la Phase 2, l'impact du vortex commence à apparaitre sur la surface de flamme. En effet, un large plissement de la surface de flamme est formé. Il comprend une petite région de courbure négative assez élevée entourée de régions plus grandes avec des courbures positives. L'amplitude des courbures positives est inférieure à celle de la région où la courbure est négative. Les effets de la diffusion différentielle sont visibles dans les produits pour l'ensemble des différentes phases illustrées sur la Figure 5.10. Une diminution de température en aval de la région courbée négativement a été observée et une augmentation dans les régions caractérisées par une courbure positive. Des températures super-adiabatiques sont atteintes de l'ordre de 1350 K comparées à la température adiabatique de la flamme qui est de 1310 K. Notons que la Phase 3 n'est pas présentée vu qu'elle est similaire à la Phase 2.

(iii) A la phase 4, deux régions de température élevée apparaissent en amont de la surface de flamme au niveau des gaz frais, plus précisément au voisinage de la région ayant une courbure positive la plus élevée. Deux points ont été déduits à partir de cette image : les deux régions sont formées à peu près à la même distance de chaque côté de la ligne centrale du brûleur et leurs emplacements correspondent à l'intersection du centre du vortex toroïdal et le plan de mesure (ou de visualisation). Les pics des températures dans la région gauche et droite sont approximativement de 780 K et 410 K respectivement, ces valeurs sont bien inférieures à la température adiabatique

de flamme. Nous pouvons donc dire qu'une auto-inflammation a eu lieu au centre du vortex.

(iv) Après son inflammation, une flamme toroïdale se propageant vers l'extérieur s'est formée. La surface supérieure de la flamme toroïdale et la flamme originale commence à se propager l'une vers l'autre en consommant rapidement les réactifs intermédiaires se trouvant entre les deux flammes. Ceci a entraîné la formation d'une poche de gaz frais à cause de la collision entre les deux flammes à la Phase 7 qui va ensuite être consommée par une flamme se propageant vers l'intérieur.

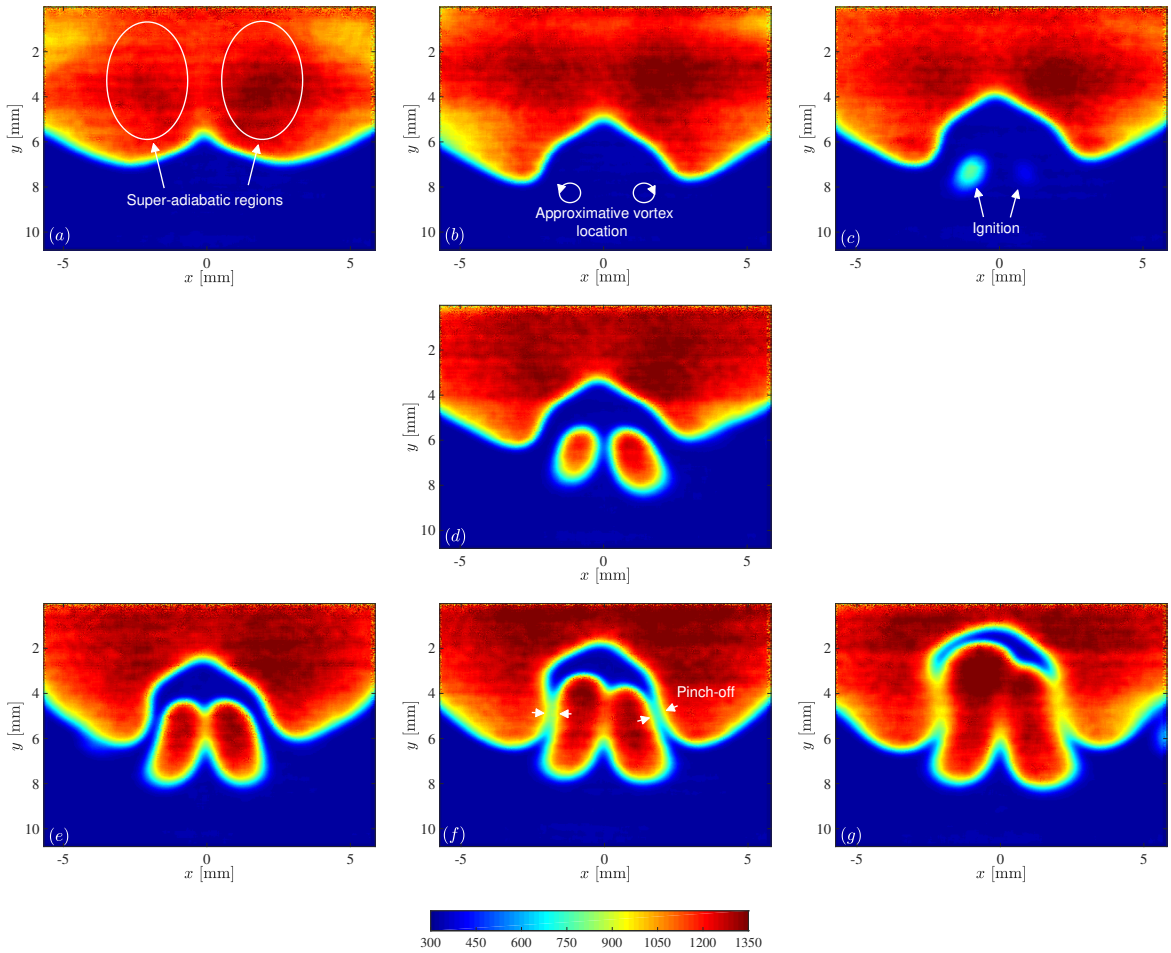


FIGURE 5.10 – Séquence de champs de température mesurés durant l'interaction de la flamme d'hydrogène pauvre avec le vortex toroïdal : (a) état stationnaire, (b) Phase 2, (c) Phase 4, (d) Phase 5, (e) Phase 6, (f) Phase 7 et (g) Phase 8. L'inflammation près du centre du vortex a été observée à la Phase 4. Notons que temps entre chaque phase est de 0.25 ms.

5.3.3.2 Auto-inflammation vs flamme 3D

L'apparition des régions de températures élevées dans le mélange réactif frais, plus exactement à la Phase 4 comme illustrée sur la Figure 5.10, peut avoir une explication alternative. On peut imaginer que ces deux zones sont en fait reliées à la flamme principale à un certain emplacement que nous ne visualisons pas, hors du plan de mesure. Toutefois, cette explication est peu probable puisque l'interaction flamme-vortex pousse la flamme principale loin du vortex. De surcroît, aucun 'lien' de ce type n'a été observé dans les différentes phases acquises. Nous présentons sur la Figure 5.11 deux images supplémentaires de champs de température montrant l'auto-inflammation avec des régions ayant des températures plus élevées près du centre du vortex. Les températures mesurées dans ces endroits sont toutes inférieures à la température adiabatique de la flamme, ce qui supporte à nouveau le phénomène d'auto-inflammation.

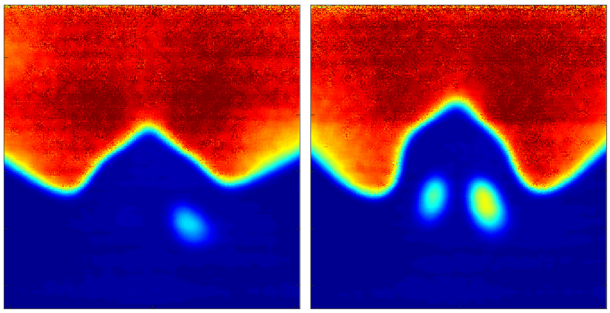


FIGURE 5.11 – Images supplémentaires démontrant l'auto-inflammation des noyaux du vortex. L'échelle de couleur est la même que celle de la Figure 5.10.

En se basant sur la séquence d'images de la Figure 5.10, l'auto-inflammation est représentée par une région de température élevée séparée de la flamme principale au cours des Phases 4 à 6 approximativement. Nous avons donc évalué la distance minimale (d_{min}) entre différentes isothermes de la flamme principale et celles de la partie supérieure des zones d'inflammation à ces trois phases (cf. Figure 5.12). La ligne représente la moyenne sur tous les tirs réalisés et les barres d'erreurs représentent l'écart-type. Vu que la température acquise à l'instant de mesure du début d'inflammation (Phase 4) varie entre les différents tirs réalisés, nous nous sommes contentés d'évaluer d_{min} pour trois isothermes, c.-à-d. à 500 K, 600 K et 700 K. Une flamme ayant une liaison hors champ de vision entrainerait une séparation nulle, ce qui affecterait fortement la distance moyennée. Comme le montre la Figure 5.12, l'auto-inflammation détectée à la Phase 4 est à environ 1 mm en amont de la flamme principale. Cette distance diminue progressivement au fil du temps à cause de l'expansion du noyau de flamme toroïdal après l'auto-inflammation. Nous pouvons donc confirmer, en nous basant sur les arguments ci-dessus, que les régions caractérisées par des températures élevées apparaissant dans le mélange réactif résultent bien d'une auto-inflammation et non d'une propagation de flamme hors du plan de mesure.

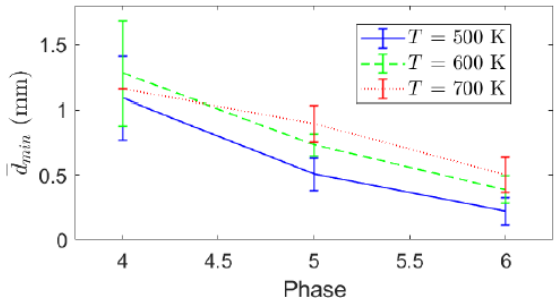


FIGURE 5.12 – Distance minimale d_{min} moyennée sur les différents tirs réalisés entre différentes isothermes de la flamme principale et la partie supérieure des noyaux d'inflammation. Les barres d'erreurs indiquent l'écart type.

5.3.3.3 Inflammation à 350 K

L'observation de l'auto-inflammation à des températures près de 350 K est un résultat qui contredit les résultats trouvés dans la littérature. Généralement, les mélanges H_2/air s'auto-enflamment à des températures supérieures à 850-900 K. Les résultats de HALL et al. 2014 et HALL et al. 2015 démontrent la présence de concentrations notables en radicaux H mesurables en amont des régions courbées positivement dans les flammes laminaires tubulaires. La présence de petites quantités de radicaux H peut mener à une auto-inflammation.

Afin de confirmer ceci, l'inflammation d'un mélange H_2/air à $\phi = 0.35$ à $T = 350\ K$ avec des radicaux H supplémentaires a été étudiée en utilisant le modèle implémenté dans CHEMKIN d'un réacteur parfaitement agité. Le réacteur a été initialisé avec le mélange H_2/air mentionné ci-dessus. Un débit massique fixe ($\dot{m}$) alimente le réacteur. Un débit additionnel d'atomes H a été imposé sur une deuxième entrée. Les simulations ont été effectuées avec divers débits afin de déterminer la concentration minimale en H nécessaire à l'occurrence d'inflammation. La Figure 5.13 montre l'évolution de la fraction molaire en atomes d'hydrogène X_H en fonction du temps pour différents débits massiques de H normalisés par le débit minimal de H pour lequel l'inflammation s'est produite. Une concentration en H suffisante ($X_H \gtrsim 3 \times 10^{-6}$) provoque l'inflammation du mélange. Le temps nécessaire à l'inflammation dépend du débit de H. Les mesures réalisées par HALL et al. 2014 et HALL et al. 2015 ont montré que les concentrations requises peuvent se produire dans des flammes d'hydrogène courbées. Par conséquent, il est possible que l'inflammation observée soit le résultat de régions avec de faibles concentrations en H auxquelles on laisse un temps suffisant pour réagir.

5.3.3.4 Inflammation dans les centres du vortex toroïdal

Jusqu'à présent, nous avons montré que l'inflammation dépend à la fois de la concentration en atomes H et du temps de résidence. A priori, la concentration en atomes H devrait diminuer au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la flamme. Toutefois, l'inflammation a été observée aux deux centres du vortex toroïdal, qui se trouvent approximativement à 1 mm en amont

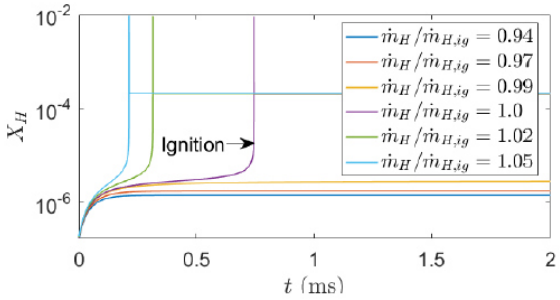


FIGURE 5.13 – Évolution de la contribution en atomes d'hydrogène H en fonction du temps. Ces simulations ont été réalisées dans un réacteur parfaitement agité en modifiants le rapport des débits entre H et H_2. L'inflammation se produit pour les fractions molaires $X_H \gtrsim 3\times10^{-6}$.

de la flamme. Afin d'expliquer cette inflammation, nous avons analysé la structure du vortex toroïdal injecté. Comme on peut le voir sur la Figure 5.14, le fluide le plus proche de la flamme est près de la périphérie du vortex, où la vitesse de rotation est la plus élevée. Ce fluide est éloigné de la surface de flamme et par suite a un temps de résidence très court dans la région ayant une concentration X_H élevée. Les estimations basées sur la vitesse de rotation du fluide indiquent que le fluide se trouvant dans la partie supérieure du vortex (la plus proche de la flamme principale) transite vers la partie inférieure du vortex (la plus éloignée de la flamme principale) en moins de 0.5 ms. En revanche, le fluide à proximité des centres du vortex présente des vitesses bien plus faibles et par conséquent propose un temps de résidence long. Ce long temps de résidence favorise alors l'auto-inflammation dans le centre du vortex.

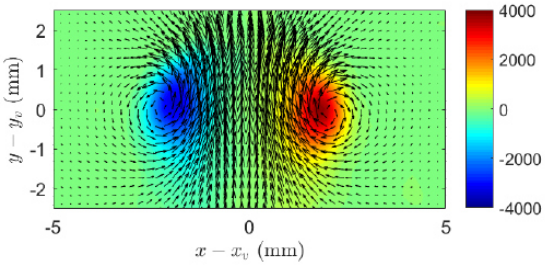


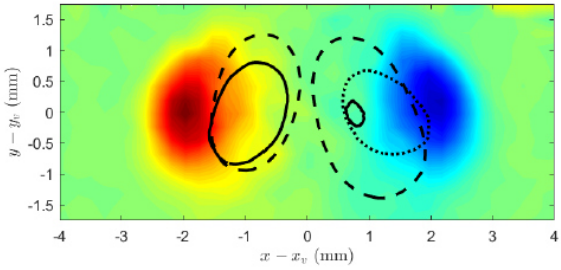
FIGURE 5.14 – Champ de vitesse mesuré à l'aide de la PIV superposé sur le champ de vorticité. Le repère est centré sur le centre du vortex instantané (x_v, y_v).

Afin de mieux comprendre ce qui a favorisé l'auto-inflammation du vortex, nous avons analysé la dynamique du fluide entourant ce dernier. Pour ce faire, le champ du taux de dissipation ainsi que celui de l'étirement tangentiel ont été calculés via l'Eq. (5.2) et l'Eq. (5.3) respectivement.

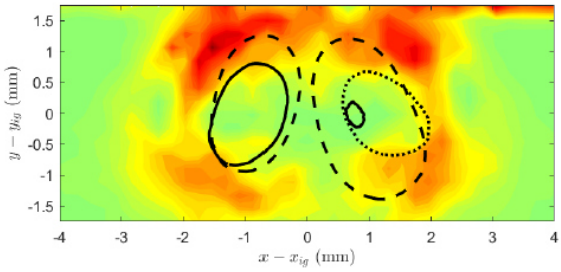
$$\epsilon/\nu = \epsilon_{ij}\epsilon_{ij} \tag{5.2}$$

$$\epsilon_{xy} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{5.3}$$

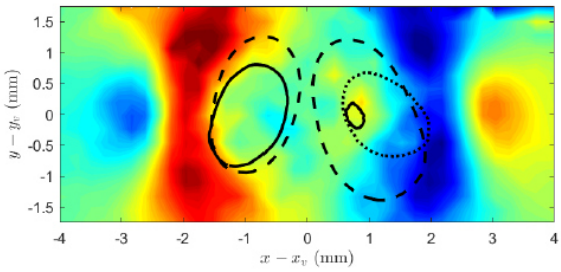
La Figure 5.15 illustre le champ de vorticité ω_z, le taux de dissipation ϵ/ν et le champ de déformation ϵ_{xy}. Nous avons rajouté sur les mêmes figures le contour des noyaux du vortex correspondant à la Figure 5.10(c) et 5.11. La première remarque à faire est que les auto-inflammations se produisent dans des régions caractérisées par un taux de dissipation faible. Ces régions sont aussi distantes du front de flamme que des noyaux du vortex. En outre, la Figure 5.10 a montré que l'expansion de la flamme toroïdale se fait plus rapidement dans la direction axiale que dans la direction radiale. Ceci peut être expliqué par la forme du champ ϵ_{xy} qui indique que cette évolution se produit préférentiellement suivant des étirements plus faibles.



(a) ω_z, color scale from -4000 to 4000 s^{-1}.



(b) ε/ν, color scale from -2×10^6 to 2×10^6 s^{-2}.



(c) ϵ_{xy}, color scale from -800 to 800 s^{-1}.

FIGURE 5.15 – (a) Champ de vorticité, (b) taux de dissipation et (c) champ de déformation calculés au même instant. Superposition des contours du vortex correspondant à la (–) Figure 5.10(c), (· · ·) Figure 5.11(a) et (- -) Figure 5.11(b).

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les résultats de SHIM et al. 2013 ont indiqué que les radicaux H_2O_2 et HO_2 peuvent être advectés loin de la flamme par le vortex, à travers la région ayant un taux de dissipation élevé, sur le côté du vortex toroïdal. Le temps d'advection a été trouvé approximativement égal à 0.5 ms, ce qui correspond au temps entre la Phase

2 (instant initial de l'interaction flamme-vortex) et la Phase 4 (instant où l'inflammation a été observée). A partir de cette analyse, nous expliquons l'auto-inflammation produite à des températures proches de 350 K par la présence de faibles quantités des radicaux H dans les régions courbées positivement. La présence de H va favoriser la formation de H_2O_2 et HO_2. Ces deux derniers vont être advectés par l'interaction flamme-vortex vers des régions ayant un taux d'étirement faible. Vu que le temps de résidence est assez long au centre du vortex, une inflammation peut alors être initiée.

5.3.3.5 Taux de dégagement de chaleur résultant de l'auto-inflammation

Après avoir compris les causes menant à l'auto-inflammation du vortex en amont de la flamme d'hydrogène courbée, il est nécessaire d'évaluer son impact. D'après la Figure 5.10, il est clair que l'expansion vers l'extérieur de la flamme toroïdale qui résulte de l'auto-inflammation initiale des deux régions est responsable d'une fraction importante de la conversion des réactifs en produits. Afin de quantifier ceci, les longueurs des différentes isothermes de la flamme principale (l_f) et de la flamme toroïdale (l_t) ont été calculées. Différentes isothermes ont été étudiées pour répondre à toutes les questions sur la fusion de flammes. La région d'intérêt est limitée à -5 mm $< x < 5$ mm.

La Figure 5.16 montre la moyenne du rapport l_f/l_t sur les Phases allant de 4 à 7, qui correspondent aux phases après l'auto-inflammation et avant la fusion de flammes. Il a été trouvé que la flamme toroïdale est plus longue que la flamme principale plissée après la Phase 6 et déjà comparable à la flamme principale à la Phase 5. En supposant une flamme axisymétrique avec une surface approximativement proportionnelle à la longueur de flamme mesurée dans le plan et en supposant que le taux de dégagement de chaleur est constant par unité de surface, la flamme toroïdale résultante de l'auto-inflammation doublerait approximativement le taux de dégagement de chaleur durant l'interaction flamme-vortex. Notons que l'égalisation du taux de dégagement de chaleur avec la surface de flamme est probablement inexacte au cours du process d'inflammation initial à la Phase 4.

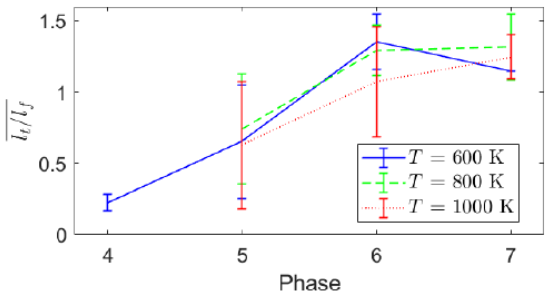


FIGURE 5.16 – Evolution du rapport des longueurs calculées à différentes isothermes de la flamme principale et de la flamme toroïdale en fonction des phases durant l'interaction flamme-vortex. Les barres d'erreurs représentent l'écart type calculé en utilisant les différents tirs réalisés.

5.3.3.6 Inflammation loin du vortex toroïdal

Nous avons montré que le vortex toroïdal est l'endroit où l'inflammation était la plus répétable. De plus, la possibilité des effets de flamme 3D (liaison hors plan) a pu être éliminée avec certitude. Cependant, plusieurs événements d'inflammation similaires ont été produits dans d'autres régions de la flamme cellulaire plissée. La Figure 5.17 illustre deux exemples de ces inflammations. Au total, nous pouvons dire que 85 % des images acquises après la Phase 4 montrent une évidence d'auto-inflammation loin de l'interaction flamme-vortex primaire. Plusieurs images contiennent des régions caractérisées par des températures élevées. Par suite, on en déduit que l'auto-inflammation en amont de la flamme principale courbée se produit relativement facilement.

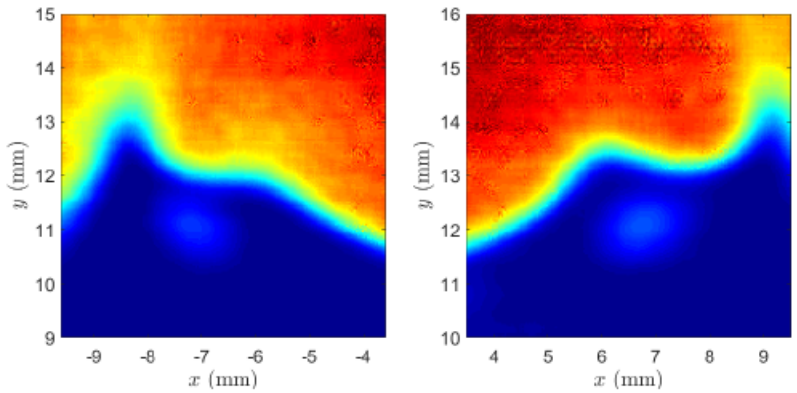


FIGURE 5.17 – Images de champs de températures montrant l'auto-inflammation loin du vortex toroïdal.

Les endroits favorables à l'auto-inflammation ont été évalués en se basant sur la courbure de la flamme principale, κ_m. Nous allons considérer uniquement les auto-inflammations produites durant les premiers instants. Elles sont définies comme des poches détachées présentant une température maximale de moins de 800 K. Pour chacun de ses noyaux de vortex enflammés, le point le plus proche entre la flamme principale et le centroïde du vortex a été déterminé. Les statistiques de la courbure de la flamme principale dans deux régions encadrant le point identifié ont été calculées, c.-à-d. en $l_i = 1$ mm et 2 mm. La courbure a été calculée au niveau de l'isotherme $T = 600$ K. Les effets de pixelisation sur le calcul ont été supprimés en utilisant une courbe lisse de troisième ordre. La Figure 5.18 montre les fonctions de densité de probabilité de la courbure de la flamme entière et dans les deux régions sélectionnées. Comme prévu, la flamme principale présente une forte (faible) probabilité de courbure positive (négative) de faible (grande) amplitude. L'inflammation se produit près de la flamme plissée comme l'indique l'augmentation de la probabilité de courbure de grande amplitude (positive et négative) en s'approchant du centre de vortex.

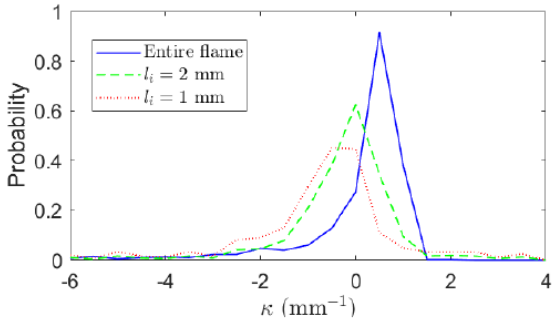


FIGURE 5.18 – Les fonctions de densité de probabilité (PDF) de la courbure de la flamme en considérant la surface entière de la flamme et deux régions à proximité des noyaux du vortex enflammés.

5.3.4 Discussion & Synthèse

L'inflammation des réactifs à des températures proches de la température ambiante en amont des surfaces de flammes d'hydrogène/air courbées durant l'interaction flamme-vortex a été démontrée. Les différents essais réalisés expérimentalement ont mis en évidence une inflammation répétable à des distances d'environ 1 mm en amont de la flamme au centre des deux noyaux du vortex toroïdal. Il a été trouvé que cet emplacement favorise l'auto-inflammation en raison du temps de résidence des atomes d'hydrogène H. Le temps est assez long près de la surface de flamme. Cette auto-inflammation résulte en une forte augmentation (presque double) du taux de dégagement de chaleur au cours de l'interaction flamme-vortex. Le potentiel de cette auto-inflammation, en termes de dégagement de chaleur important à des températures modérées des réactifs dans les flammes turbulentes, peut avoir des implications significatives pour les modèles de fermeture de taux de réaction.

L'absence d'observations similaires antérieures mérite d'être prise en considération. En effet, très peu d'études portant sur l'interaction flamme-vortex ont été réalisées en utilisant le mélange H_2/air (LEE et al. 1993 et DI SARLI et al. 2012). Ceci est probablement dû au fait que les flammes d'hydrogène pauvres soient cellulaires par nature. De ce fait, la distinction entre les différents phénomènes est beaucoup plus difficile. Toutefois, DI SARLI et al. 2012 ont utilisé la PIV pour étudier l'interaction des tourbillons toroïdaux avec les flammes H_2/air. L'ensemencement a été réalisé en utilisant des gouttelettes d'huile d'olive qui s'évaporent à une température particulière. Diverses figures dans leur travail ont montré des régions ayant une densité de gouttelettes très faible dans le mélange réactif, typiquement à des emplacements où le vortex se trouve en amont de segments de flammes fortement courbés. Cela pourrait être une preuve d'inflammation et supporte les résultats trouvés dans le présent travail.

D'autre part, les expérimentations menées sur les flammes prémélangées turbulentes sont souvent effectuées avec des diagnostics optiques qui ne détectent pas le stade initial d'inflammation (par exemple la fluorescence induite par plan laser (PLIF) des radicaux OH ou CH). Les inflammations dans le mélange réactif peuvent alors fusionner avec la flamme principale avant d'être détectées. De plus, la présence des zones (ou poches) de gaz brûlés dans les réac-

tifs mesurées à l'aide des diagnostics planaires (c.-à-d. 2D) est généralement attribuée à des effets 3D. Les résultats présentés ici remettent en question cette interprétation et démontrent la nécessité de mener des mesures en utilisant des diagnostics 3D. En ce qui concerne les simulations numériques, l'exactitude des modèles de transport et de chimie nécessaires pour capturer les faibles concentrations de radicaux en amont de la flamme est actuellement inconnue. La présence des radicaux responsables de l'inflammation en amont de la flamme démontre l'importance d'une modélisation précise du transport moléculaire et thermique en combustion. Des travaux supplémentaires doivent donc quantifier les conditions pour lesquelles ce type d'inflammation pourrait être observée dans les flammes turbulentes.

5.3.5 Conclusion

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons montré qu'une auto-inflammation dans le mélange réactif à des températures proches de 350 K peut avoir lieu durant l'interaction d'une flamme d'hydrogène pauvre avec le vortex. Ces inflammations sont répétables et se produisent au niveau du centre des deux noyaux du vortex toroïdal près des segments de flammes fortement courbés. Il en résulte que le taux de dégagement de chaleur est presque doublé quand la flamme toroïdale commence à se propager. La supposition d'une liaison 3D hors plan qui a pu causer de telles inflammations a été éliminée. De plus, des simulations 0D réalisées en utilisant un réacteur parfaitement agité ont montré que des concentrations en atomes d'hydrogène H équivalentes à celles générées à travers la diffusion différentielle en amont des flammes courbées peuvent provoquer des inflammations. D'autres inflammations ont été détectées loin du vortex dans des régions fortement courbées.

5.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'étudier les aspects structurels des flammes prémélangées. Les effets thermodiffusifs ont été mis en évidence en comparant deux prémélanges ayant à peu près une vitesse de flamme laminaire S_L^0 similaire. Leur impact sur la structure interne du front de flamme a été souligné. Dans les régions fortement courbées négativement, une modification de la zone de préchauffage et de la zone de réaction a été observée en évaluant leurs épaisseurs respectives au cours de l'interaction flamme-vortex. On en a déduit que les courbures créées après la traversée du vortex de la flamme sont responsables des changements qui peuvent avoir lieu dans la structure de flamme. L'idée communément répandue considérant que la zone de réaction est robuste n'est pas toujours vrai. Nos données expérimentales ont mis en exergue le fait qu'une intensité de vortex modérée ayant une taille caractéristique beaucoup plus grande que l'épaisseur de la flamme suffit pour altérer la zone de réaction. Ces résultats suggèrent qu'il serait intéressant de réévaluer la structure interne de flamme pour des nombres de Karlovitz faibles à modérés.

D'autre part, nous avons montré pour la première fois qu'avec une flamme hydrogène/air pauvre en interaction avec un vortex toroïdal, des auto-inflammations pouvaient intervenir

dans le mélange réactif à des températures proches de la température ambiante ($\sim$350 K). Il a été trouvé que ces inflammations correspondent bien à l'endroit où se trouvent les deux noyaux du vortex. L'inflammation du vortex induit un taux de dégagement de chaleur supplémentaire. Les modèles de fermeture peuvent être impactés par ces inflammations surtout ceux basés sur les hypothèses de flammelettes. De plus, de faibles concentrations en atomes d'hydrogène H sont suffisantes pour mener à des auto-inflammations. Ceci pose la question sur la propension des modèles de transport à décrire ce phénomène.

Conclusions & Perspectives

L'ambition première de ce travail de thèse était de comprendre les mécanismes d'interaction entre une flamme prémélangée plane et une structure tourbillonnaire. Un front de flamme prémélangée correspond à une interface active d'une certaine épaisseur séparant les gaz frais des gaz brûlés. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux interdépendances entre les propriétés cinématiques, géométriques et structurelles de cette interface soumise à une perturbation maîtrisée. Cette configuration, simplifiée et bien contrôlée, a été choisie vu qu'elle permet : (i) le suivi temporel de l'interaction flamme-vortex, (ii) l'étude simultanée de l'étirement et de la courbure du front de flamme et (iii) la génération des courbures négatives assez importantes. De plus, cette configuration permet de découpler les effets d'étirement et de courbure du front de flamme. En outre, sa géométrie axisymétrique permet le développement de formulations analytiques simplifiées.

L'étude bibliographique réalisée dans le Chapitre 1 nous a permis d'identifier les aspects non ou peu étudiés dans la littérature. Des études fondamentales ont alors été menées en utilisant l'expérimentation mise en place dans le cadre d'un projet financé par l'Agence Nationale de la Recherche (IDYLLE 2014-2017, ANR-13-ASTR-0013).

Le dispositif expérimental, monté au laboratoire ICARE, comprend un brûleur à jet impactant et un système de génération de vortex toroïdal. Une attention particulière a été portée à la stabilité de la flamme ainsi qu'à la reproductibilité des expériences, notamment la génération des structures tourbillonnaires. De nombreux diagnostics optiques ont été utilisés pour mieux caractériser l'interaction flamme-vortex : (i) la tomographie laser couplée à la PIV nous a permis de visualiser le front de flamme et de mesurer les champs de vitesses dans les gaz frais en suivant le déplacement des particules utilisées pour ensemencer le mélange réactif, (ii) la diffusion Rayleigh a été utilisée pour analyser finement la structure interne du front de flamme, c.-à-d. sa zone de préchauffage et sa zone de réaction, et (iii) la chimiluminescence des radicaux CH* et OH* pour décrire spécifiquement la zone de réaction du front de flamme. L'ensemble des données expérimentales acquises durant ce travail a été traité en développant des outils de post-traitement adaptés (MATLAB). Pour mener à bien nos études, il était indispensable de caractériser dans un premier temps le vortex injecté. Une étude a été réalisée utilisant nos données expérimentales traitées. En examinant les différents critères trouvés dans la littérature, nous avons sélectionné le critère Lamb-Oseen pour représenter le vortex injecté. Ceci nous a permis de décrire les vortex générés en utilisant toujours les paramètres suivants : sa vitesse circonférentielle U_θ, sa vitesse de convection U_c ainsi que l'inter-distance entre les deux noyaux du vortex R_v. Nous avons utilisé plusieurs modules du logiciel CHEMKIN afin de caractériser les propriétés réactives (vitesse et épaisseur de flamme, production d'espèces) d'une flamme laminaire non étirée et d'une flamme soumise à un étirement tangentiel. Nous avons également utilisé ces simulations pour calculer les profils de sections efficaces dans le front de flamme pour traiter les images obtenues par diffusion Rayleigh.

La première étude a été consacrée à l'identification de bons marqueurs de la zone de réaction. Ceci a été réalisé grâce à l'analyse globale de l'émission des flammes prémélangées étudiées. La superposition de l'émission du radical CO_2^* à celles des radicaux CH* et OH* a été le premier problème à résoudre. En utilisant un spectromètre à fibre, la contribution de l'émission de CO_2^* a été facile à quantifier. Cependant, la complexité de la tâche s'est accrue en utilisant la technique de chimiluminescence par imagerie. L'utilisation de cette technique a requis la sélection de filtres passe-bandes permettant d'isoler l'émission des radicaux d'intérêt. Nous avons montré que l'émission de OH* ne peut pas être isolée par ce type de diagnostic. Quant au radical CH*, nous avons réussi à soustraire la contribution de l'émission de CO_2^*. Toutefois, la soustraction de l'émission de CO_2^* à celle de CH* s'est révélée sans conséquence vu qu'elle ne modifie pas qualitativement la distribution de l'émission de CH* le long du front de flamme lors de l'interaction flamme-vortex. Ensuite, nous avons étudié la réponse de la flamme prémélangée à une perturbation contrôlée. L'effet de la taille du domaine de contrôle ainsi que l'effet de l'intensité du vortex ont été déterminés. Vu que le vortex injecté est convecté par l'écoulement, il était primordial d'étudier l'effet de la vitesse de convection U_c. Toutefois, nous n'avons pas pu différencier U_c de U_θ expérimentalement. Des simulations numériques ont alors été menées pour évaluer les effets des vitesses de convection et de rotation indépendamment. En procédant ainsi, une nouvelle fonction d'efficacité représentant le rapport entre l'étirement de la flamme et celui du vortex a été développée. Cette nouvelle fonction inclut l'effet du temps de résidence du vortex. La comparaison des résultats obtenus avec la littérature a montré des différences, notamment sur les tendances.

Ensuite, nous avons étudié l'interdépendance entre les propriétés cinématiques et les propriétés géométriques de la flamme. Une approche analytique a été développée, en intégrant l'équation de transport de la fraction massique du carburant sur un volume bien défini. Cette nouvelle méthode, basée sur un bilan de masse, permet de déterminer l'évolution des vitesses de déplacement et de consommation en fonction de l'étirement total K ainsi qu'en fonction des contributions dues à la courbure K_C et à l'étirement tangentiel K_T. Cette approche a été validée expérimentalement et numériquement en effectuant une DNS en 2D d'une flamme en interaction avec un vortex (travail réalisé par C. Lapeyre à l'IMFT). Des expressions explicites ont été obtenues pour évaluer les vitesses S_d et S_c moyennées sur la surface de flamme. Nous avons mis en évidence que l'étirement K n'est pas le seul paramètre influençant les vitesses caractéristiques de la flamme. La courbure a un effet remarquable. Ceci supporte les études asymptotiques développées par Bechtold et Matalon 2001 et Giannakopoulos et al. 2015 qui suggèrent l'existence de deux longueurs de Markstein, une qui dépend de l'étirement et l'autre de la courbure. C'est, à notre connaissance, la première fois que cette analyse asymptotique est illustrée expérimentalement. Nous avons également souligné la sensibilité de la vitesse de déplacement vis-à-vis de l'isotherme sélectionnée. En effet, les différentes isothermes ne dépendent pas identiquement des perturbations induites par l'étirement et la courbure. De plus, nous avons montré que S_d ne dépend pas du nombre de Lewis, ce qui est une constatation intéressante pour les simulations numériques. Il faut garder à l'esprit que l'approche développée n'est valide que dans le régime de flammelettes, c.-à-d. quand l'épaisseur de la flamme n'est pas modifiée. Par contre, elle reste applicable à toute autre géométrie à condition qu'elle soit axisymétrique.

Enfin, la structure interne du front de flamme a été étudiée en menant des expériences à l'Université de Toronto avec le brûleur développé dans ce travail de thèse. Plus précisément, nous avons cherché à étudier l'effet du nombre de Lewis sur la corrélation entre la courbure et l'épaisseur du front de flamme. Pour ce faire, nous avons sélectionné deux carburants ayant un nombre de Lewis différent et qui présentent la même intensité U_θ/S_L. Une flamme méthane/air à la stœchiométrie, ayant un nombre de Lewis effectif égal à 1, et une flamme propane/air à $\phi = 0.9$, caractérisée par $Le_{eff} \approx 1.5$, ont alors été choisies. Nous avons trouvé que l'épaisseur des deux flammes étudiées diminue quand l'étirement l'emporte sur la courbure, et augmente dans le cas contraire. En décomposant le front de flamme en une zone de préchauffage et une zone de réaction, nous nous sommes aperçus que la zone de préchauffage s'épaissit pour des courbures négatives assez importantes pour les deux flammes. Toutefois, la zone de réaction est fortement modifiée pour la flamme de propane dans les régions courbées négativement. Quant à celle de méthane, elle reste quasiment inchangée. Cet épaississement de la zone de réaction de la flamme de propane a été examiné en analysant les émissions des radicaux CH* et OH*, deux marqueurs de la zone de réaction. Une augmentation de l'intensité de CH* a été observée au niveau de la pointe très courbée de la flamme. Ceci a été expliqué par l'effet conjoint de la région courbée et du nombre de Lewis supérieur à 1. En effet, la zone courbée concentre la chaleur et par suite, augmente la concentration en précurseurs de CH*. En outre, nous avons montré que les radicaux CH* et OH* ne peuvent pas être utilisés pour quantifier le dégagement de chaleur quand la flamme est fortement courbée.

Par curiosité, nous avons étudié une flamme hydrogène/air à une richesse $\phi = 0.35$. Cette flamme, caractérisée par un nombre de Lewis inférieur à l'unité, est instable par nature et présente des instabilités. En injectant le vortex, une observation inattendue a été faite. Une auto-inflammation a été observée au niveau des noyaux du vortex quand ce dernier s'approche des régions de flamme courbées positivement. Vu que nous ne disposons que des champs de température durant l'interaction flamme-vortex, l'explication de ce phénomène fut délicate. Il est connu que les radicaux H diffusent à partir des zones ayant une courbure positive pour $Le_{eff} < 1$. A l'approche du vortex, les radicaux H peuvent être advectés de la flamme vers les centres du vortex, ce qui va promouvoir la formation de HO_2 et H_2O_2. Vu que le temps de résidence est assez long au niveau du vortex, une inflammation peut alors être initiée. Dans ce cas, le taux de dégagement de chaleur est presque doublé, ce qui peut avoir des implications significatives pour les modèles de fermeture du taux de réaction. De plus, ceci illustre l'importance de l'exactitude des modèles de transport et de chimie nécessaires pour capturer les faibles radicaux en amont de la flamme.

Ce travail de thèse ouvre plusieurs perspectives :

(i) Nous avons montré que la vitesse de déplacement du front de flamme est indépendante du nombre de Lewis. Il serait alors intéressant de pousser l'étude en examinant un hydrocarbure lourd, par exemple une flamme isooctane/air pauvre en carburant ($Le_{eff} = 2.3$ à $\phi = 0.9$) pour voir si ce résultat reste toujours vrai. Ceci permettra également de trancher sur l'utilité d'inclure le nombre de Lewis dans les fonctions d'efficacités.

(ii) L'approche analytique développée pour évaluer les vitesses de déplacement et de

consommation pourrait être appliquée à d'autres géométries, par exemple des flammes perturbées acoustiquement ou tubulaires qui permettent d'obtenir des niveaux d'étirement et de courbures très importants. De plus, ceci pourrait expliquer l'incohérence trouvée entre nos données expérimentales et la théorie asymptotique stipulant que la vitesse de consommation doit être altérée uniquement par l'étirement total et non par la courbure. En outre, coupler tomographie/PIV et diffusion Rayleigh filtrée pourrait donner l'information exacte sur l'iso-contour d'évaporation des gouttelettes de DEHS, ce qui va faciliter la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques.

(iii) L'auto-inflammation des noyaux du vortex mérite des études complémentaires. Il serait intéressant de suivre la variation des espèces H, HO_2 et H_2O_2 quand une flamme hydrogène/air interagit avec un vortex toroïdal. La variation de la richesse du mélange réactif ainsi que l'intensité du vortex pourraient apporter d'autres informations. La réalisation d'une DNS serait également d'un grand intérêt.

(iv) L'étude de la réponse de la flamme quand elle est soumise à une série de vortex, ayant des intensités de vortex identiques ou différentes, pour laquelle le déphasage temporel est contrôlé, pourrait être attractive. En prenant des temps entre les vortex proches des temps caractéristiques de la turbulence, nous pourrions nous rapprocher des flammes turbulentes réelles.

(v) Les vortex étudiés durant ce travail sont caractérisés par un axe de rotation parallèle à la flamme. Or, il existe un autre type de vortex ayant un axe de rotation perpendiculaire au plan de la flamme. Il serait alors intéressant d'étudier l'interaction de la flamme avec ces structures tourbillonnaires.

(vi) On pourrait étendre l'étude à haute pression pour voir comment le vortex va se comporter. Placer le brûleur dans une chambre haute pression permettrait de modifier notablement l'épaisseur de flamme. Ceci pourrait être intéressant étant donné que nous sommes limités quant à la taille du vortex généré. Cependant, il faudra veiller à ce que la structure tourbillonnaire ne dégénère pas.

ANNEXES

Annexe A

Calcul du nombre de Lewis effectif

Comme il a été déjà mentionné dans le chapitre 1, le nombre de Lewis du mélange réactif est le rapport entre la diffusivité thermique et la diffusivité massique du réactif k dans le mélange.

$$Le_k = \frac{D_{th}}{D_m} = \frac{\lambda_k}{\rho_k c_{pk} D_{j,k}} \tag{A.1}$$

où ρ_k est la masse volumique. c_{pk} et λ_k représentent la chaleur spécifique et la conductivité thermique du réactif k respectivement. $D_{j,k}$ est la diffusivité moléculaire des espèces j dans k.

Tout d'abord, nous allons calculer les trois paramètres définis au-dessus pour chaque réactif (C_xH_y, O_2 et N_2) en utilisant les expressions proposées par Kee et al. 2004 :

$$\frac{c_{pk}}{R} = \sum_{j=1}^{n} a_{j,k} T_k^{j-1} \tag{A.2}$$

$$\ln(\lambda_k) = \sum_{j=1}^{n} b_{j,k} (\ln T)^{j-1} \tag{A.3}$$

$$\ln(D_{j,k}) = \sum_{j=1}^{n} d_{j,k} (\ln T)^{j-1} \tag{A.4}$$

où $a_{j,k}$, $b_{j,k}$ et $d_{j,k}$ sont les coefficients extraits du fichier de Transport de sortie de CHEMKIN, qui correspondent aux coefficients d'un polynôme du 4ème degré (i.e. $n = 4$) estimés à partir des calculs CHEMKIN.

L'étape suivante est de déterminer les mêmes paramètres, mais cette fois-ci pour le mélange réactif. Ils sont estimés comme suit :

— la conductivité thermique du mélange a été calculée à partir de l'expression suivante recommandée par Mathur et al. 1967 :

$$\lambda_{mix} = \frac{1}{2}\left(\sum_{k=1}^{N} X_k \lambda_k + \frac{1}{\sum_{k=1}^{N} \frac{X_k}{\lambda_k}}\right) \tag{A.5}$$

où N correspond au nombre total des espèces dans le mélange et X_k à la fraction molaire de l'espèce k.

— la chaleur spécifique du mélange est définie comme étant le produit de la fraction

massique Y_k et de la chaleur spécifique de l'espèce k :

$$c_{pmix} = \sum_{k=1}^{N} Y_k c_{pk} \tag{A.6}$$

— la diffusivité massique a été estimée de la manière suivante : si $\phi < 1$, le carburant est le réactif limitant et donc la diffusivité du carburant dans le mélange est calculée D_{mix}^{fuel}. Si $\phi > 1$, $D_{mix}^{O_2}$ est calculée.

Pour éviter la discontinuité dans la définition du nombre de Lewis à la stœchiométrie, un nombre de Lewis effectif est défini en utilisant l'approche de Bechtold et Matalon 2001 :

$$Le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \tag{A.7}$$

où les indices E et D correspondent aux espèces excédentaire et déficitaire respectivement. A est tel que $A = 1 + \beta(\theta - 1)$ avec $\theta = \phi$ si le mélange est riche et $\theta = 1/\phi$ si le mélange est pauvre, ϕ étant la richesse du mélange. β correspond au nombre de Zel'dovich qui n'est que l'énergie d'activation réduite de la réaction :

$$\beta = \frac{E_a}{R} \frac{T_b - T_u}{T_b^2} \tag{A.8}$$

où R est la constante des gaz parfaits, T_u est la température des gaz frais, T_b est la température adiabatique de la flamme déterminée en utilisant EQUIL et E_a est l'énergie d'activation qui peut être calculée à partir de l'expression proposée par Egolfopoulos et Law 1990 :

$$E_a = -2R \left[\frac{\partial \left[\ln(\rho_u S_L^0) \right]}{\partial \left[1/T_b \right]} \right]_p \tag{A.9}$$

où p correspond à la pression, S_L^0 à la vitesse laminaire non-étirée et ρ_u à la masse volumique des gaz frais. Ces paramètres ont été déterminés en utilisant le module PREMIX. Notons que l'énergie d'activation E_a est déterminée numériquement en faisant varier légèrement la quantité de l'espèce inerte N_2 (de 0 à 5 % par pas unitaire). Prenons le cas du mélange méthane/air à $\phi = 0.9$, $T = 300$ K et $P = 1$ bar. Le mécanisme réactionnel GRI-Mech 3.0 a été utilisé. En traçant $\ln(\rho_u S_L^0)$ en fonction de $1/T_b$, la pente peut être obtenue en appliquant une régression linéaire (cf. Figure A.1). E_a est par suite déduite par :

$$E_a = -2R \; pente \tag{A.10}$$

Dans ce cas, on obtient $E_a = 182$ kJ/mol.

A ce stade, le nombre de Lewis effectif Le_{eff} peut être calculé en utilisant l'Eq. (A.7). L'évolution du nombre de Lewis du réactif limitant Le_D et du réactif en excès Le_E ainsi que le nombre de Lewis effectif en fonction de la richesse sont représentées sur la Figure A.2 pour les mélanges méthane/air et propane/air.

Les longueurs de Markstein ont été calculées à partir de l'expression suivante (Bouvet

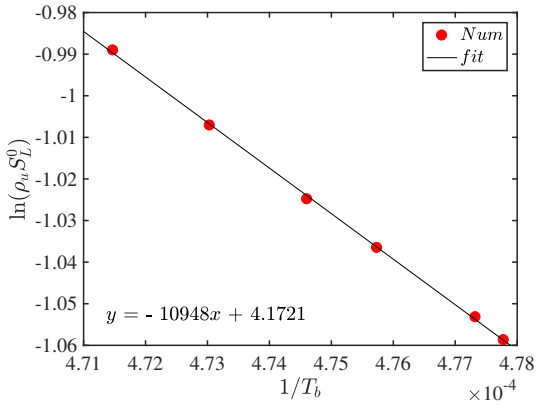


FIGURE A.1 – Exemple de courbe permettant l'extraction de l'énergie d'activation E_a pour un mélange méthane/air à $\phi = 0.9$, $T = 300$ K et $P = 1$ bar.

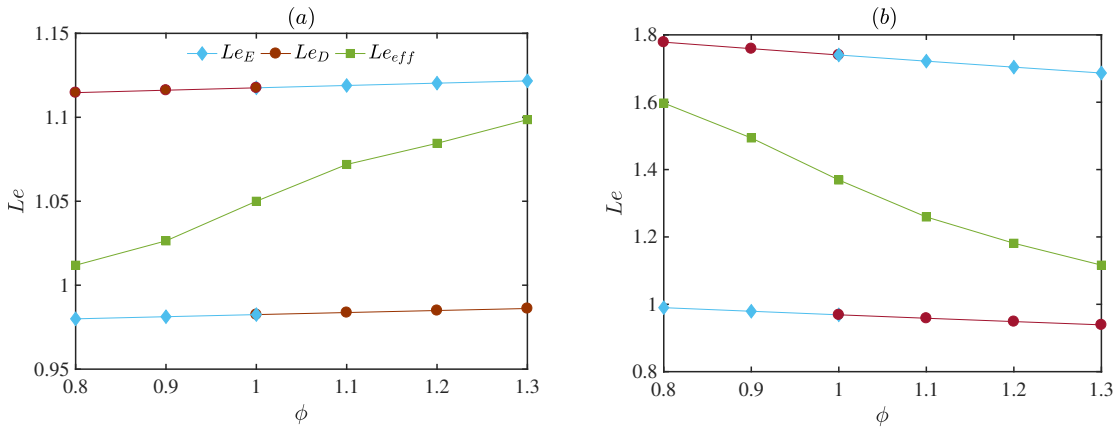


FIGURE A.2 – Nombre de Lewis du réactif limitant Le_D, du réactif en excès Le_E et nombre de Lewis effectif Le_{eff} pour les mélanges (a) méthane/air et (b) propane/air à $T = 300$ K et $P = 1$ bar.

et al. 2013) et comparées aux longueurs trouvées dans la littérature (HALTER et al. 2010) :

$$\mathcal{L}_b = \left[\frac{1}{Le_{eff}} - \left(\frac{\beta}{2}\right)\left(\frac{1}{Le_{eff}} - 1\right)\right]\frac{\rho_u}{\rho_b}\delta \tag{A.11}$$

avec $\delta = D_{th}/S_L^0$ l'épaisseur de flamme. On obtient l'évolution de $\mathcal{L}_b$ en fonction de la richesse pour CH_4/air et C_3H_8/air :

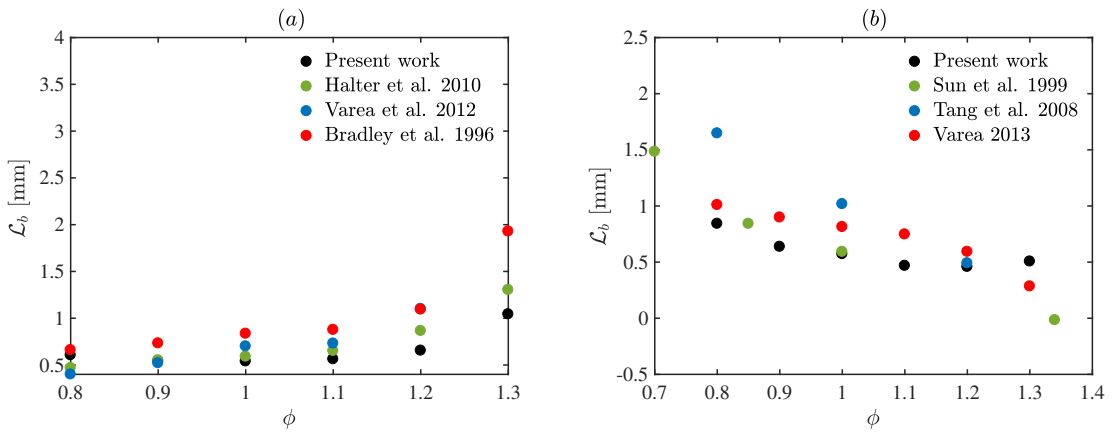


FIGURE A.3 – Longueurs de Markstein $\mathcal{L}_b$ en fonction de la richesse pour les mélanges à $T = 300$ K et $P = 1$ bar (a) méthane/air et comparaison avec les valeurs obtenues par HALTER et al. 2010, VAREA et al. 2012 et BRADLEY et al. 1996. (b) propane/air comparaison avec SUN et al. 1999, TANG et al. 2008 et VAREA 2013.

Annexe B

Aérodynamique à froid

L'étude aérodynamique à froid est effectuée en utilisant le code de calcul ANSYS-FLUENT®. Rappelons que ce code permet de modéliser les écoulements laminaires et turbulents en utilisant différentes approches. Citons par exemple l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), solveur de Volumes Finis, qui permet de résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées associées à un modèle de turbulence quand l'écoulement est turbulent. Dans notre cas, l'écoulement à étudier est laminaire. Les équations de Navier-Stokes ont été résolues et aucun modèle n'a été utilisé. Les conditions aux limites imposées ainsi que le maillage choisi vont être présenté. Ensuite, les profils de vitesses numériques vont être comparés aux profils de vitesse expérimentaux extraits des images issues de la tomographie laser couplée à la PIV. Enfin, l'étude de l'influence du coflow va être réalisée pour comprendre son effet sur l'écoulement principal et sur la hauteur de stabilisation de la flamme.

B.1 Modélisation à froid : ANSYS-FLUENT

L'écoulement du jet d'air est simulé dans un domaine 2D qui couvre les parois internes du brûleur ainsi que les régions autour du brûleur. Une vue schématique du domaine de calcul est présentée sur la Figure B.1.

B.1.1 Conditions aux limites

L'air est injecté à température ambiante *via* la limite (1) et l'azote, utilisé comme coflow, *via* la limite (2). Le domaine est constitué des zones d'écoulement, pour lesquelles les équations de transport de fluide sont résolues, limitées par les frontières d'entrée et de sortie et par les parois solides. Une paroi solide représentant la plaque en inox est considérée. Vu que le brûleur utilisé est axisymétrique, uniquement la moitié du brûleur est modélisée en appliquant à la frontière une condition de symétrie. Il faut souligner que les limites d'entrée du domaine de calcul sont définies dans les sections où la grille de laminarisation est localisée. Ceci est nécessaire pour créer des conditions physiquement correctes à la sortie du brûleur en tenant compte du développement des couches limites sur les parois internes. Des profils uniformes de vitesse sont imposés aux limites d'entrée de l'écoulement principal ainsi que pour le coflow. Les limites de sortie sont définies loin des zones où la flamme peut se développer pour éviter les perturbations qui peuvent être causées par la condition imposée à cette frontière consistant

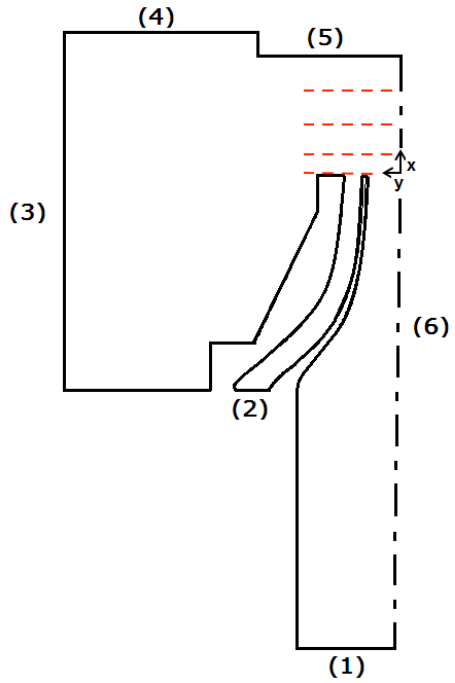
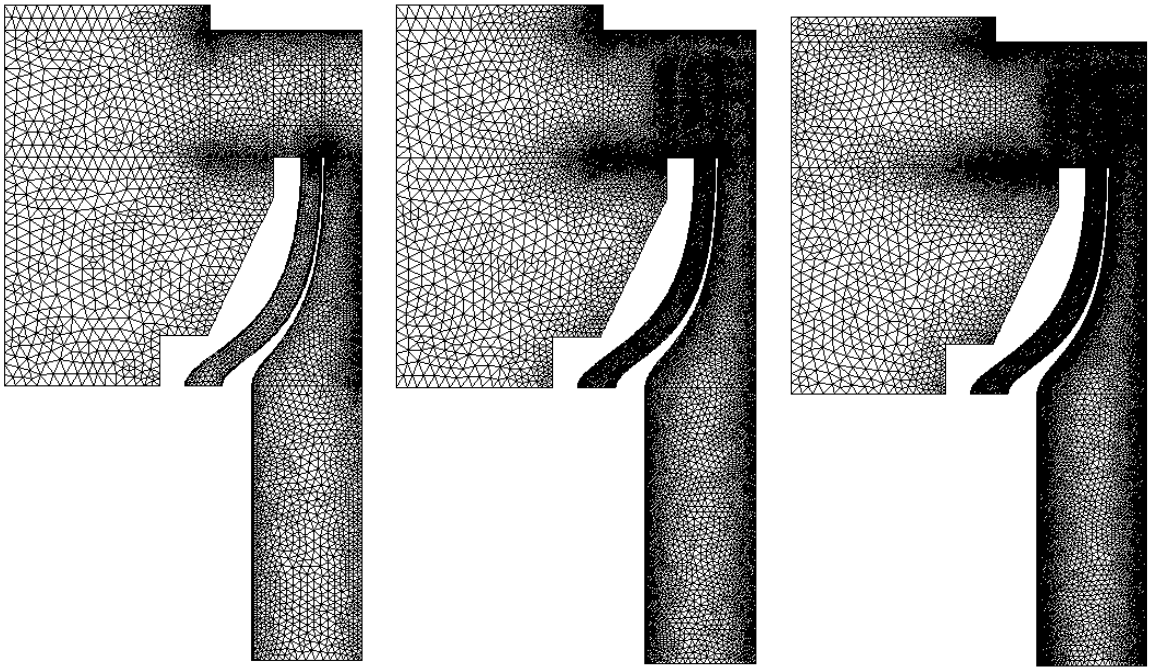


FIGURE B.1 – Configuration 2D du brûleur avec les conditions aux limites imposées : (1) et (2) injection d'air principal et de l'azote respectivement, (3) et (4) limites de sortie du domaine, (5) plaque en inox et (6) axe de symétrie. P_{Ax} représente la position où les profils de vitesses axiales vont être extraits.

en une pression constante.

B.1.2 Maillage

Le maillage élaboré est non structuré. Afin d'étudier l'indépendance de la solution à la résolution spatiale, trois maillages ont été réalisés et évalués (cf. Table B.1).



(a) (b) (c)

FIGURE B.2 – Différents maillages étudiés. (a) : grossier M_g, (b) : intermédiaire M_i et (c) : fin M_f.

TABLE B.1 – Maillages étudiés.

Notation	M_g	M_i	M_f
Nombre de mailles	7 435	18 720	36 094

Le maillage a été raffiné dans les zones de fort gradient et dans la zone entre la sortie du brûleur et la plaque (cf. Figure B.2). Quatre positions ont été sélectionnées afin de décrire l'écoulement se développant entre la plaque et la sortie du brûleur, c.-à-d. à $P_{A1} = x/d = 0$, $P_{A2} = 0.26$, $P_{A3} = 0.66$ et $P_{A4} = 1.06$, comme le montre la Figure B.1.

Pour sélectionner le maillage adéquat à notre travail, nous avons tracé les profils de vitesses axiaux au niveau des 4 positions choisies. D'après la Figure B.3, nous constatons que le maillage M_g ne permet pas de reproduire correctement l'allure du profil de vitesse et il a

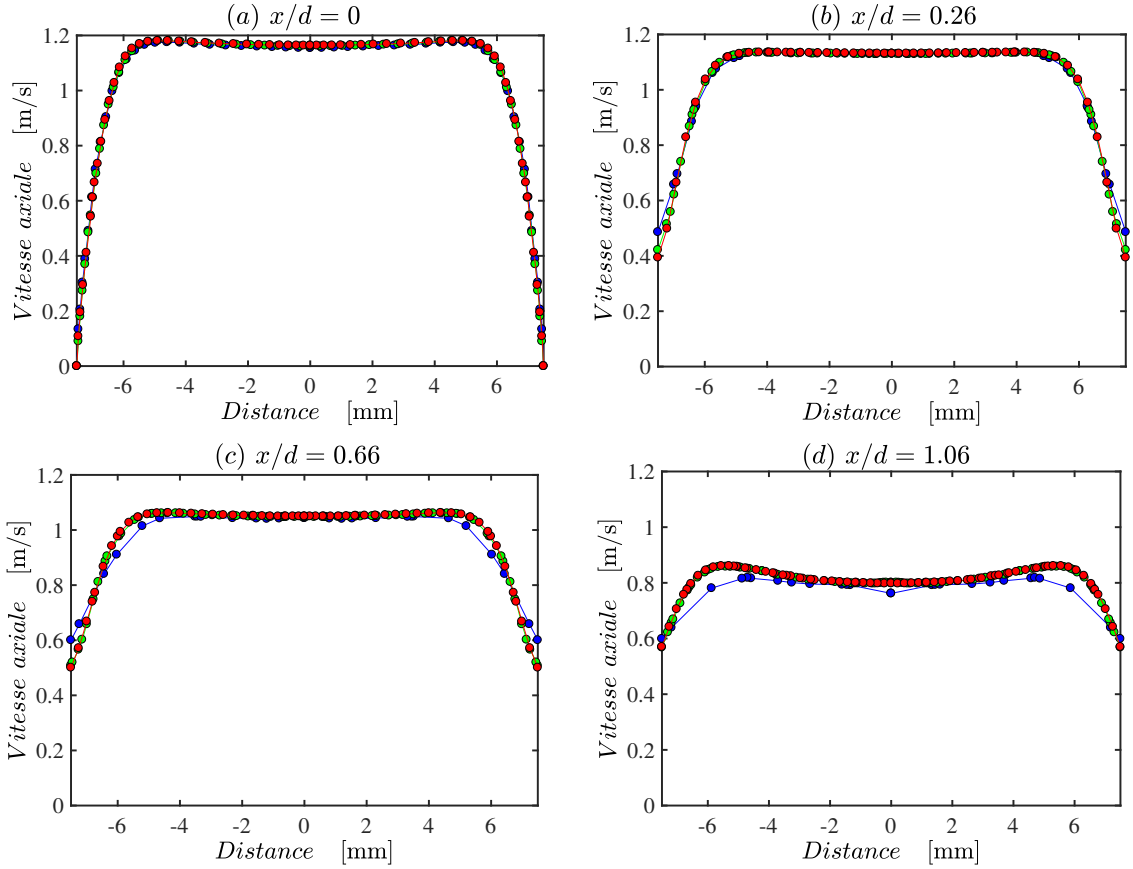


FIGURE B.3 – Profils de vitesses à la sortie du brûleur à différentes positions. Rouge : maillage fin M_f, vert : maillage intermédiaire M_i, bleu : maillage grossier M_g. (cf. Table B.1)

tendance à sous estimer les résultats en s'approchant de la plaque. Cependant, nous avons remarqué qu'une trop grande finesse du maillage M_f, c.-à-d. en quadruplant le maillage initial M_g, mène à des temps de calculs beaucoup plus importants et n'apporte pas forcément de grandes différences de résultats. Nous avons donc choisi de mettre en avant le maillage M_i, caractérisé par 18 720 mailles, qui nous paraît plus économique en temps de calculs pour des résultats satisfaisants.

B.2 Expérimental *vs* numérique

Il semble crucial de comparer dans un premier temps l'écoulement à froid avec les données expérimentales. Pour ce faire, des mesures de l'écoulement non réactif ont été réalisées en utilisant la technique de la tomographie laser couplée à la PIV (cf. section 2.3.1).

Le dispositif expérimental utilisé est similaire à celui présenté sur la Figure 2.4. Une caméra rapide (Phantom V1611) est utilisée avec une résolution 896×800 px^2 et un taux d'acquisition de 21 kHz pour capturer la lumière émise par les gouttelettes de DEHS utilisées

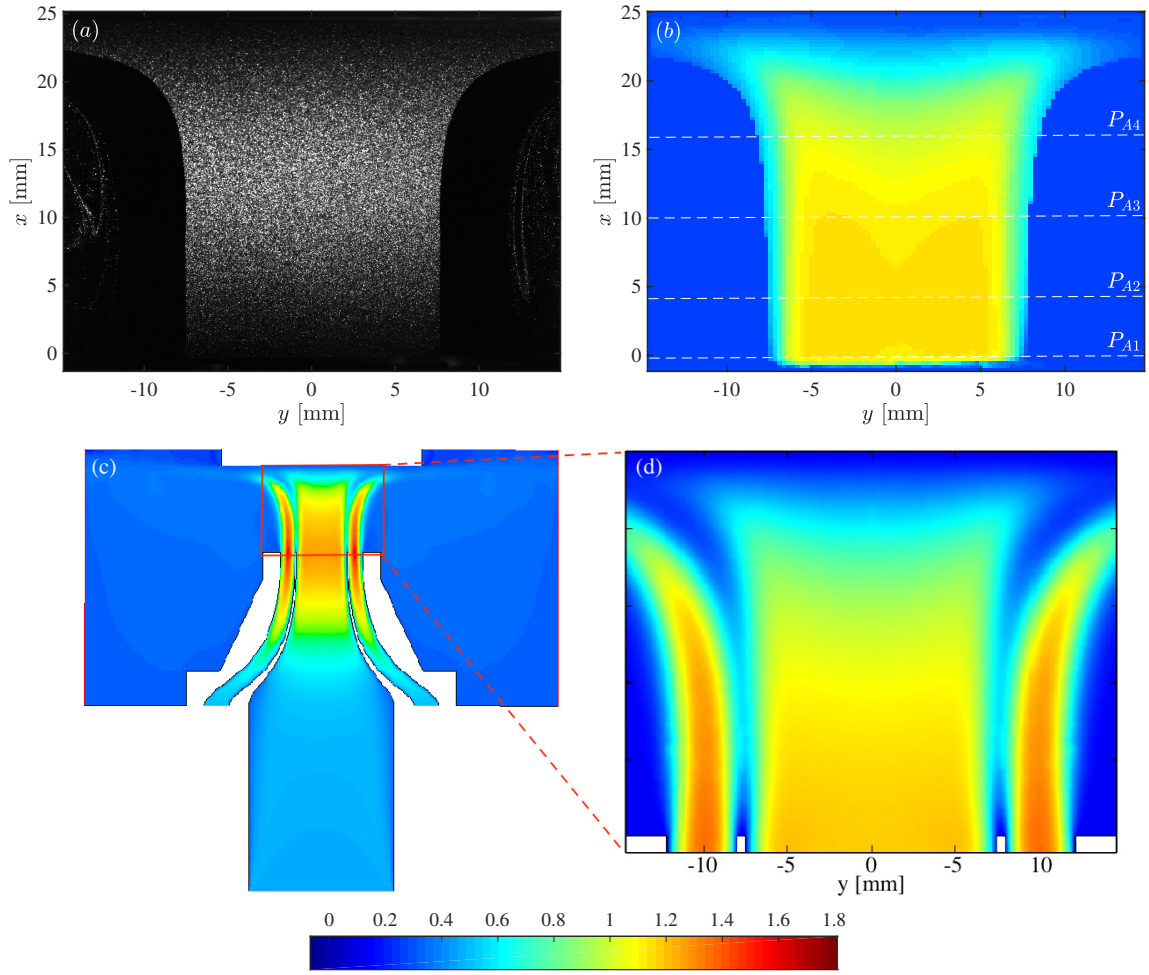


FIGURE B.4 – Expérimental : (a) Image issue de la tomographie laser et (b) champ de vitesse axiale moyennée U_{mean}. Numérique : (c) Champ de vitesse axiale de l'écoulement simulé et (d) agrandissement de la partie encadrée en rouge.

pour ensemencer l'air de l'écoulement principal (cf. Figure B.4(a)). Le jet d'air est étudié entre la sortie du brûleur et la plaque ayant une distance de 25 mm. Afin de pouvoir comparer, nous avons imposé un débit d'air permettant d'avoir la même vitesse axiale à la sortie du brûleur. En utilisant la subroutine PIVLab, les champs de vitesses ont été calculés. La Figure B.4(b) présente le champ de la vitesse axiale obtenu en moyennant 20 images du jet d'air.

En comparant avec les données issues de la simulation numérique, deux remarques peuvent être faites. La première est qu'on ne visualise pas le champ de vitesse du coflow imposé expérimentalement. Ceci peut être justifié par le fait que ce dernier n'a pas été ensemencé et par suite l'accès à cette information n'est pas possible. C'est pour cette raison que nous allons mener une étude numérique sur l'influence du coflow dans le paragraphe qui suit. La seconde est que le jet créé à la sortie du brûleur a un profil *top-hat* dans les deux cas. Examinons maintenant les profils de vitesse aux mêmes positions sélectionnées pour pouvoir comparer

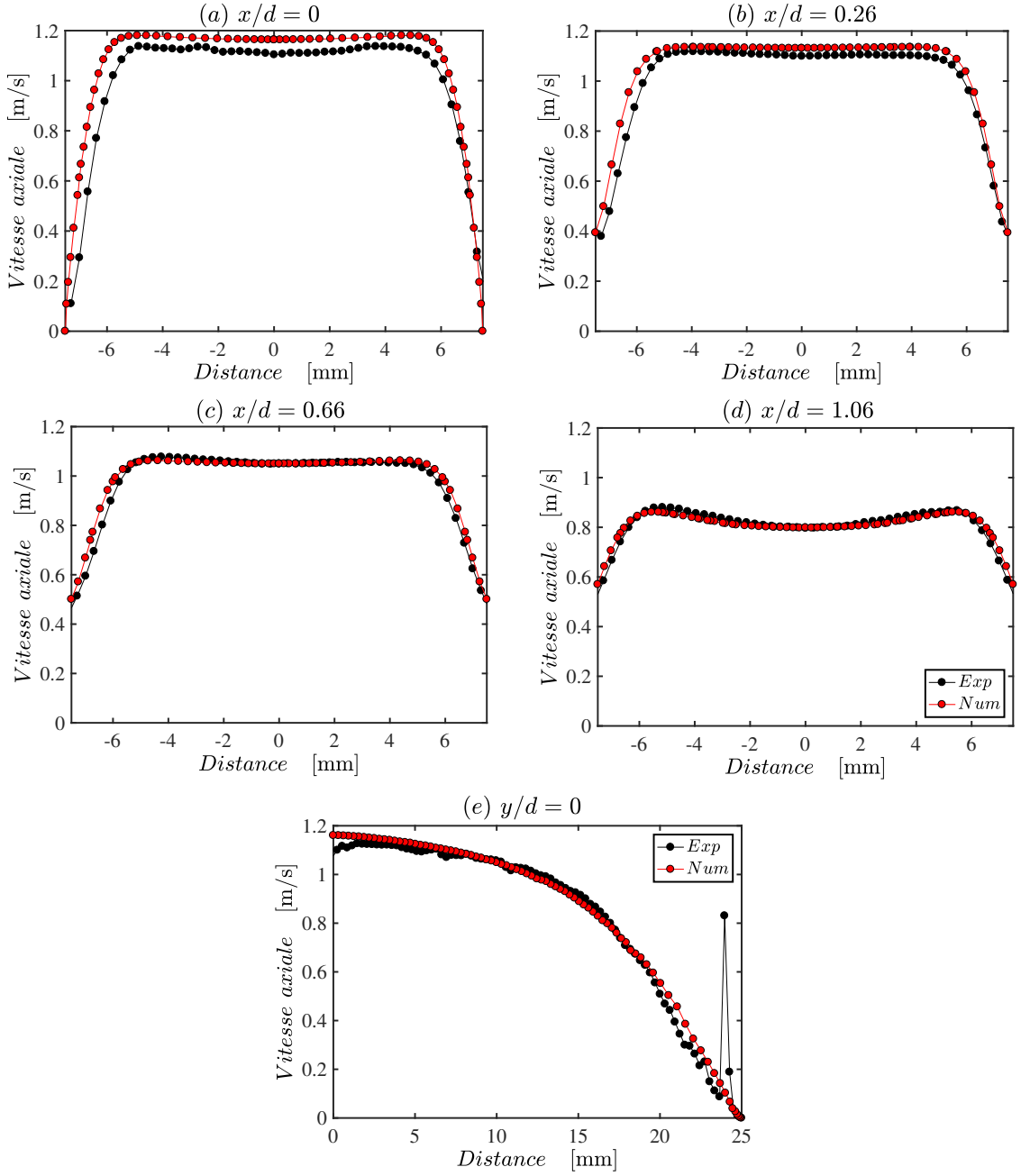


FIGURE B.5 – Profils de vitesse axiale à la sortie du brûleur. Rouge : numérique, noir : expérimental

avec les résultats des simulations numériques, i.e. à P_{A1}, P_{A2}, P_{A3} et P_{A4}. La Figure B.5 représente les profils de la vitesse axiale entre la sortie du brûleur et la plaque. Un bon accord est obtenu entre les résultats expérimentaux et numériques pour les différentes positions. Le petit écart relevé pour le profil juste à la sortie du brûleur, i.e. à $x/d = 0$ peut être justifié par la difficulté rencontrée pour extraire le bon profil à partir des résultats expérimentaux. Le profil de vitesse le long de l'axe du brûleur, c.-à-d. en $y/d = 0$, entre la sortie du brûleur

et la plaque a été également tracé (cf. Figure B.5(e)). On en conclut que les profils obtenus expérimentalement représentent bien les profils résolus numériquement.

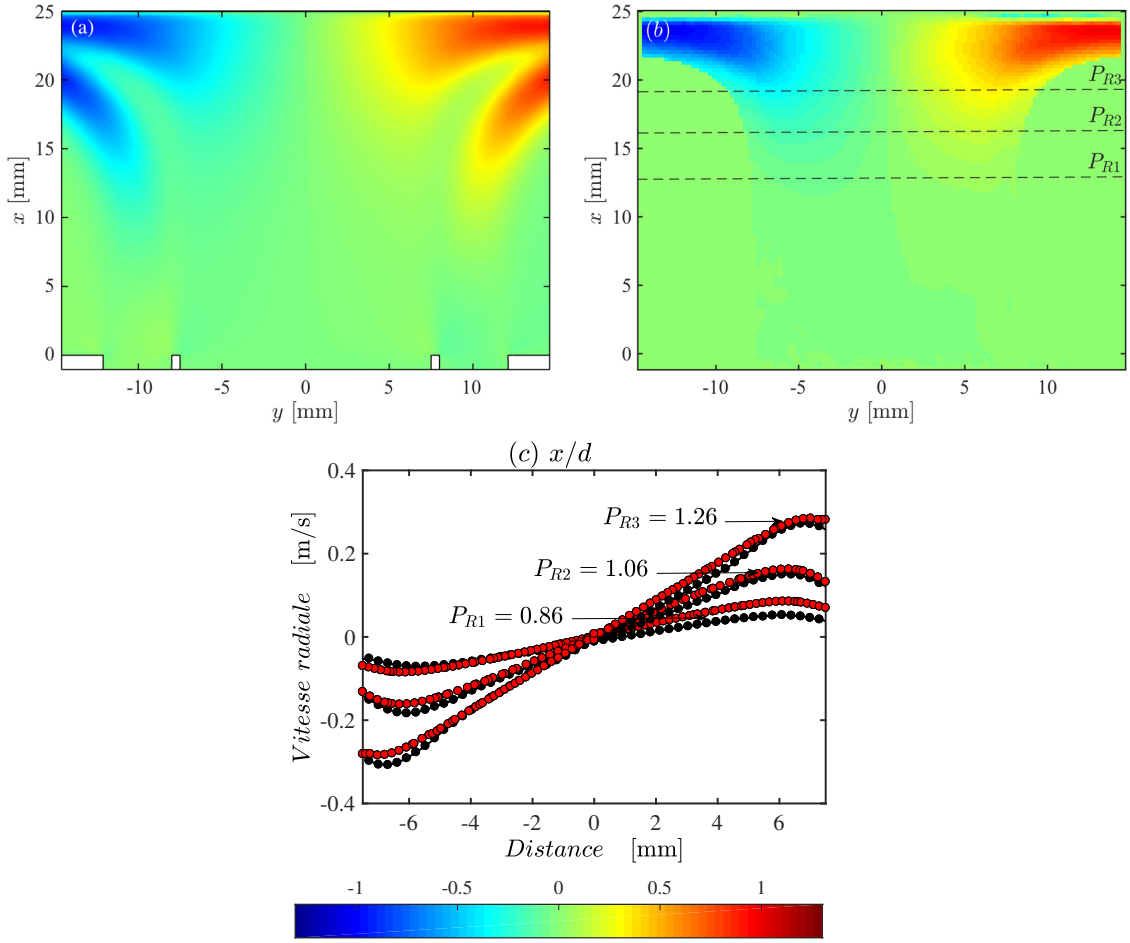


FIGURE B.6 – Champ de vitesse radiale (a) numérique et (b) expérimental. (c) Profils de vitesse radiale à la sortie du brûleur. Rouge : numérique, noir : expérimental

Nous présentons également sur la Figure B.6 le champ de vitesse radiale obtenu numériquement et expérimentalement et on compare les profils comme il a été fait avant. Les profils de vitesses radiales à différentes positions, c.-à-d. en $x/d = P_{R1} = 0.86$, $P_{R2} = 1.06$ et $P_{R3} = 1.26$, ont été tracés et comparés aux profils expérimentaux. Un très bon accord est encore obtenu entre les résultats (cf. Figure B.6(c)). Cette comparaison nous a permis de comprendre davantage et de confirmer la nature de l'écoulement au sein de notre brûleur.

B.3 Impact du coflow sur l'écoulement

Comme nous l'avons évoqué dans la section 2.2, le coflow a été utilisé pour éliminer toute perturbation externe et améliorer la stabilité de la flamme. Vu que le coflow n'est

pas ensemencé, aucune information ne peut être extraite expérimentalement. Une étude a été menée dans cette perspective pour pouvoir répondre à la question suivante : Quel est réellement l'influence du coflow sur l'écoulement principal et sur la hauteur de stabilisation de la flamme ?

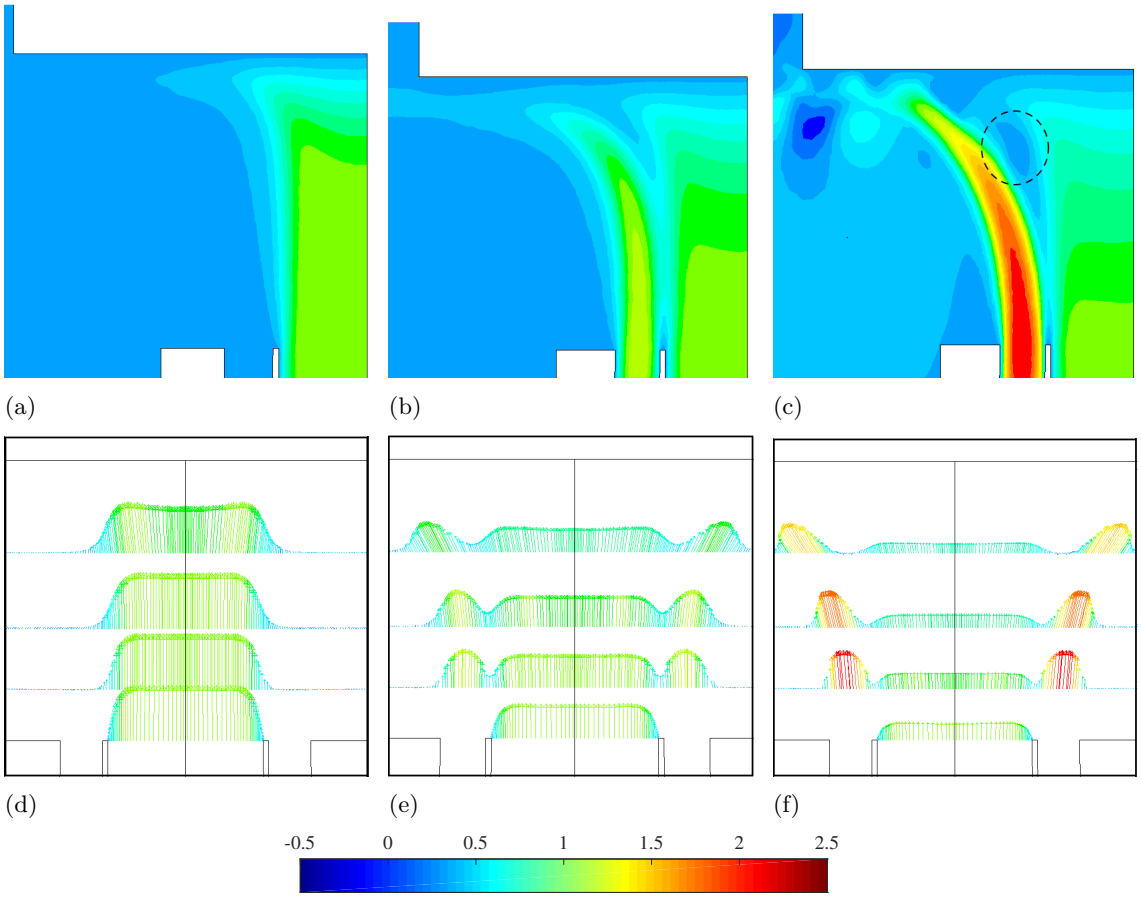


FIGURE B.7 – Champs de vitesse axiale entre la sortie du brûleur et la plaque. (a) et (d) : $V_{in-coflow} = 0$ m/s, (b) et (e) : $V_{in-coflow} = 0.18$ m/s, (c) et (f) : $V_{in-coflow} = 0.36$ m/s.

Le débit du coflow imposé est augmenté progressivement, tandis que celui de l'écoulement principal reste inchangé. Trois cas ont été étudiés comme l'illustre la Figure B.7. Le premier cas consiste en un débit de coflow nul, qui va servir de référence. La vitesse du coflow imposée dans le deuxième cas a été choisie de sorte à être presque identique à celle de sortie de l'écoulement principal. Dans le dernier cas, nous avons doublé le débit pour étudier son impact sur le jet principal. En comparant les champs de vitesse axiale, on trouve que plus le débit du coflow augmente plus l'écoulement principal a tendance à s'étirer. En effet, la vitesse diminue vu que le débit du jet principal est le même. Afin de bien comprendre ce qui se passe, nous avons tracé les vecteurs vitesses pour les 4 positions sélectionnées (i.e. à P_{A1}, P_{A2}, P_{A3} et P_{A4}). On remarque qu'effectivement, le profil de vitesse de l'écoulement principal s'aplatit quand le débit de coflow imposé augmente (cf. Figure B.7(e)).

Les lignes de courant du troisième cas ont été tracées et on remarque qu'une zone de recirculation est créée entre le jet principal et le coflow comme le montre la Figure B.8. Ceci peut être expliqué par le fait que le gradient de vitesse à la sortie fait naitre un gradient de pression. Les deux écoulements sont donc séparés vu que les lignes de courant du coflow divergent de plus en plus. Avec la présence d'une flamme, un débit de coflow grand étire la flamme. Il faut donc bien choisir le débit imposé lors des mesures expérimentales. Rappelons que l'objectif d'utiliser un coflow est de stabiliser une flamme et qu'elle soit la moins étirée que possible.

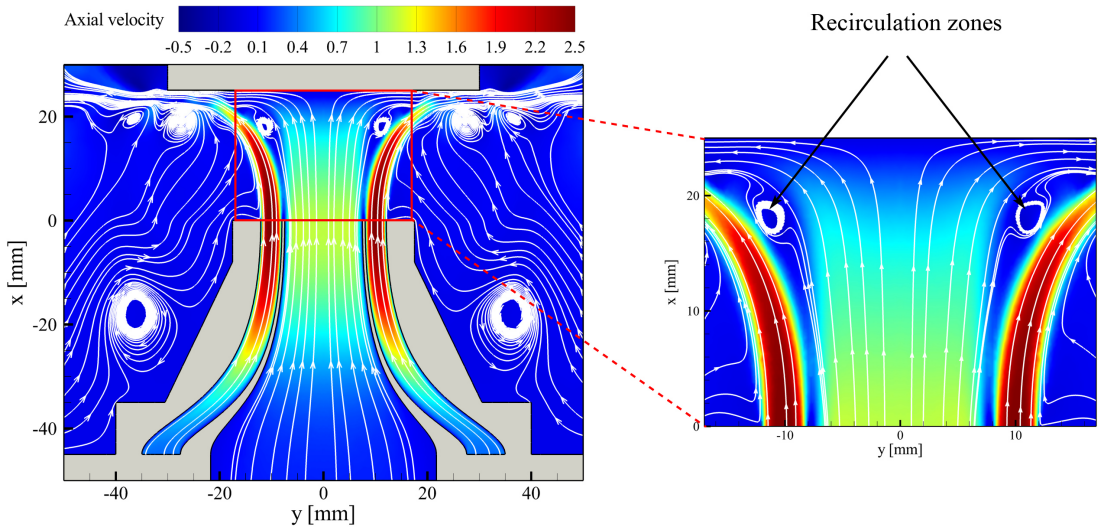


FIGURE B.8 – Lignes de courant superposées au champ de vitesse axiale .

Cette étude aérodynamique à froid a permis de confronter les résultats numériques et expérimentaux. Un très bon accord a été trouvé. D'autre part, une étude sur l'influence du coflow sur l'écoulement principal a permis de comprendre les mécanismes physiques à l'œuvre en variant le débit du coflow.

Annexe C

Figures complémentaires

C.1 Détermination de la vitesse de déplacement locale

Comme nous l'avons mentionné dans la section 4.5.3.2 du Chapitre 4, la vitesse de déplacement locale S_d est déterminée au niveau de l'isotherme séparant les gaz frais des gaz brûlés, c.-à-d. à une interface ψ. L'idée est donc de suivre une isotherme durant toute l'interaction de la flamme avec le vortex. Pour ce faire, nous avons testé deux méthodes comme les Figures C.1 et C.2 l'illustrent :

(i) La première technique consiste à appliquer un filtre Gaussien de taille 30×30 px^2 aux images binarisées. Rappelons que la binarisation des images est détaillée dans la section 2.5.1 du Chapitre 2. Une fois ceci effectué (cf. Figure C.1), nous pouvons extraire les iso-contours séparant les gaz frais et les gaz brûlés avec précision. En d'autres termes, le code couleur de la figure correspond à différentes interfaces.

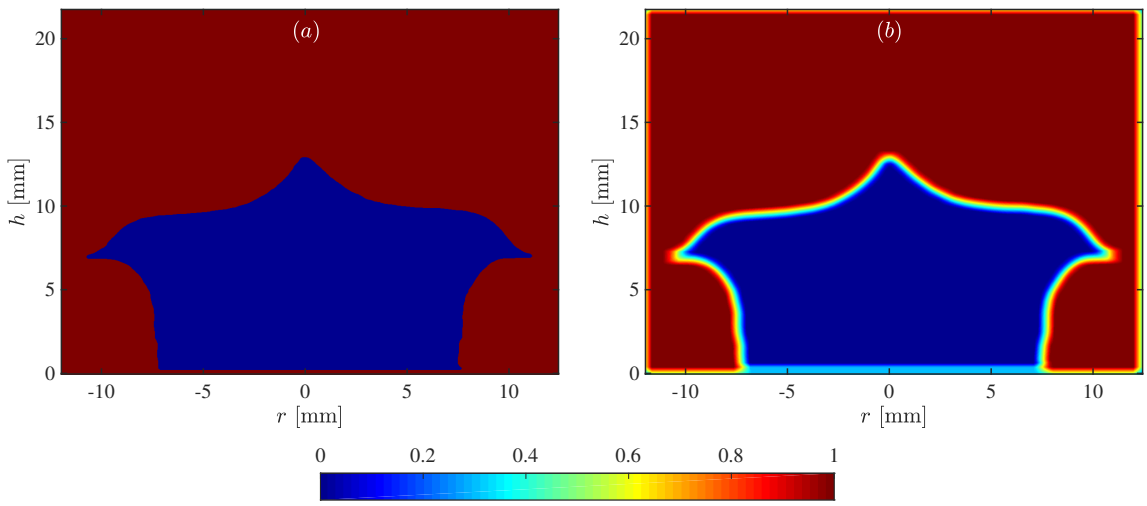


Figure C.1 – (a) Image binarisée d'une flamme de méthane à la stœchiométrie à $t = 10$ ms acquise en utilisant le diagnostic de tomographie laser. (b) Application du filtre Gaussien de taille 30×30 px^2 à l'image binarisée (a).

(ii) La seconde consiste à calculer la transformée de distance euclidienne (*The Euclidean Distance Transform*, EDT) de l'image binarisée en utilisant la technique développée

par Maurer et al. 2003. Pour chaque pixel de l'image binarisée, la transformée de distance attribue un nombre représentant la distance entre ce pixel et le pixel non nul le plus proche (C.2).

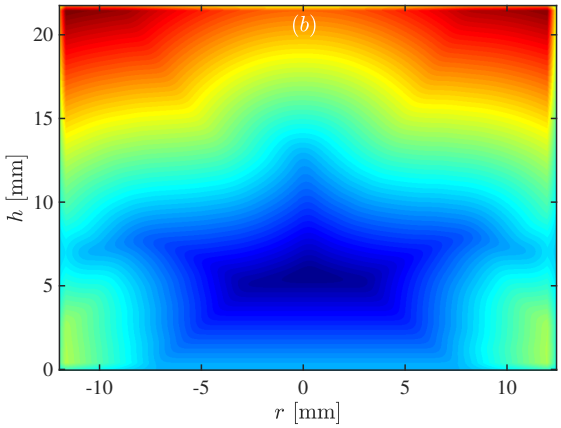


Figure C.2 – Deuxième méthode utilisée afin d'extraire l'isotherme ψ pour suivre la propagation de la flamme en mesurant la vitesse de déplacement locale. Une flamme de méthane/air à la stœchiométrie à $t = 10$ ms est présentée.

Nous avons appliqué ces deux méthodes sur une flamme de méthane/air à la stœchiométrie en interaction avec un vortex ayant une intensité $U_\theta/\langle S_c^1 \rangle = 2.8$. En comparant les deux méthodes, aucune différence n'a été relevée de sorte que l'évolution temporelle de la vitesse de déplacement locale mesurée est identique vu que nous avons sélectionné le même isocontour ψ. Rappelons que ψ est extraite pour pouvoir calculer uniquement le vecteur normal $\boldsymbol{n}$ au niveau de cette interface. Le champ autour n'a aucune signification physique.

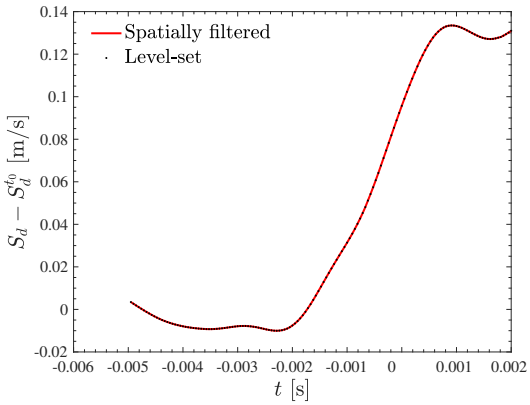


Figure C.3 – Évolution temporelle de la vitesse de déplacement locale S_d mesurée en utilisant les deux méthodes (filtrage vs valeur assignée) d'une flamme de méthane/air à la stœchiométrie. Notons que le temps t_0 a été décalé de sorte que $t = 0$ corresponde à l'instant où l'étirement global K atteint son maximum. $\Delta = 13$ mm.

C.2 Vérification

Avant l'évaluation des vitesses mesurées $\langle S_c^1 \rangle$ et $\langle S_d^u \rangle$, une première vérification est nécessaire pour vérifier que :

- l'écoulement est bien centré (cf. Figure C.4),
- le centre du vortex injecté est bien aligné avec le centre du brûleur,
- la qualité de l'algorithme utilisé pour extraire les champs de vitesse est correcte.

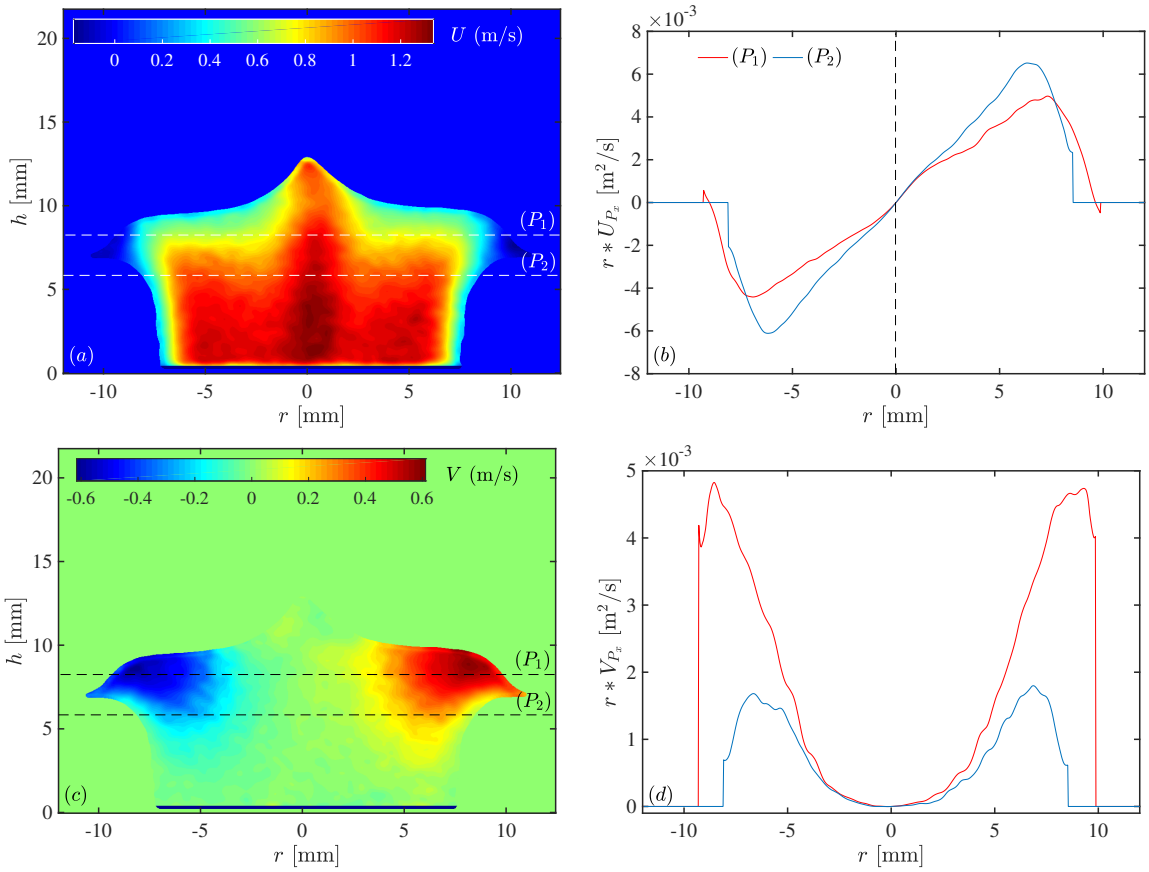


FIGURE C.4 – Champs de vitesse axiale (a) et radiale (c) de la flamme méthane/air à t = 10 ms. (P_1) et (P_2) représentent les deux positions où les vitesses ont été tracées (b) et (d).

Bibliographie

Abraham, John, Forman A Williams et Frediano V Bracco (1985). *A discussion of turbulent flame structure in premixed charges*. Rapp. tech. SAE Technical Paper (cf. p. 9).

Aspden, AJ (2017). « A numerical study of diffusive effects in turbulent lean premixed hydrogen flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 36.2, p. 1997–2004 (cf. p. 162).

Ayoola, BO, R Balachandran, JH Frank, E Mastorakos et CF Kaminski (2006). « Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames ». In : *Combustion and flame* 144.1-2, p. 1–16 (cf. p. 33).

Balusamy, Saravanan, Armelle Cessou et Bertrand Lecordier (2011). « Direct measurement of local instantaneous laminar burning velocity by a new PIV algorithm ». In : *Experiments in fluids* 50.4, p. 1109–1121 (cf. p. 20, 127).

Bariki, Chaimae, Fabien Halter, Fabien Thiesset, Christian Chauveau, Iskender Gökalp, Ketana Teav, Sina Kheirkhah et Adam M Steinberg (2019). « Structural response of different Lewis number premixed flames interacting with a toroidal vortex ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 37.2, p. 1911–1918 (cf. p. 148).

Barlow, Robert S, Matthew J Dunn et Gaetano Magnotti (2015). « Preferential transport effects in premixed bluff-body stabilized CH 4/H 2 flames ». In : *Combustion and Flame* 162.3, p. 727–735 (cf. p. 162).

Barrère, M (1974). « Modèles de combustion turbulente ». In : *Revue générale de thermique française* 148, p. 295–308 (cf. p. 21).

Batchelor, GK (1964). « Axial flow in trailing line vortices ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 20.4, p. 645–658 (cf. p. 75).

Bechtold, JK et M Matalon (2001). « The dependence of the Markstein length on stoichiometry ». In : *Combustion and Flame* 127.1, p. 1906–1913 (cf. p. 4, 17–19, 138, 140–142, 149, 160, 178, 186).

Bell, John B, Robert K Cheng, Marcus S Day et Ian G Shepherd (2007). « Numerical simulation of Lewis number effects on lean premixed turbulent flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 31.1, p. 1309–1317 (cf. p. 140, 144, 157).

Bisset, DK, RA Antonia et LWB Browne (1990). « Spatial organization of large structures in the turbulent far wake of a cylinder ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 218, p. 439–461 (cf. p. 72).

Boger, M, D Veynante, H Boughanem et A Trouvé (1998). « Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 27. 1. Elsevier, p. 917–925 (cf. p. 24).

Boguszko, M et GS Elliott (2005). « Property measurement utilizing atomic/molecular filter-based diagnostics ». In : *Progress in Aerospace Sciences* 41.2, p. 93–142 (cf. p. 47).

Boivin, Pierre, Antonio L Sánchez et Forman A Williams (2013). « Four-step and three-step systematically reduced chemistry for wide-range H2–air combustion problems ». In : *Combustion and Flame* 160.1, p. 76–82 (cf. p. 162).

Boivin, Pierre, AL Sánchez et FA Williams (2017). « Analytical prediction of syngas induction times ». In : *Combustion and Flame* 176, p. 489–499 (cf. p. 163).

Borghi, R (1985). « On the structure and morphology of turbulent premixed flames ». In : *Recent advances in the Aerospace Sciences*. Springer, p. 117–138 (cf. p. 21, 22).

Bosschaart, KJ et LPH De Goey (2004). « The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method ». In : *Combustion and Flame* 136.3, p. 261–269 (cf. p. 55, 127).

Bougrine, Sabre, Stéphane Richard, Olivier Colin et Denis Veynante (2014). « Fuel composition effects on flame stretch in turbulent premixed combustion : Numerical analysis of flame-vortex interaction and formulation of a new efficiency function ». In : *Flow, turbulence and combustion* 93.2, p. 259–281 (cf. p. xxiii, 20, 25, 26, 30, 98, 100–103, 108, 109, 124, 131).

Bouvet, Nicolas (2009). « Experimental and numerical studies of the fundamental flame speeds of methane/air and syngas (H2/CO)/air mixtures ». Thèse de doct. Université d'Orléans (cf. p. 20, 40, 57, 127).

Bouvet, Nicolas, Fabien Halter, Christian Chauveau et Youngbin Yoon (2013). « On the effective Lewis number formulations for lean hydrogen/hydrocarbon/air mixtures ». In : *International journal of hydrogen energy* 38.14, p. 5949–5960 (cf. p. 186).

Boyer, L (1980). « Laser tomographic method for flame front movement studies ». In : *Combustion and Flame* 39.3, p. 321–323 (cf. p. 43).

Bradley, D, RA Hicks, M Lawes, CGW Sheppard et R Woolley (1998). « 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 ». In : *Combustion and flame* 115.1-2, p. 126–144 (cf. p. 18).

Bradley, Derek, PH Gaskell et XJ Gu (1996). « Burning velocities, Markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames : a computational study ». In : *Combustion and Flame* 104.1-2, p. 176–198 (cf. p. 117, 140, 141, 188).

Bradley, John N (1969). « Flame and combustion phenomena ». In : (cf. p. 48).

Bray, KNC (1980). « Turbulent flows with premixed reactants ». In : *Turbulent reacting flows*. Springer, p. 115–183 (cf. p. 21).

Buckmaster, J et AB Crowley (1983). « The fluid mechanics of flame tips ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 131, p. 341–361 (cf. p. 9).

Burcat, A. *Burcat's Thermodynamic Data, Laboratory for Chemical Kinetics* (cf. p. 56).

Candel, Sebastien M et Thierry J Poinsot (1990). « Flame stretch and the balance equation for the flame area ». In : *Combustion Science and Technology* 70.1-3, p. 1–15 (cf. p. 12, 114).

Carl, SA, Martine Van Poppel et Jozef Peeters (2003). « Identification of the CH+ O2= OH (A)+ CO Reaction as the Source of OH (A- X) Chemiluminescence in C2H2/O/H/O2 Atomic Flames and Determination of Its Absolute Rate Constant over the Range T= 296 to 511 K ». In : *The Journal of Physical Chemistry A* 107.50, p. 11001–11007 (cf. p. 35, 56).

Charlette, Fabrice, Charles Meneveau et Denis Veynante (2002). « A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion Part I : non-dynamic formu-

lation and initial tests ». In : *Combustion and Flame* 131.1-2, p. 159–180 (cf. p. xxiii, 20, 24–26, 30, 98, 100–103, 108, 109).

Chen, Jacqueline B et Hong G Im (2000). « Stretch effects on the burning velocity of turbulent premixed hydrogen/air flames ». In : *Proceedings of the combustion institute* 28.1, p. 211–218 (cf. p. 140, 144).

Chen, Jacqueline H et Hong G Im (1998). « Correlation of flame speed with stretch in turbulent premixed methane/air flames ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 27. 1. Elsevier, p. 819–826 (cf. p. 139).

Chen, Yung-Cheng et Robert W Bilger (2004). « Experimental investigation of three-dimensional flame-front structure in premixed turbulent combustion : II. Lean hydrogen/air Bunsen flames ». In : *Combustion and flame* 138.1-2, p. 155–174 (cf. p. 162).

Chen, Zheng et Yiguang Ju (2007). « Theoretical analysis of the evolution from ignition kernel to flame ball and planar flame ». In : *Combustion Theory and Modelling* 11.3, p. 427–453 (cf. p. 18).

Chong, Min S, Anthony E Perry et Brian J Cantwell (1990). « A general classification of three-dimensional flow fields ». In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 2.5, p. 765–777 (cf. p. 72).

Chung, SH et CK Law (1988). « An integral analysis of the structure and propagation of stretched premixed flames ». In : *Combustion and Flame* 72.3, p. 325–336 (cf. p. 117).

Clark, T (1958). *Studies of OH, CO, CH and C2 radiation from laminar and turbulent propane-air and ethylene-air flames-NACA Technical Note 4266*. Rapp. tech. Technical report, National Advisory Committee for Aeronautics, Lewis Flight Propulsion Laboratory Cleveland, Ohio (cf. p. 31, 33).

Clavin, P et G Joulin (1983). « Premixed flames in large scale and high intensity turbulent flow ». In : *Journal de Physique Lettres* 44.1, p. 1–12 (cf. p. 12).

Clavin, Paul et Pedro Garcia (1983). « The influence of the temperature dependence of diffusivities on the dynamics ». In : *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée* 2.2, p. 245–263 (cf. p. 17, 140).

Clavin, Paul et José C Graña-Otero (2011). « Curved and stretched flames : the two Markstein numbers ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 686, p. 187–217 (cf. p. 19).

Clavin, Paul et FA Williams (1982). « Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity ». In : *Journal of fluid mechanics* 116, p. 251–282 (cf. p. 16, 19).

Colin, O, F Ducros, D Veynante et Thierry Poinsot (2000). « A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion ». In : *Physics of Fluids* 12.7, p. 1843–1863 (cf. p. xxiii, 20, 24–26, 30, 98, 100–103, 108, 109).

Colin, Olivier et Michael Rudgyard (2000). « Development of high-order Taylor–Galerkin schemes for LES ». In : *Journal of Computational Physics* 162.2, p. 338–371 (cf. p. 124).

Crosley, David R et Gregory P Smith (1980). « Vibrational energy transfer in laser-excited A 2+ OH as a flame thermometer ». In : *Applied optics* 19.4, p. 517–520 (cf. p. 31).

Cucitore, R, M Quadrio et A Baron (1999). « On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex ». In : *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 18.2, p. 261–282 (cf. p. 71).

Darrieus, G (1938). « Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de la turbulence ». In : *Unpublished works presented at la technique moderne* (cf. p. 14).

Day, Marc, John Bell, Peer-Timo Bremer, Valerio Pascucci, Vince Beckner et Michael Lijewski (2009). « Turbulence effects on cellular burning structures in lean premixed hydrogen flames ». In : *Combustion and Flame* 156.5, p. 1035–1045 (cf. p. 162).

Devenport, William J, Michael C Rife, Stergios I Liapis et Gordon J Follin (1996). « The structure and development of a wing-tip vortex ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 312, p. 67–106 (cf. p. 76).

Devriendt, Katia et Jozef Peeters (1997). « Direct identification of the C2H (X2Σ+)+ O (3P)→ CH (A2Δ)+ CO reaction as the source of the CH (A2Δ→ X2Π) chemiluminescence in C2H2/O/H atomic flames ». In : *The Journal of Physical Chemistry A* 101.14, p. 2546–2551 (cf. p. 35).

Di Sarli, Valeria, Almerinda Di Benedetto, Edward J Long et Graham K Hargrave (2012). « Time-Resolved Particle Image Velocimetry of dynamic interactions between hydrogen-enriched methane/air premixed flames and toroidal vortex structures ». In : *international journal of hydrogen energy* 37.21, p. 16201–16213 (cf. p. 172).

Dong, Yufei, Christina M Vagelopoulos, Geoffrey R Spedding et Fokion N Egolfopoulos (2002). « Measurement of laminar flame speeds through digital particle image velocimetry : mixtures of methane and ethane with hydrogen, oxygen, nitrogen, and helium ». In : *Proceedings of the combustion institute* 29.2, p. 1419–1426 (cf. p. 127).

Dong, Yufei, Adam T Holley, Mustafa G Andac, Fokion N Egolfopoulos, Scott G Davis, Prankul Middha et Hai Wang (2005). « Extinction of premixed H2/air flames : Chemical kinetics and molecular diffusion effects ». In : *Combustion and Flame* 142.4, p. 374–387 (cf. p. 162).

Dowdy, David R, David B Smith, Simon C Taylor et Alan Williams (1991). « The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 23. 1. Elsevier, p. 325–332 (cf. p. 18).

Dribinski, Vladimir, Alexei Ossadtchi, Vladimir A Mandelshtam et Hanna Reisler (2002). « Reconstruction of Abel-transformable images : The Gaussian basis-set expansion Abel transform method ». In : *Review of Scientific Instruments* 73.7, p. 2634–2642 (cf. p. 69).

Driscoll, James F (2008). « Turbulent premixed combustion : Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities ». In : *Progress in Energy and Combustion Science* 34.1, p. 91–134 (cf. p. 98, 152).

Driscoll, James F, DJ Sutkus, Wm L Roberts, ME Post et L R GOSS (1994). « The strain exerted by a vortex on a flame—determined from velocity field images ». In : *Combustion Science and Technology* 96.4-6, p. 213–229 (cf. p. 27, 29).

Echekki, Tarek et Jacqueline H Chen (1996). « Unsteady strain rate and curvature effects in turbulent premixed methane-air flames ». In : *Combustion and Flame* 106.1-2, p. 184–202 (cf. p. 19).

Eckbreth, Alan C (1996). *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. T. 3. CRC Press (cf. p. 31).

Egolfopoulos, FN et CK Law (1990). « Chain mechanisms in the overall reaction orders in laminar flame propagation ». In : *Combustion and Flame* 80.1, p. 7–16 (cf. p. 186).

Egolfopoulos, FN, H Zhang et Z Zhang (1997). « Wall effects on the propagation and extinction of steady, strained, laminar premixed flames ». In : *Combustion and Flame* 109.1-2, p. 237–252 (cf. p. 40).

Ern, Alexandre et Vincent Giovangigli (1998). « Thermal diffusion effects in hydrogen-air and methane-air flames ». In : *Combustion Theory and Modelling* 2.4, p. 349–372 (cf. p. 162).

Fielding, Joseph, Jonathan H Frank, Sebastian A Kaiser, Mitchell D Smooke et Marshall B Long (2002). « Polarized/depolarized Rayleigh scattering for determining fuel concentrations in flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 29.2, p. 2703–2709 (cf. p. 47).

García-Armingol, Tatiana, Yannis Hardalupas, AMKP Taylor et Javier Ballester (2014). « Effect of local flame properties on chemiluminescence-based stoichiometry measurement ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 53, p. 93–103 (cf. p. 34).

Gardiner, WC, Y Hidaka et T Tanzawa (1981). « Refractivity of combustion gases ». In : *Combustion and Flame* 40, p. 213–219 (cf. p. 47).

Garland, Nancy L et David R Crosley (1988). « On the collisional quenching of electronically excited OH, NH and CH in flames ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 21. 1. Elsevier, p. 1693–1702 (cf. p. 31).

Gaydon, AG et HG Wolfhard (1954). « Comparison of the spectra of turbulent and laminar flames ». In : *Fuel* 33.3, p. 286–290 (cf. p. 31).

Gaydon, Alferd (1957). *Spectroscopy of flames*. Chapman et Hall, London (cf. p. 35).

Giannakopoulos, George K, Athanasios Gatzoulis, Christos E Frouzakis, Moshe Matalon et Ananias G Tomboulides (2015). « Consistent definitions of "Flame Displacement Speed" and "Markstein Length" for premixed flame propagation ». In : *Combustion and Flame* 162.4, p. 1249–1264 (cf. p. 4, 18, 19, 137–139, 142, 143, 160, 178).

Glass, GP, GB Kistiakowsky, JV Michael et H Niki (1965). « The oxidation reactions of acetylene and methane ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 10. 1. Elsevier, p. 513–522 (cf. p. 35).

Graftieaux, Laurent, Marc Michard et Nathalie Grosjean (2001). « Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows ». In : *Measurement Science and technology* 12.9, p. 1422 (cf. p. 75).

Grcar, Joseph F, John B Bell et Marcus S Day (2009). « The Soret effect in naturally propagating, premixed, lean, hydrogen–air flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1, p. 1173–1180 (cf. p. 162).

Guiberti, TF, Daniel Durox et Thierry Schuller (2017). « Flame chemiluminescence from CO2-and N2-diluted laminar CH4/air premixed flames ». In : *Combustion and Flame* 181, p. 110–122 (cf. p. 92).

Guyot, Daniel, Felix Guethe, Bruno Schuermans, Arnaud Lacarelle et Christian Oliver Paschereit (2010). « CH*/OH* chemiluminescence response of an atmospheric premixed flame under varying operating conditions ». In : *ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers, p. 933–944 (cf. p. 34, 90).

Hall, Carl A, Waruna D Kulatilaka, James R Gord et Robert W Pitz (2014). « Quantitative atomic hydrogen measurements in premixed hydrogen tubular flames ». In : *Combustion and Flame* 161.11, p. 2924–2932 (cf. p. 162, 163, 167).

Hall, Carl A, Waruna D Kulatilaka, Naibo Jiang, James R Gord et Robert W Pitz (2015). « Minor-species structure of premixed cellular tubular flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 35.1, p. 1107–1114 (cf. p. 162, 163, 167).

Hall, Joel M, Jaap De Vries, Anthony R Amadio et Eric L Petersen (2005). « Towards a kinetics model of CH chemiluminescence ». In : *AIAA paper* 1318, p. 10–13 (cf. p. 56).

Halter, Fabien, Toni Tahtouh et Christine Mounaïm-Rousselle (2010). « Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation ». In : *Combustion and Flame* 157.10, p. 1825–1832 (cf. p. 18, 20, 187, 188).

Hardalupas, Yl et M Orain (2004). « Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame ». In : *Combustion and Flame* 139.3, p. 188–207 (cf. p. 33).

Hawkes, ER et RS Cant (2000). « A flame surface density approach to large-eddy simulation of premixed turbulent combustion ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 28.1, p. 51–58 (cf. p. 24).

Haworth, DC et TJ Poinsot (1992). « Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames ». In : *Journal of fluid mechanics* 244, p. 405–436 (cf. p. 19, 140, 144, 149, 157).

Higgins, Bryan, MQ McQuay, François Lacas, Juan-Carlos Rolon, Nasser Darabiha et Sébastien Candel (2001). « Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar flames ». In : *Fuel* 80.1, p. 67–74 (cf. p. 34).

Huang, H, D Dabiri et Morteza Gharib (1997). « On errors of digital particle image velocimetry ». In : *Measurement Science and Technology* 8.12, p. 1427 (cf. p. 45).

Hunt, Julian CR, Alan A Wray et Parviz Moin (1988). « Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows ». In : (cf. p. 73).

Hurle, IR, RB Price et A Thomas (1968). « Sound emission from open turbulent premixed flames ». In : *Proc. R. Soc. Lond. A*. T. 303. 1475. The Royal Society, p. 409–427 (cf. p. 31).

Hussain, AKM Fazle et M Hayakawa (1987). « Eduction of large-scale organized structures in a turbulent plane wake ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 180, p. 193–229 (cf. p. 72).

Ikeda, Yuji, Jun Kojima et Hideki Hashimoto (2002). « Local chemiluminescence spectra measurements in a high-pressure laminar methane/air premixed flame ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 29.2, p. 1495–1501 (cf. p. 34).

Im, Hong G et Jacqueline H Chen (2002). « Preferential diffusion effects on the burning rate of interacting turbulent premixed hydrogen-air flames ». In : *Combustion and flame* 131.3, p. 246–258 (cf. p. 162).

Jarosinski, J, JHS Lee et R Knystautas (1989). « Interaction of a vortex ring and a laminar flame ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 22. 1. Elsevier, p. 505–514 (cf. p. 27, 29).

Jarosinski, Jozef (1984). « The thickness of laminar flames ». In : *Combustion and Flame* 56.3, p. 337–342 (cf. p. 9).

Jeong, Jinhee et Fazle Hussain (1995). « On the identification of a vortex ». In : *Journal of fluid mechanics* 285, p. 69–94 (cf. p. 71, 74).

Jiménez, Javier, HK Moffatt et Carlos Vasco (1996). « The structure of the vortices in freely decaying two-dimensional turbulence ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 313, p. 209–222 (cf. p. 75).

John, Richard R, Edward S Wilson et Martin Summerfield (1955). *Studies of the mechanism of flame stabilization by a spectral intensity method*. Rapp. tech. PRINCETON UNIV NJ JAMES FORRESTAL RESEARCH CENTER (cf. p. 31).

Joklik, RG, JW Daily et WJ Pitz (1988). « Measurements of CH radical concentrations in an acetylene/oxygen flame and comparisons to modeling calculations ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 21. 1. Elsevier, p. 895–904 (cf. p. 35).

Karlovitz, B, DW Denniston Jr, DH Knapschaefer et FE Wells (1953). « Studies on Turbulent flames : A. Flame Propagation Across velocity gradients B. turbulence Measurement in flames ». In : *Symposium (international) on combustion*. T. 4. 1. Elsevier, p. 613–620 (cf. p. 16).

Kaskan, Walter E (1959). « Abnormal excitation of OH in H2/O2/N2 flames ». In : *The Journal of Chemical Physics* 31.4, p. 944–956 (cf. p. 33, 35).

Kee, RJ, FM Rupley, JA Miller, ME Coltrin, JF Grcar, E Meeks, HK Moffat, AE Lutz, G Dixon-Lewis, MD Smooke et al. (2004). « CHEMKIN Release 4.0, Reaction Design ». In : *Inc., San Diego, CA* (cf. p. 185).

Kerl, Johannes, Chris Lawn et Frank Beyrau (2013). « Three-dimensional flame displacement speed and flame front curvature measurements using quad-plane PIV ». In : *Combustion and Flame* 160.12, p. 2757–2769 (cf. p. 116).

Kéromnès, Alan, Wayne K Metcalfe, Karl A Heufer, Nicola Donohoe, Apurba K Das, Chih-Jen Sung, Jürgen Herzler, Clemens Naumann, Peter Griebel, Olivier Mathieu et al. (2013). « An experimental and detailed chemical kinetic modeling study of hydrogen and syngas mixture oxidation at elevated pressures ». In : *Combustion and Flame* 160.6, p. 995–1011 (cf. p. 55, 164).

Kim, Seung Hyun (2017). « Leading points and heat release effects in turbulent premixed flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 36.2 (cf. p. 143).

Kojima, Jun, Yuji Ikeda et Tsuyoshi Nakajima (2000). « Spatially resolved measurement of OH*, CH*, and C2* chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane/air premixed flames ». In : *Proceedings of the Combustion institute* 28.2, p. 1757–1764 (cf. p. 34, 89, 92).

— (2005). « Basic aspects of OH (A), CH (A), and C2 (d) chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane–air premixed flames ». In : *Combustion and Flame* 140.1, p. 34–45 (cf. p. 34, 57, 58, 155, 160).

Kolmogorov, Andrey Nikolaevich (1941). « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers ». In : *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. T. 30. 4, p. 299–303 (cf. p. 98).

Lafay, Y, B Renou, G Cabot et M Boukhalfa (2008). « Experimental and numerical investigation of the effect of H2 enrichment on laminar methane–air flame thickness ». In : *Combustion and Flame* 153.4, p. 540–561 (cf. p. 64).

Lamé, Gabriel (1859). *Lecons sur les coordonnees curvilignes et leurs diverses applications par G. Lame*. Mallet-Bachelier (cf. p. 118).

Landau, LD (1944). « On the theory of slow combustion ». In : *Acta Phys.* 19, p. 77–85 (cf. p. 14).

Lauer, Martin et Thomas Sattelmayer (2010). « On the adequacy of chemiluminescence as a measure for heat release in turbulent flames with mixture gradients ». In : *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132.6, p. 061502 (cf. p. 33, 34).

Law, CK (1989). « Dynamics of stretched flames ». In : *Symposium (International) on Combustion.* T. 22. 1. Elsevier, p. 1381–1402 (cf. p. 9).

Law, CK, S Ishizuka et P Cho (1982). « On the opening of premixed Bunsen flame tips ». In : *Combustion science and technology* 28.3-4, p. 89–96 (cf. p. 148).

Law, CK, CJ Sung, G Yu et RL Axelbaum (1994). « On the structural sensitivity of purely strained planar premixed flames to strain rate variations ». In : *Combustion and Flame* 98.1-2, p. 139–154 (cf. p. 152).

Lee, T-W et DA Santavicca (1993). « Flame front geometry and stretch during interactions of premixed flames with vortices ». In : *Combustion science and technology* 90.1-4, p. 211–229 (cf. p. 30, 103, 104).

Lee, T-W, JG Lee, DA Nye et DA Santavicca (1993). « Local response and surface properties of premixed flames during interactions with Kármán vortex streets ». In : *Combustion and flame* 94.1-2, p. 146–160 (cf. p. 172).

Lefebvre, Alexandre, Hakim Larabi, Vincent Moureau, Ghislain Lartigue, Emilien Varea, Vincent Modica et Bruno Renou (2016). « Formalism for spatially averaged consumption speed considering spherically expanding flame configuration ». In : *Combustion and Flame* 173, p. 235–244 (cf. p. 11, 117).

Lipatnikov, AN et Jerzy Chomiak (2005). « Molecular transport effects on turbulent flame propagation and structure ». In : *Progress in energy and combustion science* 31.1, p. 1–73 (cf. p. 143).

Lu, Tianfeng et Chung K Law (2008). « A criterion based on computational singular perturbation for the identification of quasi steady state species : A reduced mechanism for methane oxidation with NO chemistry ». In : *Combustion and Flame* 154.4, p. 761–774 (cf. p. 124).

Lugt, Hans J (1979). *The dilemma of defining a vortex.* Springer Berlin, Heidelberg (cf. p. 71).

Luque, Jorge et David R Crosley (1998). « Transition probabilities in the A 2 Σ+- X 2 Π i electronic system of OH ». In : *The Journal of chemical physics* 109.2, p. 439–448 (cf. p. 32).

Mallard, Ernest et Henri Le Chatelier (1883). *Recherches expérimentales et théoriques sur la combustion des mélanges gazeux explosives.* H. Dunod et E. Pinat (cf. p. 9).

Mantel, TJMS et J-M Samaniego (1999). « Fundamental mechanisms in premixed turbulent flame propagation via vortex–flame interactions part II : Numerical simulation ». In : *Combustion and Flame* 118.4, p. 557–582 (cf. p. 20, 27, 30).

Markstein, George H (1964). *Nonsteady flame propagation : AGARDograph.* T. 75. Elsevier (cf. p. 17).

Matalon, Moshe et John K Bechtold (2009). « A multi-scale approach to the propagation of non-adiabatic premixed flames ». In : *Journal of Engineering Mathematics* 63.2-4, p. 309–326 (cf. p. 19).

Matalon, Moshe et BJ Matkowsky (1982). « Flames as gasdynamic discontinuities ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 124, p. 239–259 (cf. p. 12, 16, 19).

Mathur, S, PK Tondon et SC Saxena (1967). « Thermal conductivity of binary, ternary and quaternary mixtures of rare gases ». In : *Molecular physics* 12.6, p. 569–579 (cf. p. 185).

Maurer, Calvin R, Rensheng Qi et Vijay Raghavan (2003). « A linear time algorithm for computing exact Euclidean distance transforms of binary images in arbitrary dimensions ». In : *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 25.2, p. 265–270 (cf. p. 200).

Meneveau, C et T Poinsot (1991). « Stretching and quenching of flamelets in premixed turbulent combustion ». In : *Combustion and Flame* 86.4, p. 311–332 (cf. p. xxiii, 20, 24–26, 30).

Metcalfe, Ralph W, AKMF Hussain, Suresh Menon et M Hayakawa (1987). « Coherent structures in a turbulent mixing layer : a comparison between direct numerical simulations and experiments ». In : *Turbulent Shear Flows 5*. Springer, p. 110–123 (cf. p. 72).

Miles, Richard B, Walter R Lempert et Joseph N Forkey (2001). « Laser rayleigh scattering ». In : *Measurement Science and Technology* 12.5, R33 (cf. p. 48).

Mizomoto, M, Y Asaka, S Ikai et CK Law (1985). « Effects of preferential diffusion on the burning intensity of curved flames ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 20. 1. Elsevier, p. 1933–1939 (cf. p. 148).

Moureau, V, G Lartigue, Y Sommerer, C Angelberger, O Colin et Thierry Poinsot (2005). « Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids ». In : *Journal of Computational Physics* 202.2, p. 710–736 (cf. p. 124).

Moureau, Vincent, Benoit Fiorina et Heinz Pitsch (2009). « A level set formulation for premixed combustion LES considering the turbulent flame structure ». In : *Combustion and Flame* 156.4, p. 801–812 (cf. p. 131).

Mueller, Charles J, James F Driscoll, David L Reuss, Michael C Drake et Martin E Rosalik (1998). « Vorticity generation and attenuation as vortices convect through a premixed flame ». In : *Combustion and flame* 112.3, p. 342–358 (cf. p. 27, 29).

Mueller, CJ, JF Driscoll, DJ Sutkus, WL Roberts, MC Drake et MD Smooke (1995). « Effect of unsteady stretch rate on OH chemistry during a flame-vortex interaction : to assess flamelet models ». In : *Combustion and Flame* 100.1-2, p. 323–331 (cf. p. 29).

Mueller, CJ, JF Driscoll, DL Reuss et MC Drake (1996). « Effects of unsteady stretch on the strength of a freely-propagating flame wrinkled by a vortex ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 26. 1. Elsevier, p. 347–355 (cf. p. 20, 27, 29).

Müller, UC, M Bollig et N Peters (1997). « Approximations for burning velocities and Markstein numbers for lean hydrocarbon and methanol flames ». In : *Combustion and Flame* 108.3, p. 349–356 (cf. p. 18).

Muruganandam, TM, B-H Kim, MR Morrell, V Nori, M Patel, BW Romig et JM Seitzman (2005). « Optical equivalence ratio sensors for gas turbine combustors ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 30.1, p. 1601–1609 (cf. p. 34).

Najm, Habib N, Phillip H Paul, Charles J Mueller et Peter S Wyckoff (1998). « On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate ». In : *Combustion and flame* 113.3, p. 312–332 (cf. p. 29, 33).

NGUYEN, Quang-Viet et Phillip H PAUL (1996). « The time evolution of a vortex-flame interaction observed via planar imaging of CH and OH ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 26. 1. Elsevier, p. 357–364 (cf. p. 29, 33).

NORI, Venkata et Jerry SEITZMAN (2007). « Chemiluminescence measurements and modeling in syngas, methane and jet-A fueled combustors ». In : *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, p. 466 (cf. p. 34).

— (2008). « Evaluation of chemiluminescence as a combustion diagnostic under varying operating conditions ». In : *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, p. 953 (cf. p. 92).

OBERLACK, Martin, Holger WENZEL et Norbert PETERS (2001). « On symmetries and averaging of the G-equation for premixed combustion ». In : *Combustion Theory and Modelling* 5, p. 363–383 (cf. p. 115).

ORAIN, Mikaël et Yannis HARDALUPAS (2010). « Effect of fuel type on equivalence ratio measurements using chemiluminescence in premixed flames ». In : *Comptes Rendus Mecanique* 338.5, p. 241–254 (cf. p. 34, 155, 160).

OTSU, Nobuyuki (1979). « A threshold selection method from gray-level histograms ». In : *IEEE transactions on systems, man, and cybernetics* 9.1, p. 62–66 (cf. p. 59).

PANOUTSOS, CS, Y HARDALUPAS et AMKP TAYLOR (2009). « Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH* and CH* chemiluminescence in premixed and non-premixed methane–air flames ». In : *Combustion and Flame* 156.2, p. 273–291 (cf. p. 34, 57).

PENNEY, Carl M (1969). « Light scattering in terms of oscillator strengths and refractive indices ». In : *Journal of the Optical Society of America* 59.1, p. 34–42 (cf. p. 47).

PETERS, N (1988). « Laminar flamelet concepts in turbulent combustion ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 21. 1. Elsevier, p. 1231–1250 (cf. p. 21, 115).

— (1999). « The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence ». In : *Journal of Fluid mechanics* 384, p. 107–132 (cf. p. 11, 22).

PETERS, Norbert (2000). *Turbulent combustion*. Cambridge university press (cf. p. 132).

PITSCH, H (2005). « A consistent level set formulation for large-eddy simulation of premixed turbulent combustion ». In : *Combustion and Flame* 143.4, p. 587–598 (cf. p. 24, 115).

PIZER, Stephen M, E Philip AMBURN, John D AUSTIN, Robert CROMARTIE, Ari GESELOWITZ, Trey GREER, Bart ter HAAR ROMENY, John B ZIMMERMAN et Karel ZUIDERVELD (1987). « Adaptive histogram equalization and its variations ». In : *Computer vision, graphics, and image processing* 39.3, p. 355–368 (cf. p. 59).

POINSOT, T et SK LELE (1992). « Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows ». In : *Journal of computational physics* 101.1, p. 104–129 (cf. p. 124).

POINSOT, T, D VEYNANTE et S CANDEL (1991a). « Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation ». In : *Symposium (international) on combustion*. T. 23. 1. Elsevier, p. 613–619 (cf. p. 22, 24).

— (1991b). « Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 228, p. 561–606 (cf. p. 20, 22, 27, 30, 101, 124, 159).

POINSOT, T, T ECHEKKI et MG MUNGAL (1992). « A study of the laminar flame tip and implications for premixed turbulent combustion ». In : *Combustion science and technology* 81.1-3, p. 45–73 (cf. p. 10, 148, 149).

Poinsot, Thierry et Denis Veynante (2005). *Theoretical and numerical combustion.* RT Edwards, Inc. (cf. p. 10, 122).

— (2011). *Theoretical and numerical combustion.* 3rd edn ; http ://elearning.cerfacs.fr/combustion. (cf. p. 117, 122, 129, 132, 142).

Poinsot, TJ (1998). « Comments on" Flame Stretch Interactions of Laminar Premixed Hydrogen Air Flames at Normal Temperature and Pressure" by KT Aung, MJ Hassan, and GM Faeth ». In : *Combustion and Flame* 113, p. 279–283 (cf. p. 126).

Pope, SB (1988). « The evolution of surfaces in turbulence ». In : *International journal of engineering science* 26.5, p. 445–469 (cf. p. 60).

Poulain, Cédric, Nicolas Mazellier, Laurent Chevillard, Yves Gagne et Christophe Baudet (2006). « Dynamics of spatial Fourier modes in turbulence ». In : *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems* 53.2, p. 219–224 (cf. p. 98).

Renard, P-H, D Thevenin, Juan-Carlos Rolon et Sébastien Candel (2000). « Dynamics of flame/vortex interactions ». In : *Progress in energy and combustion science* 26.3, p. 225–282 (cf. p. 27, 103).

Renard, Paul-Henri, Juan Carlos Rolon, Dominique Thévenin et Sébastien Candel (1998). « Wrinkling, pocket formation, and double premixed flame interaction processes ». In : *Symposium (International) on Combustion.* T. 27. 1. Elsevier, p. 659–666 (cf. p. 20, 22, 29).

— (1999). « Investigations of heat release, extinction, and time evolution of the flame surface, for a nonpremixed flame interacting with a vortex ». In : *Combustion and Flame* 117.1-2, p. 189–205 (cf. p. 20).

Renou, B, A Boukhalfa, D Puechberty et M Trinité (2000). « Local scalar flame properties of freely propagating premixed turbulent flames at various Lewis numbers ». In : *Combustion and Flame* 123.4, p. 507–521 (cf. p. 116).

Reuter, Christopher B, Sang Hee Won et Yiguang Ju (2017). « Flame structure and ignition limit of partially premixed cool flames in a counterflow burner ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 36.1, p. 1513–1522 (cf. p. 163).

Roberts, William L et James F Driscoll (1991). « A laminar vortex interacting with a premixed flame : measured formation of pockets of reactants ». In : *Combustion and Flame* 87.3-4, p. 245–256 (cf. p. 20, 27, 29, 98, 103).

Roberts, William L, James F Driscoll, Michael C Drake et Larry P Goss (1993). « Images of the quenching of a flame by a vortex—To quantify regimes of turbulent combustion ». In : *Combustion and Flame* 94.1-2, p. 58–69 (cf. p. 20, 27, 29, 159).

Roberts, WML, JF Driscoll, MC Drake et JW Ratcliffe (1992). « OH fluorescence images of the quenching of a premixed flame during an interaction with a vortex ». In : *Symposium (International) on Combustion.* T. 24. 1. Elsevier, p. 169–176 (cf. p. 27, 29).

Röder, M, T Dreier et C Schulz (2013). « Simultaneous measurement of localized heat-release with OH/CH2O–LIF imaging and spatially integrated OH* chemiluminescence in turbulent swirl flames ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 34.2, p. 3549–3556 (cf. p. 33).

Rutland, Christopher J et Joel H Ferziger (1991). « Simulations of flame-vortex interactions ». In : *Combustion and Flame* 84.3-4, p. 343–360 (cf. p. 30).

Rutland, CJ et A Trouvé (1993). « Direct simulations of premixed turbulent flames with nonunity Lewis numbers ». In : *Combustion and Flame* 94.1-2, p. 41–57 (cf. p. 19, 140, 144, 149, 157).

Samaniego, J-M (1993). « Stretch-induced quenching in flame-vortex interactions ». In : (cf. p. 27, 29).

Samaniego, J-M et T Mantel (1999). « Fundamental mechanisms in premixed turbulent flame propagation via flame–vortex interactions : Part I : Experiment ». In : *Combustion and flame* 118.4, p. 537–556 (cf. p. 20, 27, 29).

Samaniego, J-M, FN Egolfopoulos et CT Bowman (1995). « CO2* chemiluminescence in premixed flames ». In : *Combustion Science and Technology* 109.1-6, p. 183–203 (cf. p. 32, 33).

Sánchez, Antonio L et Forman A Williams (2014). « Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen ». In : *Progress in Energy and Combustion Science* 41, p. 1–55 (cf. p. 162).

Schönfeld, Thilo et Rudgyard Michael (1999). « Steady and unsteady flow simulations using the hybrid flow solver AVBP ». In : *AIAA journal* 37.11, p. 1378–1385 (cf. p. 124).

Shepherd, IG et LW Kostiuk (1994). « The burning rate of premixed turbulent flames in divergent flows ». In : *Combustion and flame* 96.4, p. 371–380 (cf. p. 117).

Shim, Young-Sam, Naoya Fukushima, Masayasu Shimura, Yuzuru Nada, Mamoru Tanahashi et Toshio Miyauchi (2013). « Radical fingering in turbulent premixed flame classified into thin reaction zones ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 34.1, p. 1383–1391 (cf. p. 163, 169).

Sinibaldi, Jose O, Charles J Mueller et James F Driscoll (1998). « Local flame propagation speeds along wrinkled, unsteady, stretched premixed flames ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 27. 1. Elsevier, p. 827–832 (cf. p. 116).

Sinibaldi, Jose O, James F Driscoll, Charles J Mueller, Jeffrey M Donbar et Campbell D Carter (2003). « Propagation speeds and stretch rates measured along wrinkled flames to assess the theory of flame stretch ». In : *Combustion and flame* 133.3, p. 323–334 (cf. p. 20, 28, 29, 116).

Slack, M et A Grillo (1985). « High temperature rate coefficient measurements of CO+ O chemiluminescence ». In : *Combustion and Flame* 59.2, p. 189–196 (cf. p. 33).

Smith, Gregory P, David M Golden, Michael Frenklach, Nigel W Moriarty, Boris Eiteneer, Mikhail Goldenberg, C Thomas Bowman, Ronald K Hanson, Soonho Song, William C Gardiner Jr et al. (1999). « GRI 3.0 Mechanism ». In : *Gas Research Institute (http ://www. me. berkeley. edu/gri_mech)* (cf. p. 55, 149).

Smith, Gregory P, Jorge Luque, Chung Park, Jay B Jeffries et David R Crosley (2002). « Low pressure flame determinations of rate constants for OH (A) and CH (A) chemiluminescence ». In : *Combustion and Flame* 131.1, p. 59–69 (cf. p. 57).

Smith, Gregory P, Chung Park et Jorge Luque (2005). « A note on chemiluminescence in low-pressure hydrogen and methane–nitrous oxide flames ». In : *Combustion and flame* 140.4, p. 385–389 (cf. p. 35).

Spalding, Dudley Brian (1955). *Some fundamentals of combustion*. T. 2. Academic Press (cf. p. 10).

Steinberg, Adam M et James F Driscoll (2009). « Straining and wrinkling processes during turbulence–premixed flame interaction measured using temporally-resolved diagnostics ». In : *Combustion and Flame* 156.12, p. 2285–2306 (cf. p. 2).

— (2010). « Stretch-rate relationships for turbulent premixed combustion LES subgrid models measured using temporally resolved diagnostics ». In : *Combustion and Flame* 157.7, p. 1422–1435 (cf. p. 20).

Steinberg, Adam M, Ketana Teav, Sina Kheirkhah, Chaimae Bariki, Fabien Thiesset, Christian Chauveau et Fabien Halter (2019). « Auto-ignition of near-ambient temperature H2/air mixtures during flame-vortex interaction ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 37.2, p. 2425–2432 (cf. p. 148).

Sun, CJ, CJ Sung, L He et CK Law (1999). « Dynamics of weakly stretched flames : quantitative description and extraction of global flame parameters ». In : *Combustion and flame* 118.1-2, p. 108–128 (cf. p. 188).

Sutton, Jeffrey A et James F Driscoll (2004). « Rayleigh scattering cross sections of combustion species at 266, 355, and 532 nm for thermometry applications ». In : *Optics letters* 29.22, p. 2620–2622 (cf. p. 47).

Tamura, Masayuki, Pamela A Berg, Joel E Harrington, Jorge Luque, Jay B Jeffries, Gregory P Smith et David R Crosley (1998). « Collisional quenching of CH (A), OH (A), and NO (A) in low pressure hydrocarbon flames ». In : *Combustion and Flame* 114.3, p. 502–514 (cf. p. 56).

Tang, Chenglong, Zuohua Huang, Chun Jin, Jiajia He, Jinhua Wang, Xibin Wang et Haiyan Miao (2008). « Laminar burning velocities and combustion characteristics of propane–hydrogen–air premixed flames ». In : *international journal of hydrogen energy* 33.18, p. 4906–4914 (cf. p. 188).

Tennekes, H (1975). « Eulerian and Lagrangian time microscales in isotropic turbulence ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 67.3, p. 561–567 (cf. p. 98).

Thévenin, D, JC Rolon, PH Renard, DW Kendrick, D Veynante et S Candel (1996). « Structure of a non-premixed flame interacting with counterrotating vortices ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 26. 1. Elsevier, p. 1079–1086 (cf. p. 20).

Thevenin, Dominique, Paul-Henry Renard, GJ Fiechtner, Jim R Gord et Juan-Carlos Rolon (2000). « Regimes of non-premixed flame-vortex interactions ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 28.2, p. 2101–2108 (cf. p. 20).

Thielicke, William et Eize Stamhuis (2014). « PIVlab–towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in MATLAB ». In : *Journal of Open Research Software* 2.1 (cf. p. 45).

Thiesset, F, F Halter, C Bariki, C Lapeyre, C Chauveau, I Gökalp, L Selle et T Poinsot (2017a). « Isolating strain and curvature effects in premixed flame/vortex interactions ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 831, p. 618–654 (cf. p. 114, 160).

Thiesset, Fabien, Guillaume Maurice, Fabien Halter, Nicolas Mazellier, Christian Chauveau et Iskender Gökalp (2017b). « Flame-vortex interaction : Effect of residence time and formulation of a new efficiency function ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 36.2, p. 1843–1851 (cf. p. 131).

Trieling, RR, JMA Van Wesenbeeck et GJF Van Heijst (1998). « Dipolar vortices in a strain flow ». In : *Physics of Fluids* 10.1, p. 144–159 (cf. p. 105).

Trouvé, Arnaud et Thierry Poinsot (1994). « The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 278, p. 1–31 (cf. p. 10, 114).

Vagelopoulos, Christina M et Jonathan H Frank (2005). « An experimental and numerical study on the adequacy of CH as a flame marker in premixed methane flames ». In : *Proceedings of the combustion institute* 30.1, p. 241–249 (cf. p. 29, 33).

Vagelopoulos, Christine M et Fokion N Egolfopoulos (1998). « Direct experimental determination of laminar flame speeds ». In : *Symposium (international) on combustion*. T. 27. 1. Elsevier, p. 513–519 (cf. p. 20, 55, 127).

Vagelopoulos, CM, FN Egolfopoulos et CK Law (1994). « Further considerations on the determination of laminar flame speeds with the counterflow twin-flame technique ». In : *Symposium (international) on combustion*. T. 25. 1. Elsevier, p. 1341–1347 (cf. p. 20, 40, 57, 127).

Van Oijen, JA, A Donini, RJM Bastiaans, JHM ten Thije Boonkkamp et LPH de Goey (2016). « State-of-the-art in premixed combustion modeling using flamelet generated manifolds ». In : *Progress in Energy and Combustion Science* 57, p. 30–74 (cf. p. 162).

Varea, Emilien (2013). « Experimental analysis of laminar spherically expanding flames ». Thèse de doct. INSA de Rouen (cf. p. 127, 188).

Varea, Emilien, Vincent Modica, Alexis Vandel et Bruno Renou (2012). « 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 ». In : *Combustion and Flame* 159.2, p. 577–590 (cf. p. 20, 188).

Veynante, Denis et Luc Vervisch (2002). « Turbulent combustion modeling ». In : *Progress in energy and combustion science* 28.3, p. 193–266 (cf. p. 114).

Vollmers, H, HP Kreplin et HU Meier (1983). *Separation and vortical-type flow around a prolate spheroid-evaluation of relevant parameters*. Rapp. tech. DEUTSCHE FORSCHUNGS- UND VERSUCHSANSTALT FUER LUFT-UND RAUMFAHRT EV GOETTINGEN (GERMANY FR) (cf. p. 71).

Vu, Tran Manh, Min Suk Cha, Byeong Jun Lee et Suk Ho Chung (2015). « Tip opening of premixed bunsen flames : Extinction with negative stretch and local Karlovitz number ». In : *Combustion and Flame* 162.4, p. 1614–1621 (cf. p. 148).

Walsh, KT, MB Long, MA Tanoff et MD Smooke (1998). « Experimental and computational study of CH, CH*, and OH* in an axisymmetric laminar diffusion flame ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 27. 1. Elsevier, p. 615–623 (cf. p. 69).

Wang, Hai, Xiaoqing You, Ameya V Joshi, Scott G Davis, Alexander Laskin, Fokion Egolfopoulos, Chung K Law et USC Mech Version II (2007). *High-temperature combustion reaction model of H2*. Rapp. tech. CO/C1-C4 Compounds (cf. p. 55).

Williams, Forman A (1985). *Combustion Theory 2nd* (cf. p. 8–10, 12, 15, 21, 22, 24).

Wu, CK et C Kl Law (1985). « On the determination of laminar flame speeds from stretched flames ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 20. 1. Elsevier, p. 1941–1949 (cf. p. 18).

Wu, Jie-Zhi, Hui-Yang Ma et M-D Zhou (2007). *Vorticity and vortex dynamics*. Springer Science & Business Media (cf. p. 124).

Wu, Ming-Shin et James F Driscoll (1992). « A numerical simulation of a vortex convected through a laminar premixed flame ». In : *Combustion and flame* 91.3-4, p. 310–322 (cf. p. 30, 98, 103, 104, 107).

Yamaoka, Ichiro et Hiroshi Tsuji (1985). « Determination of burning velocity using counterflow flames ». In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 20. 1. Elsevier, p. 1883–1892 (cf. p. 18).

Yang, Fan, CK Law, CJ Sung et HQ Zhang (2010). « A mechanistic study of Soret diffusion in hydrogen–air flames ». In : *Combustion and Flame* 157.1, p. 192–200 (cf. p. 162).

Zeldovich, YB (1949). *Theory of combustion and detonation of gases*. Headquarters, Wright-Patterson Air Force Base, Air Materiel Command (cf. p. 9).

Zhou, Chong-Wen, Yang Li, Eoin O'Connor, Kieran P Somers, Sébastien Thion, Charles Keesee, Olivier Mathieu, Eric L Petersen, Trent A DeVerter, Matthew A Oehlschlaeger et al. (2016). « A comprehensive experimental and modeling study of isobutene oxidation ». In : *Combustion and Flame* 167, p. 353–379 (cf. p. 55, 149).

Chaimae BARIKI

Interaction entre une flamme de prémélange et une structure tourbillonnaire

Résumé :
Comprendre et prédire les différents mécanismes en jeu dans les flammes prémélangées turbulentes est un enjeu crucial pour le dimensionnement ou l'optimisation de nombreux systèmes de combustion. Les écoulements réactifs turbulents se caractérisent par une interaction complexe entre les mouvements hydrodynamiques, le dégagement de chaleur produit par la flamme et la turbulence. Ce défi étant extrêmement difficile à relever, l'étude préalable des interactions entre une flamme plane et une structure tourbillonnaire fournit un cadre canonique idéal pour mieux appréhender et comprendre les mécanismes physiques à l'œuvre. Dans cette perspective, des études expérimentales ont été réalisées utilisant un brûleur à jet impactant alimenté par un prémélange (méthane/air, propane/air, hydrogène/air). Un panel de techniques expérimentales ainsi que des outils numériques ont été utilisés pour caractériser finement les interactions entre une flamme de prémélange et un vortex toroïdal. En modifiant la richesse et la composition du mélange ainsi que l'intensité du vortex, le suivi temporel de l'interaction a permis d'extraire différentes informations telles que la dynamique de la surface de flamme, de l'étirement et de la courbure du front de flamme ainsi que les vitesses de déplacement/consommation. De surcroit, la structure interne du front de flamme a été étudiée en la décomposant en une zone de préchauffage et une zone de réaction.

Mots clés : Interaction flamme-vortex, étirement et courbure du front de flamme, effets thermodiffusifs, structure de flamme, vitesses de déplacement/consommation

A premixed flame interacting with a toroidal vortex

Abstract :
Understanding and predicting the different mechanisms at play in turbulent premixed flames is a tremendously difficult issue for sizing or optimizing many combustion systems. Turbulent reactive flows are characterized by a complex interaction between the fluid motion, the inherent heat generated by the flame and turbulence. This challenge being extremely difficult to meet, the study of the interactions between a flat flame and a toroidal vortex provide an ideal canonical framework to better understand the physical mechanisms at play. In this perspective, experimental studies were carried out using a stagnation burner fed by a premixed fuel and air (methane/air, propane/air, hydrogen/air). A panel of experimental techniques as well as numerical tools have been used to characterize thoroughly the flame/vortex interactions. By modifying the equivalence ratio, the mixture composition and the vortex intensity, the temporal evolution of the interaction enable the extraction of the flame surface, the flame front stretch and curvature as well as the displacement/consumption speeds. In addition, the internal flame structure is deeply investigated by decomposing the flame front into a preheat zone and a reaction zone.

Keywords : Flame/vortex interaction, flame front stretch/curvature, thermodiffusive effects, flamme structure, displacement/consumption speeds

Institut de Combustion Aérothermique
Réactivité et Environnement
UPR 3021 du CNRS
1C, avenue de la Recherche Scientifique
45071 - Orléans Cedex 2