HAL
open science

Application de la diffusion Rayleigh induite par laser à la caractérisation des fronts de flamme laminaire de prémélange H2/CH4/Air et H2/CO/Air

Ludovic Ponty

▶ **To cite this version:**

Ludovic Ponty. Application de la diffusion Rayleigh induite par laser à la caractérisation des fronts de flamme laminaire de prémélange H2/CH4/Air et H2/CO/Air. Autre. Université d'Orléans, 2011. Français. NNT : 2011ORLE2018 . tel-00647320

HAL Id: tel-00647320

https://theses.hal.science/tel-00647320v1

Submitted on 29 Aug 2014

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 SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Laboratoire ICARE

THÈSE présentée par :

Ludovic PONTY

Soutenue publiquement le **14 juin 2011**

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

Discipline : Mécanique des Fluides, Énergétique

Application de la diffusion Rayleigh induite par laser à la caractérisation des fronts de flamme laminaire de prémélange $H_2/CH_4/Air$ et $H_2/CO/Air$

THÈSE dirigée par :

M. Iskender GOKALP	Directeur de Recherche, ICARE

RAPPORTEURS :

M. Nasser DARABIHA	Professeur, Ecole Centrale Paris, EM2C
M. Bruno RENOU	Professeur, Université de Rouen, CORIA

JURY :

Mme Christine ROUSSELLE	Professeur, Université d'Orléans, PRISME
M. Frédéric GRISCH	Professeur, INSA Rouen, CORIA
M. Christian CHAUVEAU	Chargé de Recherche, ICARE

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Iskender Gökalp, directeur de l'Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement, et responsable de l'équipe Combustion Turbulente pour m'avoir accueilli et soutenu durant ces 4 ans, 7 mois et 13 jours de labeur.

Je tiens également à remercier Monsieur Nasser Darabiha et Monsieur Bruno Renou pour le temps qu'ils ont consacré à l'examen de mon mémoire et pour les remarques enrichissantes dont ils m'ont fait part dans leur rapport et lors de la soutenance.

Merci à Monsieur Frédéric Grisch d'avoir accepté de faire partie de mon jury de soutenance et à Christine Mounaim-Rouselle pour avoir accepté de le présider.

Je remercie également Christian Chauveau, pour ses conseils qui m'ont permis notamment de comprendre que tout ne nécessite pas d'être fixé en 16 points, quelques fois, il suffit juste de mettre un petit bout de scotch.

Un grand merci à Brahim Sarh, pour m'avoir accueilli au sein du département Génie Mécanique et Productique de l'IUT d'Orléans, en tant qu'ATER, durant ma 4e année de Thèse. Je remercie également Jean-Noël de m'avoir fait partager sa passion de l'enseignement ainsi que tout le personnel du département GMP qui a contribué à ce que cette année d'enseignement soit une expérience enrichissante.

Ce projet n'aurait pas abouti sans l'aide de nombreuses personnes du laboratoire alors merci au staff administratif (Murielle, Jeanine, Corinne, Vincent, Marilyn…), au staff mécanique (Stéphane Jolivet, Pascal, Henri, Laurent…), au staff électronique (Jacques et Fabrice), à Stéphane Delacenserie pour sa disponibilité et sa bonne humeur, à Jérôme pour sa joie de vivre (et son Rhum au litchi…), à Alain Quilgars pour ses solutions techniques épatantes, à Nabiha pour sa disponibilité et son précieux savoir sur la cinétique chimique de la combustion, à Dmitry pour l'aide inestimable qu'il m'a apportée face à la passionnante, mais quelques fois déroutante simulation numérique, à Mahmoud, à Benoit…

Et puis un grand MERCI à tous ces gens qui ont fait que cette Thèse a aussi été l'occasion de passer de bons moments et d'en apprendre beaucoup personnellement. Aux anciens : Homan, Bibou, Angèle, Lulu, Manu, Titow, Thomas one, Maribel, Pablo, Dédé, Floflo, Rémi, Elsa, Aurélie…. Aux « p'tits jeunes »: Kodjo, Jérémy, Yohan, Jules, Pablo (intemporel :-D), Mathieu, Marie, Maria, May, Elisa, Alexy, Julien, Florian, Kathe…

Et le meilleur pour la fin, un grand MERCI à ma femme et à ma poupette pour m'avoir supporté dans les bons comme les durs moments de ce parcours initiatique.

Table des matières

REMERCIEMENTS .....

TABLE DES MATIERES .....

INTRODUCTION **1**

PARTIE 1 : LES FLAMMES LAMINAIRES DE PREMELANGE **9**

1. Propagation d'une flamme laminaire de prémélange ---------- **9**
1.1. Les limites d'inflammabilité ---------- 9
1.2. Le phénomène d'auto-inflammation ---------- 9
1.3. Vitesse de propagation laminaire ---------- 10

2. Structure d'une flamme laminaire de prémélange ---------- **12**
2.1. Les différentes zones d'un front de flamme laminaire ---------- 12
2.2. Les conditions d'inflammation ---------- 14
2.3. La température adiabatique de flamme ---------- 15
2.4. Notion d'épaisseur de flamme ---------- 15

3. Stabilité d'une flamme laminaire de prémélange ---------- **19**
3.1. Le phénomène de non-équidiffusion ---------- 19
3.2. Les instabilités de flammes ---------- 21

4. L'étirement ---------- **24**
4.1 Définition et formulation ---------- 24
4.2. Les principales configurations de flammes laminaires ---------- 27
4.2.1. Les flammes coniques ---------- 28
4.2.2. Les flammes sphériques en expansion ---------- 30
4.2.3. Les flammes de stagnation ---------- 32
4.3. Impact de l'étirement sur la vitesse fondamentale de propagation laminaire ---------- 35
4.4. Impact de l'étirement sur la structure d'un front de flamme laminaire ---------- 41

PARTIE 2 : DEVELOPPEMENT DES OUTILS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES **51**

5. Le dispositif d'étude des flammes à jets opposés laminaires ---------- **51**
5.1. Le brûleur à jets opposés laminaires ---------- 51
5.2. La chambre haute pression ---------- 53
5.3. L'alimentation de l'installation ---------- 55
5.3.1. Les gaz ---------- 55
5.3.2. Les métaux carbonyles ---------- 56
5.3.3. La gestion des débits ---------- 58

6. Etude expérimentale des conditions d'étirement : DPIV ---------- **61**
6.1. La vélocimétrie par imagerie de particules : principe ---------- 61
6.2. Mise en œuvre du diagnostic ---------- 62
6.3. L'ensemencement ---------- 63
6.4. Le traitement des données DPIV ---------- 65
6.4.1. La détermination des champs de vitesse ---------- 66
6.4.2. L'extraction des conditions hydrodynamiques ---------- 68
6.4.3. Le protocole expérimental ---------- 70

7. Etude expérimentale de la structure interne du front de flamme : étude du phénomène de diffusion Rayleigh ---------- 72
7.1. Caractérisation du phénomène ---------- 72
7.1.1. Le régime de diffusion Rayleigh ---------- 73
7.1.2. La section efficace de diffusion Rayleigh ---------- 74
7.1.3. Observation du signal Rayleigh ---------- 75
7.1.4. Application à la mesure de la température ---------- 76
7.1.5. Application à l'étude du phénomène de combustion ---------- 77
7.2. Avancées du diagnostic de diffusion Rayleigh dans l'étude du phénomène de combustion --- 79
7.3. Mise en œuvre du diagnostic de diffusion Rayleigh ---------- 81
7.3.1. Caractérisation de la source Laser ---------- 81
7.3.2. Aménagement de la chambre haute pression ---------- 86
7.3.3. Caractérisation du dispositif de collection ---------- 87
7.3.4. La procédure d'acquisition et de traitement ---------- 97

8. Etude numérique de la structure interne du front de flamme : Calculs 1D ---------- 101
8.1. Les différentes configurations simulées ---------- 101
8.1.1. Flamme 1D se propageant librement ---------- 102
8.1.2. Flammes 1D en configuration de jets opposés ---------- 103
8.2. Les modèles de transport ---------- 104
8.2.1. Description des modèles de transport ---------- 104
8.2.2. Impact du modèle de transport ---------- 106
8.3. Mise en œuvre de la simulation ---------- 109
8.3.1. Présentation des codes sources ---------- 109
8.3.2. Etude de la convergence ---------- 110
8.3.3. Paramètres de maillage ---------- 111
8.3.4. Paramètre du domaine ---------- 122

PARTIE 3 : RESULTATS ET DISCUSSIONS.....125

9. Etude numérique de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flamme laminaire de prémélange.---------- 125
9.1. Influence de la composition du mélange ---------- 126
9.1.1. Calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh ---------- 126
9.1.2. Le mélange $H_2/CH_4/Air$ ---------- 128
9.1.3. Le mélange $H_2/CO/Air$ ---------- 138
9.2. Influence de l'étirement ---------- 147
9.3. Influences de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh sur la détermination des grandeurs caractéristiques de la structure interne du front de flamme ---------- 150
9.3.1. Principe de l'étude ---------- 150
9.3.2. Influence des hypothèses sur la variation de la section efficace ---------- 154
9.4. Prise en compte des profils de section efficace de diffusion Rayleigh pour la détermination des profils de température ---------- 164

10. Etude expérimentale d'un front de flamme laminaire de prémélange H_2-CH_4-Air ---------- 168
10.1. Caractérisation des données expérimentales ---------- 168
10.2. Etude de la température des gaz brûlés ---------- 184
10.2.1. Influence de la richesse ---------- 184
10.2.2. Influence de la teneur en hydrogène ---------- 196
10.3. Etude du gradient de température ---------- 204
10.3.1. Influence de la richesse ---------- 204
10.3.2. Influence de la teneur en hydrogène ---------- 214
10.4. Etude de l'épaisseur de flamme ---------- 218
10.4.1. Influence de la richesse ---------- 219
10.4.2. Influence de l'ajout en hydrogène ---------- 224

11. Etude expérimentale d'un front de flamme laminaire de prémélange H_2-CO-Air ---------- 231
11.1. Étude de la température des gaz brûlés ---------- 231
11.1.1. Influence de la richesse ---------- 231
11.1.2. Influence de l'ajout d'hydrogène ---------- 241
11.2. Étude du gradient de température ---------- 247
11.2.1. Influence de la richesse ---------- 247
11.2.2. Influence de l'ajout d'hydrogène ---------- 251
11.3. Etude de l'épaisseur de flamme ---------- 255
11.3.1. Influence de la richesse ---------- 255
11.3.2. Influence de l'ajout d'hydrogène ---------- 261

CONCLUSION ET PERSPECTIVES 267

BIBLIOGRAPHIE 273

ANNEXES 1

Annexe A : Calculs des nombres de Lewis pour les configurations expérimentales. ----------1

Annexe B : Caractérisation expérimentale des conditions d'étirement par diagnostic PIV --------3

Annexe C : Evaluation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flamme laminaire de prémélange. ----------9
C.1. Le prémélange $H_2/CH_4/Air$ ---------- 9
C.2. Le prémélange $H_2/CO/Air$ ---------- 13

Annexe D : Profils de température à travers les couples de flammes de prémélange $H_2/CH_4/Air$ et $H_2/CO/Air$ étudiés. ---------- 17
D.1. Prémélange $H_2/CH_4/Air$ ---------- 17
D.2. Prémélange $H_2/CO/Air$ ---------- 20

Annexe E : Illustration du phénomène de « beam steering » à haute pression. ---------- 25

Introduction

Les grands acteurs mondiaux de l'énergie doivent faire face depuis plusieurs années à deux impératifs majeurs : subvenir, malgré l'appauvrissement des ressources en énergies fossiles, à la demande croissante en énergie dopée notamment par le développement fulgurant des pays émergents comme la Chine et réduire drastiquement les émissions de polluants, notamment de gaz à effet de serre.

Plusieurs scénarios ont été développés pour prédire l'évolution de la demande mondiale en énergie pour les prochaines années. Les auteurs du [World_Energy_Outlook, 2010] ont retenu trois de ses scénarios :

- le « Current Policies Scenario » implique le maintient des politiques économiques et environnementales concernant la production et la consommation mondiale d'énergie.
- le « 450 Scenario », beaucoup plus optimiste, implique une augmentation de la température du globe sous la barre des 2°C.
- le « New Policies Scenario », qui est un scénario intermédiaire, implique une évolution raisonnable des politiques économiques et environnementales aux regards des conclusions du sommet de Copenhague.

La Figure 1 représente l'évolution de la demande mondiale en énergie, toutes sources d'énergie confondues, depuis 1980 jusqu'en 2035. Les prédictions des trois scénarios précédents sont représentées. On constate que quel que soit le scénario, la demande mondiale en énergie devrait significativement augmenter dans les 25 prochaines années. Cette augmentation est évaluée à 38% dans le cas du « New Policies Scenario ».

La Figure 2 représente, pour ce scénario, l'évolution de la demande mondiale en énergie, par source d'énergie, dans la même période. On peut faire deux remarques importantes :

- le scénario prédit une augmentation significative de la demande en énergie renouvelable et de la demande en énergie issue de la biomasse
- le scénario prédit également une augmentation significative de la demande en énergie fossile (+ 19% pour le charbon, + 15% pour les combustibles liquides, + 44% pour les combustibles gazeux)

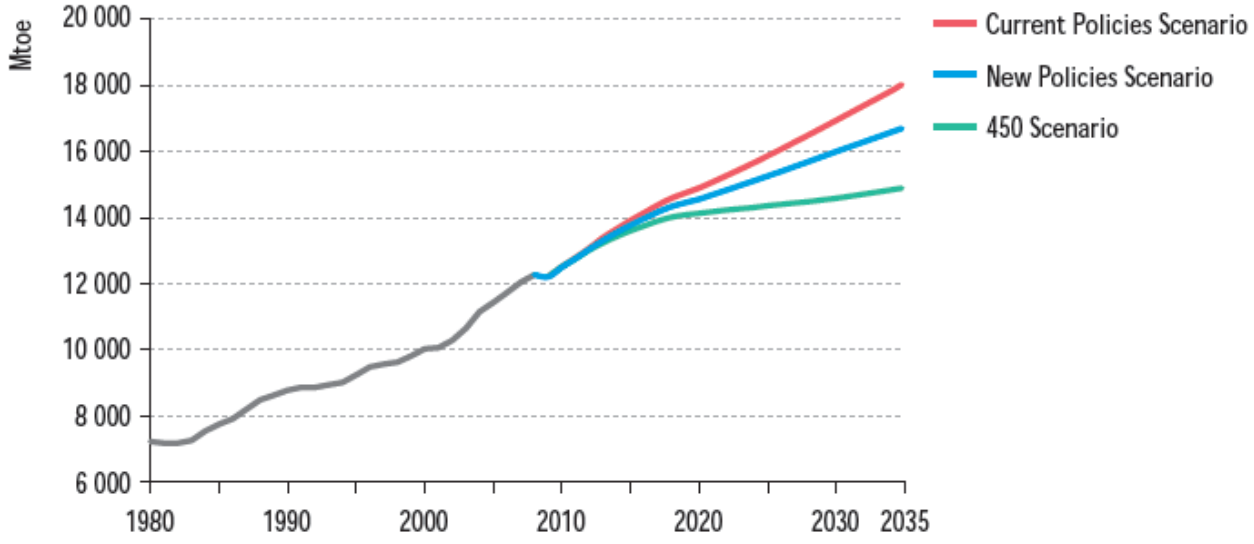


Figure 1: Historique et prédiction de l'évolution de la demande mondiale en énergie, tous types d'énergie confondus, depuis 1980 jusqu'en 2035. Les prédictions tiennent compte des trois scénarios retenus dans le [World_Energy_Outlook, 2010]. La demande est exprimée en « million tonnes of oil equivalent », le terme « oil » regroupant l'ensemble des hydrocarbures liquides. Issu de [World_Energy_Outlook, 2010].

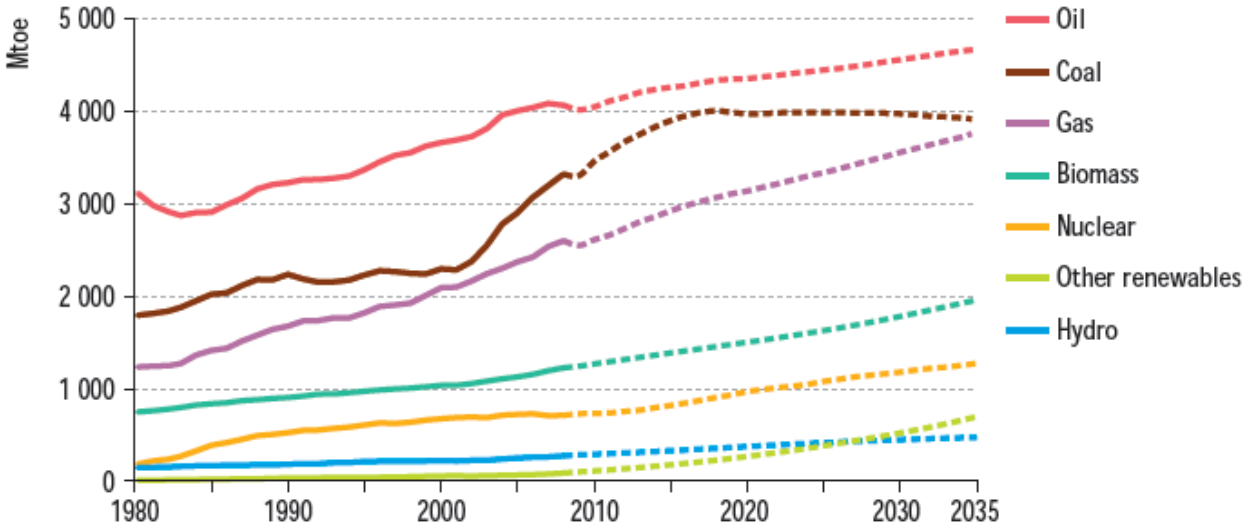


Figure 2: Historique et prédiction de l'évolution de la demande mondiale en énergie, pour types d'énergie, depuis 1980 jusqu'en 2035. Les prédictions tiennent compte du scénario « New policies Scenario ». La demande est exprimée en « million tonnes of oil equivalent », le terme « oil » regroupant l'ensemble des hydrocarbures liquides. Issu de [World_Energy_Outlook, 2010].

Enfin, la Figure 3 illustre le bilan énergétique des sites de production d'électricité aux Etats Unis en 2007 [Liu, Song et al., 2010]. Ce bilan compare l'énergie injectée dans les sites de production (sous forme d'électricité et de matière première) et la quantité d'énergie électrique fournie par ces sites. On observe que 64% de l'énergie « injectée » dans les dispositifs de production d'énergie est perdue lors de la conversion en énergie électrique.

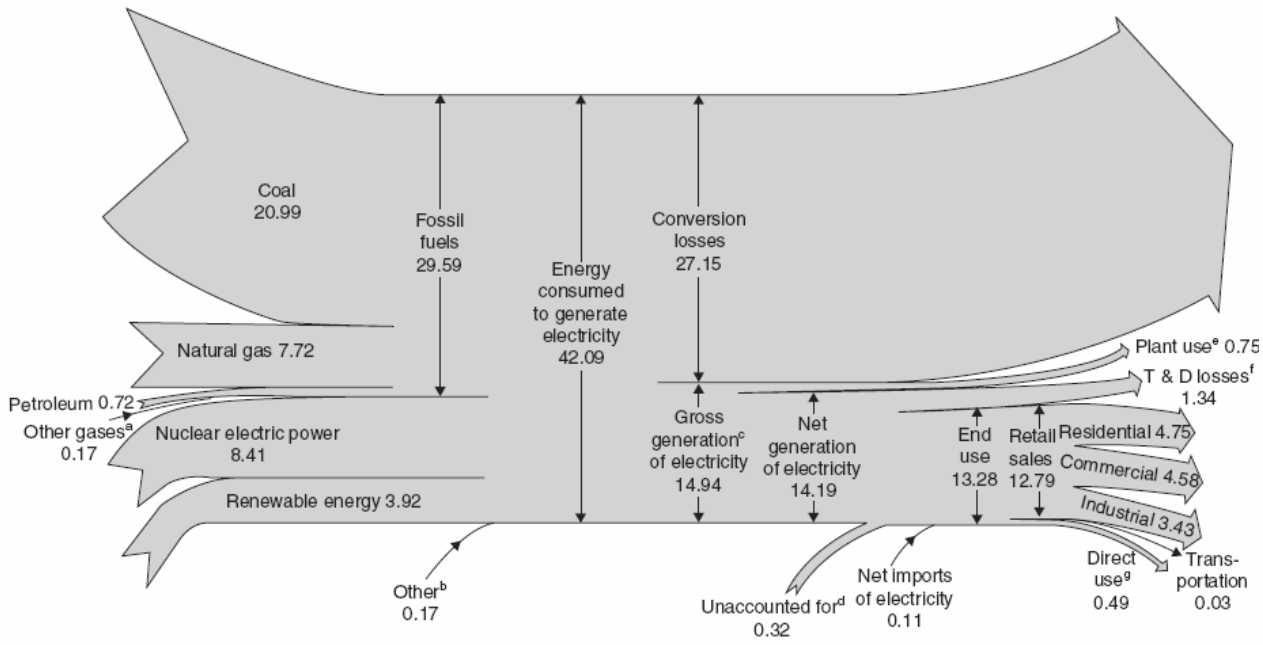


Figure 3: Bilan énergétique des sites de production d'électricité aux Etats-Unis en 2007. Les grandeurs sont exprimées en « quadrillion British Thermal Unit » (« quadrillion BTU »). Issu de [Liu, Song et al., 2010].

Ces éléments mettent en valeur le potentiel de deux axes de recherche :

1) Diversifier les modes de production d'énergie en développant l'énergie nucléaire et les énergies renouvelables (hydraulique, solaire, éolienne et biomasse)
2) Optimiser les procédés industriels de combustion en développant notamment :
    - la combustion prémélangée pauvre
    - la production et la combustion de l'hydrogène
    - les procédés de capture de CO_2
    - l'intégration de cycles combinés
    - les procédés de désulfurisation

La combustion prémélangée pauvre permet de réduire significativement la production de polluant. En effet, la réduction de la température de la flamme permet de réduire la production de NO thermique. De plus, la combustion prémélangée pauvre permet de limiter la présence d'imbrûlés dans les produits de combustion. Malheureusement, la stabilité des flammes de prémélange pauvres décroît avec leur richesse, ce qui limite leur application industrielle.

Cependant, de nombreux travaux de recherche ont montré que l'ajout d'hydrogène permet d'étendre significativement les limites d'inflammabilité et d'accroître la résistance à l'étirement des flammes de prémélange pauvres, notamment pour les flammes de prémélange méthane/air ([Bell and Gupta, 1997], [Gauducheau, Denet et al., 1998], [Ren, Qin et al., 2001], [Schefer, 2003],[Jackson, Sai et al., 2003]. Rappelons que le méthane, parce qu'il est le composé principal du gaz naturel, présente un intérêt sérieux pour la production d'énergie dans les turbines à gaz [Ren, Qin et al., 2001] ainsi que pour l'alimentation des moteurs à combustion interne ([Bell and Gupta, 1997], [Gauducheau, Denet et al., 1998]). L'hydrogène présente également un grand intérêt dans la réduction des polluants, car sa combustion dans l'oxygène produit de l'eau, d'où sont appellation de « clean fuel ». Enfin, comme cela est indiqué dans le Tableau 1 issue de [Liu, Song et al., 2010], sa densité énergétique (exprimée en MJ/kg) est très élevée, ce qui présente un grand intérêt pour des applications dans lesquelles le poids est un facteur plus important que le volume (aéronautique, …). En résumé, on peut donc s'attendre à ce que l'hydrogène joue un rôle majeur dans l'industrie de l'énergie, que ce soit dans le domaine des transports ou de la production d'énergie.

Fuel	Major Chemical Compound	Energy Density (MJ/kg)	H/C Ratio
Hydrogen	H_2	142.0	–
Natural gas	CH_4	55.5	4
Biogas-I[a]	CH_4, CO_2	28–45	2–3.2
Biogas-II[b]	CH_4, H_2, CO_2, CO	4–14	0.7–2.0
LPG	C_3–C_4	50.0	2.5–2.7
Methanol	CH_3OH	22.5	4
Ethanol	C_2H_5OH	29.7	3
Gasoline	C_4–C_{12}	45.8	1.6–2.1
Jet fuel	Up to C_{25}	46.3	1.6–2.0
Diesel	C_9–C_{24}	45.3	1.8–2.3

[a]Biogas from anaerobic digester.

[b]Biogas from gasifier.

Tableau 1: Densité énergétique et ratio hydrogène/carbone pour différents combustibles. Issu de [Liu, Song et al., 2010].

Contrairement aux énergies fossiles, l'hydrogène ne se trouve pas en l'état dans le milieu naturel. Plusieurs procédés ont été développés ou sont en cours de développement pour le produire :

- à partir d'eau : électrolyse, conversion photocatalitique, …
- à partir d'hydrocarbures gazeux, liquides ou d'alcool : procédés de reforming
- à partir d'hydrocarbures solides (charbon, coke, biomasse) : procédés de gazéification

Dans ces deux derniers procédés, le gaz de synthèse (ou SYNGAS), qui est un mélange composé principalement d'hydrogène et de monoxyde de carbone, est un produit intermédiaire. Le ratio H_2/CO dépend du procédé et de la matière première utilisés. Dans la majorité des cas, ce ratio est compris entre 30/70 et 70/30. Ce ratio peut ensuite être modifié par une réaction dite de « Water Gaz Shift » (WGS) consistant faire réagir le monoxyde de carbone avec de la vapeur d'eau tel que :

$$CO + H_2O \Leftrightarrow CO_2 + H_2$$

Différents traitements peuvent ensuite être appliqués :

- élimination des traces résiduelles de CO par oxydation préférentielle
- capture de CO_2
- élimination des sulfures

Plusieurs procédés de capture de CO_2 ont été développés ou sont en cours de développement. On peut effectuer une **capture post-combustion** grâce à une technologie d'absorption par solvant ou l'utilisation de membranes sélectives permettant d'isoler le CO_2. Cette dernière technologie est encore en phase de développement. L'absorption par solvant est aisément intégrable en fin de chaîne sur les dispositifs existants. Cependant, elle nécessite la régénération régulière du solvant qui est une opération très coûteuse.

L'**oxycombustion** est également une solution permettant de limiter les émissions de CO_2. Les produits de combustions étant composés de CO_2 et d'eau sous forme de vapeur, le CO_2 peut être isolé par condensation de cette vapeur. Cette technologie nécessite l'introduction d'une unité de séparation d'air (ASU : Air Separation Unit) pour séparer préalablement O_2 et N_2. Les gaz brûlés n'étant plus dilués par l'azote présent initialement dans l'air, les propriétés thermodynamiques des gaz brûlés sont très différentes et nécessitent d'effectuer des modifications technologiques importantes sur les éléments des turbines à gaz.

Enfin, la capture de CO_2 peut s'effectuer **pré-combustion**, en intégrant en amont de la chambre de combustion, une unité de reforming. Ainsi, le gaz naturel peut être transformé en Syngas dont le monoxyde de carbone sera ensuite éliminé par WGS et oxydation préférentielle. La combustion d'un mélange H_2/Air présente cependant quelques inconvénients. Tout d'abord, la très grande réactivité du mélange peut induire un phénomène de flashback pouvant poser des problèmes de sécurité et endommager le dispositif. Ensuite, la teneur importante en vapeur d'eau des produits de combustion nécessite d'effectuer des modifications technologiques importantes sur les éléments des turbines à gaz.

Quel que soit le combustible utilisé, l'optimisation du rendement des dispositifs de production est un challenge important. L'introduction de la technologie des cycles combinés est une avancée importante. Cette technologie repose sur le couplage d'une turbine à gaz et d'une turbine à vapeur. Les gaz brûlés issus de la combustion alimentent une turbine à gaz. Ensuite, l'énergie sous forme de chaleur contenue dans ces derniers est récupérée par un échangeur thermique afin de générer de la vapeur qui alimentera une turbine à vapeur. Aujourd'hui, les deux principaux dispositifs utilisant cette technologie sont :

- Les dispositifs NGCC (Natural Gas Combined Cylces) alimentés par du gaz naturel
- Les dispositifs IGCC (Integrated Gasification Combined Cycles) intégrant une unité de gazéification

Le fonctionnement de chacun de ces dispositifs est illustré respectivement sur la Figure 4 et la Figure 5.

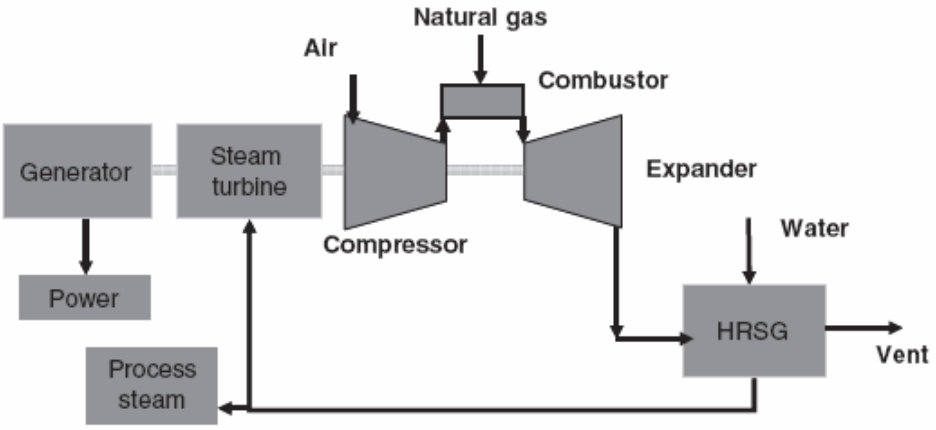


Figure 4 : Schéma de principe du fonctionnement d'un dispositif NGCC (Natural Gas Combined Cycles). HRSG : Heat Recovery Steam Generator. Issue de [Liu, Song et al., 2010].

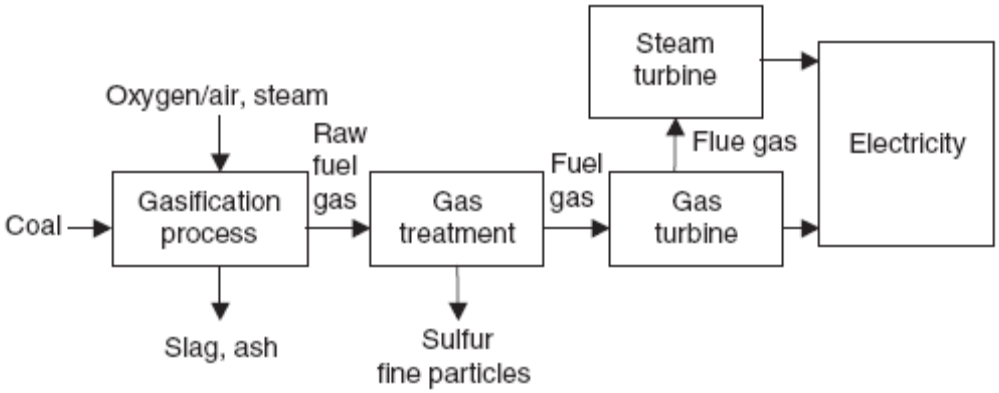


Figure 5: Schéma de principe du fonctionnement d'un dispositif IGCC (Integrated Gasification Combined Cycles). Issue de [Liu, Song et al., 2010].

Les phénomènes physiques ayant lieu dans les chambres de combustion des turbines à gaz ou des moteurs à combustion interne sont complexes. La flamme est soumise simultanément à l'effet de la turbulence, de la pression, des transferts thermo-diffusifs avec son environnement (gaz brûlés, parois de la chambre de combustion), ... Le rendement de ces dispositifs est donc étroitement lié aux paramètres physico-chimiques des mélanges utilisés (composition, diffusivités thermiques et moléculaires, viscosité…). Pour appréhender l'ensemble de ces phénomènes, il est indispensable de caractériser séparément l'influence de chacun sur les grandeurs caractéristiques de la flamme. Ainsi, nous avons choisi de ne pas traiter l'influence de la turbulence dans nos travaux. Nous travaillerons donc en régime laminaire.

Parmi les caractéristiques fondamentales d'une flamme laminaire, on distingue la vitesse de propagation laminaire et l'épaisseur de flamme laminaire. La première a déjà fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques, que ce soit pour un mélange H_2/CH_4/Air ou H_2/CO/Air, dont la thèse récemment soutenue de Nicolas Bouvet au laboratoire ICARE. Cependant, peu d'études ont porté sur la détermination de l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CH_4/Air et à notre connaissance, aucune étude de ce type n'a été menée pour un prémélange H_2/CO/Air. Notre étude a donc pour but de fournir des résultats expérimentaux sur l'influence de la richesse, de la concentration en hydrogène et de l'étirement sur l'épaisseur d'une flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air pauvre. Pour cela un diagnostic de diffusion Rayleigh induite par laser a été appliqué à une configuration de flammes laminaires à jets opposés.

La première partie de ce rapport sera consacrée à des rappels bibliographiques sur les flammes laminaires de prémélange. Nous nous intéresserons à la propagation d'un front de flamme et à sa structure. Ensuite, nous introduirons les phénomènes d'instabilité et l'influence de l'étirement. Dans la deuxième partie, nous détaillerons les différentes étapes du développement des outils expérimentaux et numériques. Nous débuterons par la présentation du dispositif expérimental, puis nous porterons notre attention sur la mise en place des diagnostics optiques et enfin, nous nous pencherons sur les outils de calculs numériques. La troisième et dernière partie de notre rapport sera dédiée à l'exploitation des résultats. Nous commencerons par étudier les caractéristiques de la diffusion Rayleigh des mélanges investigués, notamment la section efficace de diffusion Rayleigh. Nous discuterons ensuite les résultats expérimentaux obtenus pour le prémélange H_2/CH_4/Air et enfin nous traiterons le cas du prémélange H_2/CO/Air.

Partie 1 : Les flammes laminaires de prémélange

Ce premier chapitre est consacré à la caractérisation des flammes laminaires de prémélange. Après un rappel sur les propriétés de propagation de ce type de flamme, nous nous intéresserons à la structure de celles-ci en termes de température et de composition. Nous nous focaliserons ensuite sur la stabilisation d'un front de flamme laminaire. Puis nous définirons la notion d'étirement d'un front de flamme. Pour finir, une synthèse des connaissances acquises sur l'effet de cet étirement sur les caractéristiques fondamentales d'un front de flamme laminaire de prémélange sera présentée.

1. Propagation d'une flamme laminaire de prémélange

Afin de décrire l'évolution des flammes laminaires, il convient de faire quelques rappels théoriques allant des propriétés d'inflammation jusqu'aux conventions utilisées pour définir la propagation d'un front de flamme.

1.1. Les limites d'inflammabilité

Pour un mélange carburant/oxydant, les **limites d'inflammabilité** sont conventionnellement définies comme étant les pourcentages extrêmes (limite inférieure et limite supérieure) en carburant entre lesquels le mélange est inflammable. Ces limites peuvent être définies en oxycombustion (mélanges carburant/oxygène) ainsi que pour des mélanges contenant des gaz inertes (N_2, CO_2…). Pour un mélange de composition donnée, les limites d'inflammabilités dépendent de la température et de la pression.

1.2. Le phénomène d'auto-inflammation

Considérons un mélange carburant/oxydant à la stœchiométrie, à pression atmosphérique et à température ambiante. Ce système est le siège de réactions chimiques d'oxydation dont le taux de réaction global est très faible. On parle alors de **régime d'oxydation lente**.
Maintenant, augmentons progressivement la température de notre système, en supposant que celle-ci reste homogène en tout point du gaz.

Le taux de réaction global va croître progressivement jusqu'à ce que la température atteigne une valeur seuil, à partir de laquelle elle va brutalement augmenter. Ce régime d'oxydation rapide est appelé **régime de combustion**. La transition spontanée entre le régime d'oxydation lente et le régime d'oxydation rapide est appelée **phénomène d'auto-inflammation**. La température seuil précédemment évoquée est appelée **température d'auto-inflammation**. Cette dernière dépend de la composition du mélange et de la pression.

Considérons à nouveau notre mélange stœchiométrique à pression atmosphérique et à température ambiante. Supposons qu'on augmente instantanément et de manière homogène la température de ce mélange jusqu'à sa température d'auto-inflammation. L'auto-inflammation ne se produira qu'après un certain délai, appelé **délai d'auto-inflammation**. À composition et pression fixées, ce dernier dépend de la température à laquelle est amené le mélange pour son inflammation. Plus cette température est élevée, plus le délai sera court. Ce dernier dépend également de la composition du mélange et de la pression.

Le phénomène d'auto-inflammation peut également être décrit en termes de concentration en espèces radicalaires. On peut alors introduire la notion de **concentration critique en radicaux** (H, OH,…) définie comme étant la concentration minimale en radicaux requise pour initier le phénomène d'auto-inflammation. En l'absence d'un apport en radicaux extérieur au système, le seuil de température pour lequel on atteint cette concentration critique correspond à la température d'auto-inflammation.

1.3. Vitesse de propagation laminaire

Considérons un tube de section constante contenant un mélange carburant/oxydant à la stoechiométrie et au repos. Enflammons ce mélange à l'extrémité du tube. Ce dernier étant ouvert, l'expansion des gaz chauds n'influencera pas la propagation de la flamme. Nous resterons donc en régime de déflagration. Après une courte période de transition, la flamme se propage de manière autonome, indépendamment des conditions d'inflammation. On parle alors de **propagation stationnaire**. Dans le référentiel du laboratoire, la flamme se propage à une vitesse constante $\overrightarrow{V_S}$ que nous appellerons **vitesse spatiale**.

Intéressons-nous maintenant à une portion de front de flamme se propageant dans un mélange lui-même animé d'une vitesse $\overrightarrow{V_G}$ quelconque représentée sur la Figure 6.

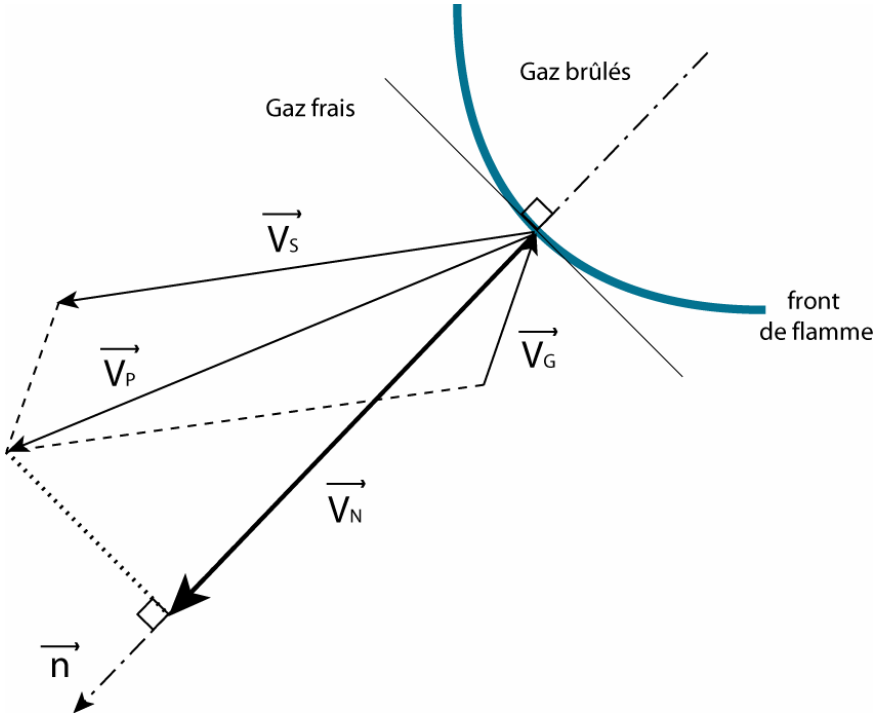


Figure 6: Définition de la vitesse fondamentale de propagation d'un front de flamme laminaire.

Le mélange étant lui-même en mouvement dans le référentiel du laboratoire, il est intéressant de définir la **vitesse de propagation** de la flamme par rapport au mélange, notée $\overrightarrow{V_P}$. Elle est définie vectoriellement par :

$$\overrightarrow{V_P} = \overrightarrow{V_S} - \overrightarrow{V_G}$$

Suivant cette définition, on remarque que pour un mélange au repos, la vitesse de propagation équivaut à la vitesse spatiale. Enfin, on peut définir la **vitesse fondamentale de propagation**, notée $\overrightarrow{V_N}$, qui correspond à la projection de la vitesse de propagation sur la normale au front de flamme. Elle est communément notée $\overrightarrow{S_L}$. Puisque la flamme se propage dans les gaz frais, par convention la normale au front de flamme est orientée vers les gaz frais.

2. Structure d'une flamme laminaire de prémélange

Nous allons nous intéresser dans cette partie à la structure interne du front de flamme. Nous verrons tout d'abord que l'étude des paramètres physico-chimiques permet d'identifier plusieurs zones à l'intérieur même du front de flamme. Puis nous reviendrons sur le phénomène d'inflammation et son rôle dans la propagation d'un front de flamme laminaire de prémélange. Enfin, nous nous focaliserons sur deux paramètres fondamentaux d'une flamme laminaire : la température adiabatique de flamme et l'épaisseur de flamme laminaire.

2.1. Les différentes zones d'un front de flamme laminaire

Comme cela est décrit dans l'étude de [Bradley, 1969], plusieurs zones peuvent être identifiées à l'intérieur même d'un front de flamme laminaire de prémélange. Un bilan énergétique sur un élément de front de flamme permet de mettre en valeur deux types d'échange d'énergie : un échange d'énergie sous forme de chaleur par conduction et un échange d'énergie sous forme de matière par diffusion moléculaire. Les caractéristiques de ces échanges permettent de différencier préalablement deux zones, séparées approximativement par le point d'inflexion du profil de température (Figure 7).

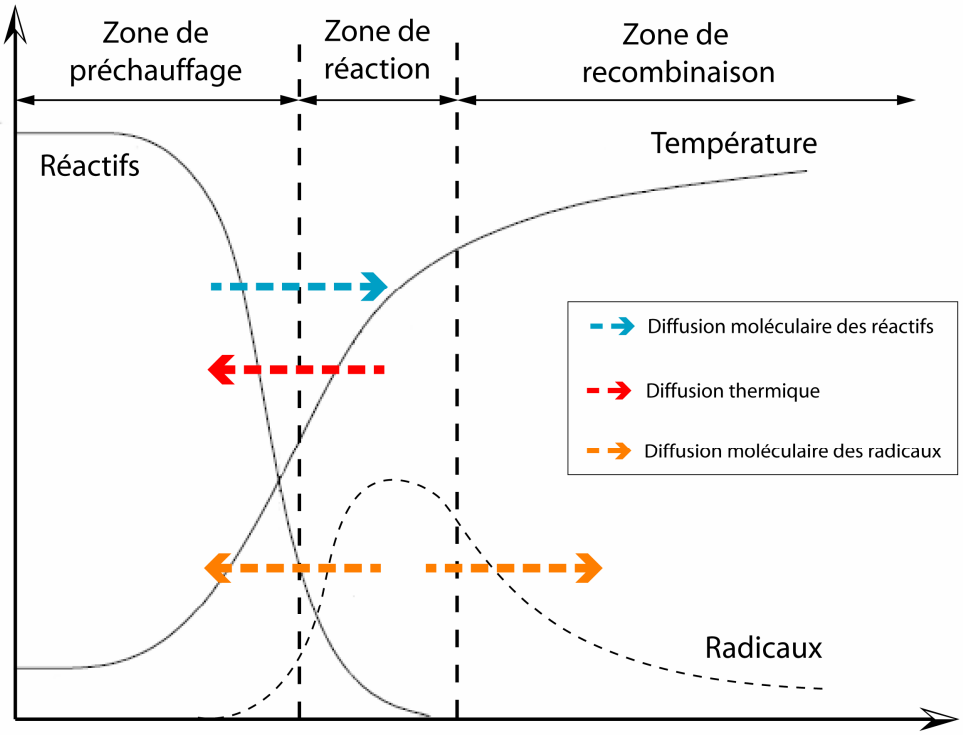


Figure 7: Schéma de la structure interne d'un front de flamme laminaire.

Dans la première zone, c'est-à-dire dans les gaz frais, un élément de front de flamme reçoit majoritairement de l'énergie sous forme de chaleur par conduction due au très fort gradient de température en aval. De plus, les forts gradients d'espèces génèrent des échanges de matière par diffusion moléculaire. Les **réactifs** diffusent des gaz frais vers le front de flamme et les **radicaux** diffusent du front de flamme vers les gaz frais. Globalement, la température et la concentration en radicaux augmentent. Nous demeurons cependant en régime d'oxydation lente. On appelle cette zone la **zone de préchauffage**.

Lorsque la température et la concentration en radicaux ont atteint une valeur suffisante pour initier les réactions de combustion, l'énergie sous forme de chaleur reçue par notre élément de front de flamme provient alors majoritairement des réactions chimiques. Les pertes d'énergie sous forme de chaleur par conduction étant inférieures au dégagement de chaleur des réactions chimiques, la température va continuer d'augmenter puis se stabiliser. Dans cette partie de la flamme, [Bradley, 1969] identifie deux zones se différenciant par le type de réaction chimique mise en jeu. La zone dans laquelle la réaction de combustion consomme les réactifs est appelée la **zone de réaction**. À la fin de cette zone, les réactifs s'épuisent et la croissance de la température ralentit.

Cependant, la concentration en radicaux est encore importante. Les réactions de recombinaison, qui ont été initiées dès le début de la zone de réaction, vont donc se poursuivre dans une zone appelée **zone de recombinaison** à la fin de laquelle les gaz brûlés seront enfin à l'équilibre thermodynamique. Bien entendu, les frontières entre ces différentes zones ne sont pas franches, il s'agit de zones de transition.

Cette description est similaire à celle présentée par [Seshadri and Peters, 1990] et reprise par [Williams, 2000], représentée sur la Figure 8. Elle est basée sur le concept de réduction du nombre d'étapes incluses dans une réaction de combustion. Cette description permet, en comparant les taux de réaction d'un mécanisme à quatre étapes, de définir une zone de préchauffage, une zone de réaction (ou zone interne) et une zone d'oxydation qui correspond à la zone de recombinaison définie par [Bradley, 1969]. Notons tout de même qu'ici la zone d'oxydation est définie dès le début de la zone de réaction.

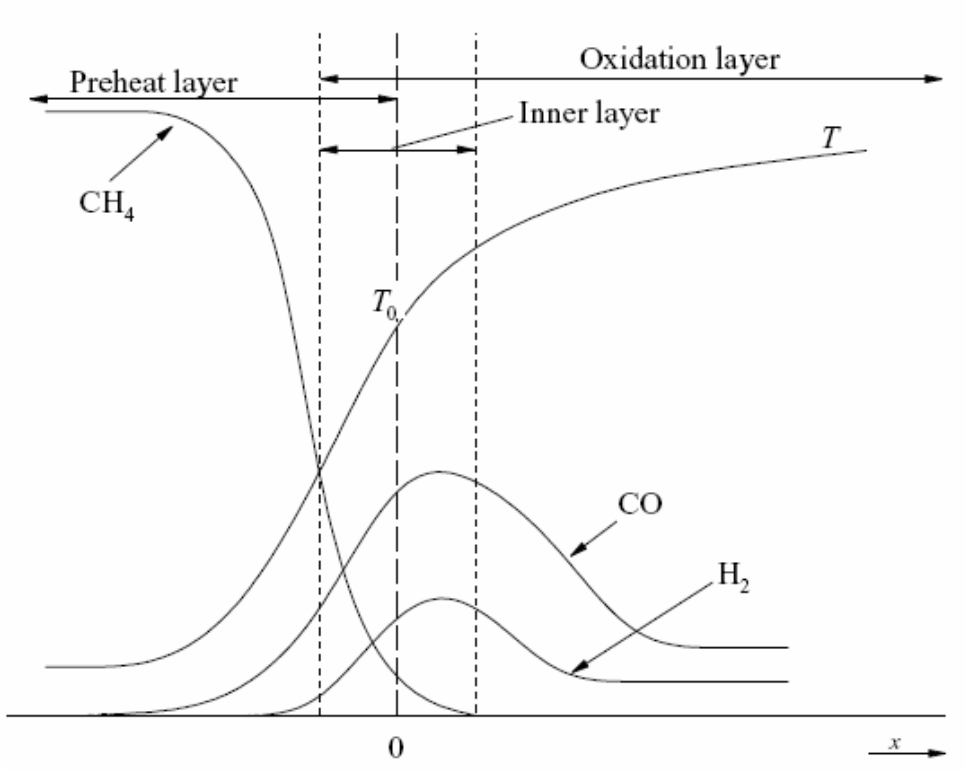


Figure 8: "Rate ratio asymptotique structure" d'une flamme de prémélange méthane/air issue de [Williams, 2000]. T_0 est considérée comme étant la température caractéristique de la zone de réaction dans laquelle le combustible est consommé.

2.2. Les conditions d'inflammation

La flamme se propage donc de proche en proche en amenant progressivement les gaz frais adjacents dans les conditions d'inflammation, qui ne doivent pas être confondues avec les conditions d'auto-inflammation. En effet, les conditions d'inflammations dépendent du poids respectif de la conduction thermique et de la diffusion moléculaire des radicaux dans la zone de préchauffage. Selon la nature du combustible mis en jeu, le mécanisme de propagation de la flamme peut être dominé par la conduction thermique ou grandement influencé par la diffusion des radicaux, comme c'est le cas pour les réactions de combustion impliquant une grande concentration d'atomes d'hydrogène. Dans le cas où l'impact de la diffusion des radicaux est négligeable, la température d'inflammation est proche de la température des gaz brûlés. En effet, le temps de résidence des réactifs dans le front de flamme est très inférieur au délai d'auto-inflammation associé à la température d'auto-inflammation. Une température plus élevée est nécessaire pour initier la réaction. Ce n'est plus le cas lorsque la diffusion des radicaux joue un rôle significatif dans le mécanisme de propagation. La température d'inflammation peut alors descendre en dessous de la température d'auto-inflammation, les réactions de combustion étant initiées par les radicaux eux-mêmes.

2.3. La température adiabatique de flamme

Lorsque toute l'énergie mise en jeu dans la réaction de combustion a été utilisée pour oxyder le carburant et amener les produits à leur température finale, cette dernière est appelée **température adiabatique de flamme**. D'après [Glassman and Yetter, 2009], pour des flammes dont la température des gaz brûlés est inférieure à 1250 K, les produits de la réaction sont les espèces stables décrites par l'équation bilan c'est-à-dire CO_2, H_2O, N_2 et O_2 dans le cas d'un mélange hydrocarbone/air pauvre. La température adiabatique de flamme peut alors être calculée à partir de la variation d'enthalpie entre les réactifs et les produits. Cependant, pour la majorité des réactions de combustion, la température des gaz brûlés est bien supérieure à 1250 K, favorisant la dissociation des espèces stables dans la région post-flamme. Les réactions de dissociation sont assez endothermiques, c'est pourquoi même une faible variation de la composition (de l'ordre de 1%) peut entraîner une modification significative de la température des gaz brûlés. Prévoir les caractéristiques à l'équilibre thermodynamique devient alors beaucoup plus difficile.

Pour des réactions de combustion mettant en jeu les atomes C, O, H et N, [Glassman and Yetter, 2009] fournit une liste des espèces pouvant être rencontrées dans les gaz brûlés de haute température : CO_2, H_2O, CO,H_2, O_2, OH, H, O, O_3, C, CH_4, N_2, N, NO, NH_3, NO^+ et e^-. Cette liste met en évidence une autre difficulté liée à la combustion à haute température, celle de l'émission de polluants. On considère par exemple que dès 1700 K, la production de NO dans les gaz brûlés est significative au regard des normes antipollution.

2.4. Notion d'épaisseur de flamme

L'épaisseur de la flamme est l'un des paramètres fondamentaux permettant de caractériser le phénomène de combustion. Plusieurs définitions de l'épaisseur de flammes existent. [Abraham, Williams et al., 1985] en ont répertorié sept. Comme l'explique [Gokalp, 1987] le choix de la définition de l'épaisseur, nécessite une connaissance approfondie des phénomènes physiques impliqués par les conditions expérimentales. D'après [Jarosinski, 1984], les trois définitions décrites dans la suite, illustrées sur la Figure 9, sont les plus utilisées.

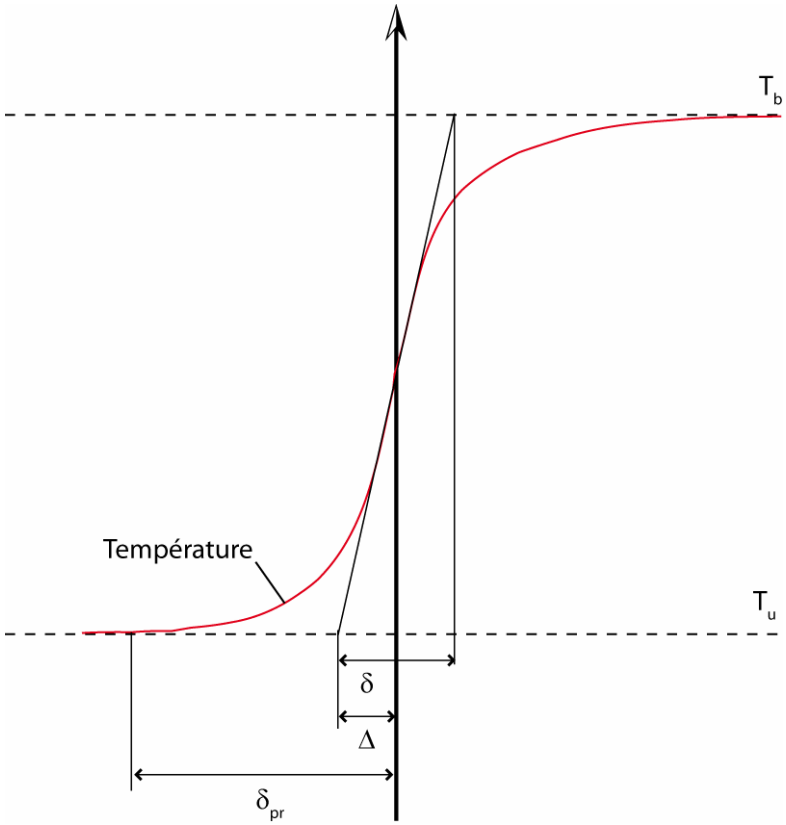


Figure 9: Représentation graphique des différentes définitions de l'épaisseur de flamme d'après [Jarosinski, 1984]

La première est l'épaisseur de Zeldovich ([Zeldovich, 1944]). Elle peut être définie comme l'épaisseur de la zone à l'intérieure de laquelle les gaz frais sont chauffés jusqu'à la température d'inflammation. L'épaisseur de Zeldovich s'apparente donc, à première vue, à l'épaisseur de la zone de préchauffage que Zeldovich exprime par :

$$\Delta = \frac{\lambda}{\left(c_p \rho_u S_L\right)} \qquad (1)$$

λ est la conductivité thermique des gaz frais, c_p est la capacité calorifique massique des réactifs à pression constante, ρ_u est la masse volumique des gaz frais et S_L est la vitesse de propagation fondamentale de flamme.

Pour [Gaydon and Wolfhard, 1953], l'épaisseur de flamme, notée δ_{pr}, est assimilée à l'épaisseur de la zone de préchauffage. Cependant, ils définissent cette dernière comme la zone comprise entre le point où la température des réactifs a augmenté de 1% par rapport à la température initiale et le point d'inflammation. Comme le montre la Figure 9, l'épaisseur de [Gaydon and Wolfhard, 1953] est plus importante que l'épaisseur de Zeldovich.

Leur définition de la zone de préchauffage est la plus communément utilisée. L'expression de cette épaisseur se déduit de l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{d}{dx}\left(\lambda.\frac{\partial T}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial x}\left(c_p.T.\rho.v\right)+Q.U=0 \qquad (2)$$

λ est la conductivité thermique, c_p est la capacité calorifique massique à pression constante, T est la température, ρ est la masse volumique, v est la vitesse des gaz, Q la chaleur de réaction et U la vitesse de réaction.

En intégrant l'équation sur $x \subset]-\infty : 0]$, x = 0 correspondant à la position du point d'inflammation, nous obtenons :

$$\bar{c}_p.\rho_i.v_i\left(T_0-T_i\right)=\lambda_0\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_0 \qquad (3)$$

L'indice i correspond aux conditions en x = -∞ et l'indice 0 aux conditions en x = 0. $\bar{c}_p$ est la valeur moyenne de c_p entre T_i et T_0.

En intégrant à nouveau sur le même intervalle, on obtient :

$$T-T_i=\left(T_0-T_i\right).e^{\left(\bar{c}_p.\rho_i.v_i.\frac{x}{\bar{\lambda}}\right)} \qquad (4)$$

$\bar{\lambda}$ est la valeur moyenne de la conductivité thermique entre T_i et T_0. La température varie donc selon une loi exponentielle. Considérons maintenant que la zone de préchauffage n'est pas infiniment épaisse, mais qu'elle est définie à partir du point où la température a augmenté de 1% par rapport à la température initiale, c'est-à-dire :

$$\frac{\left(T-T_i\right)}{\left(T_0-T_i\right)}=\frac{1}{100} \qquad (5)$$

En combinant les (4) et (5) on obtient :

$$-2=\frac{\bar{c}_p.\rho_i.v_i.\left(-\delta_{pr}\right)}{\bar{\lambda}}.\log_{10} e \qquad (6)$$

Ici, $-\delta_{pr}$ correspond à la coordonnée du point où commence la zone de préchauffage. δ_{pr} est donc l'épaisseur de cette zone.

En remplaçant v_i par S_L on obtient :

$$\delta_{pr} = 4.6 \frac{\overline{\lambda}}{\left(\overline{c}_p . \rho_i . S_L\right)} \tag{7}$$

On obtient donc :

$$\delta_{pr} \approx 4.6\Delta \tag{8}$$

Dans un grand nombre d'études sur la structure de flamme, la définition de [Spalding, 1955] est utilisée. L'épaisseur de flamme, notée δ, est alors définie comme une fonction de la température des gaz frais, de la température des gaz brûlés et du gradient maximum de température telle que :

$$\delta = \frac{\left(T_b - T_u\right)}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\max}} \tag{9}$$

T_b est la température des gaz brûlés et T_u la température des gaz frais.

Enfin, on rencontre quelquefois la définition proposée par [Sung, Liu et al., 1996] qui estiment l'épaisseur d'un front de flamme laminaire de prémélange comme la largeur à mi-hauteur du profil de gradient de température.

3. Stabilité d'une flamme laminaire de prémélange

Nous avons vu que la propagation d'une flamme laminaire de prémélange implique des phénomènes physico-chimiques complexes. Suivant la composition des gaz frais et les interactions avec le milieu environnant, un front de flamme laminaire peut être déstabilisé. Comme nous le verrons par la suite, cette perturbation de la flamme peut modifier significativement ses caractéristiques fondamentales. Il convient donc de les caractériser. Dans cette partie, nous focaliserons tout d'abord notre attention sur un important facteur d'instabilité : le phénomène de non-équidiffusion. Nous détaillerons ensuite les différents phénomènes d'instabilité pouvant affecter un front de flamme laminaire.

3.1. Le phénomène de non-équidiffusion

Pour caractériser la stabilité d'un front de flamme laminaire de prémélange, il est nécessaire de définir les notions de **nombre de Lewis** et de **diffusion préférentielle**. Une très bonne description de ces effets est faite par [Law and Sung, 2000]. Nous avons vu que la propagation de la flamme dépendait grandement de la diffusion thermique et de la diffusion de masse. Les propriétés de diffusion d'un mélange gazeux peuvent varier significativement d'un mélange à l'autre en fonction des diffusivités thermiques et moléculaires des espèces constituant le mélange. Pour caractériser l'impact des échanges thermo-diffusifs sur la propagation de la flamme, le rôle de trois diffusivités est étudié : la diffusivité thermique D_T du mélange, la diffusivité moléculaire du réactif en défaut D_i (au sens stoechiométrique du terme) et la diffusivité moléculaire du réactif en excès D_j. Elles permettent d'identifier deux effets importants : celui du **nombre de Lewis Le,** définit par le ratio D_T/D_i et celui de la **diffusion préférentielle,** définit par le ratio D_i/D_j.

Le nombre de Lewis permet de comparer la diffusion thermique du mélange à la diffusion moléculaire du réactif en défaut dans le mélange. Cette dernière est évaluée en calculant le coefficient de diffusion binaire du réactif en défaut dans le réactif en excès.

Par exemple, pour un mélange H_2/O_2, l'hydrogène étant une espèce très diffusive, le nombre de Lewis est inférieur à 1 dans le cas d'un mélange pauvre (le réactif en défaut est alors l'hydrogène) et supérieur à 1 dans le cas d'un mélange riche (le réactif en défaut est alors l'oxygène).

Pour une flamme de prémélange H_2/O_2 évoluant dans des conditions adiabatiques, caractérisée par $Le < 1$, le front de flamme (zone de préchauffage plus zone de réaction) va perdre moins d'énergie sous forme de chaleur par conduction qu'il n'en gagne sous forme de matière par diffusion moléculaire. Ainsi, la température de la flamme sera donc supérieure à la température adiabatique de flamme. Pour un mélange H_2/O_2 caractérisé par $Le > 1$, le bilan énergétique sur le front de flamme sera donc négatif et la température de flamme inférieure à la température adiabatique. Le raisonnement inverse s'applique, par exemple, à un mélange propane/oxygène, le propane étant une espèce lourde et donc peu diffusive.

Pour une combustion dans l'air, ce dernier étant composé à 80% d'azote, la diffusion moléculaire du réactif en défaut dans le mélange est très souvent évaluée en calculant le coefficient de diffusion binaire du réactif en défaut dans l'azote. Notons qu'aujourd'hui, le calcul numérique permet de déterminer le coefficient de diffusion d'une espèce dans un mélange complexe.

Intéressons-nous à présent au cas d'un mélange à deux combustibles, comme c'est le cas pour les prémélanges H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air. Les propriétés thermo-diffusives de l'hydrogène sont significativement différentes de celles du méthane ou du monoxyde de carbone. L'évaluation des propriétés thermo-diffusives du mélange nécessite donc de prendre en compte l'influence de chaque combustible. Pour cela, [Law, Jomaas et al., 2005] ont défini un nombre de Lewis effectif intégrant l'influence des deux combustibles. Leur formulation a été reprise et corrigée par [Bouvet, 2009], ce qui donne, pour un prémélange H_2/CO/Air :

$$Le_{eff} = 1 + q^{-1}\left[q_{H_2}\left(Le_{H_2} - 1\right) + q_{CO}(Le_{CO} - 1)\right] \qquad (10)$$

Le_{H_2} et Le_{CO} représentent les nombres de Lewis de H_2 et de CO dans le mélange, q_{H_2} et q_{CO} représentent des paramètres adimensionnés caractérisant le dégagement de chaleur. Ils sont définis comme suit :

$$q_{H_2} = \frac{QY_{H_2}}{c_p T_u} \qquad q_{CO} = \frac{QY_{CO}}{c_p T_u} \qquad (11)$$

Q représente la chaleur de réaction (J.mol^{-1}), Y_{H_2} et Y_{CO} représentent les fractions massiques de H_2 et de CO dans le fuel, c_p est la capacité thermique molaire à pression constante du mélange (J.K^{-1}.mol^{-1}) et T_u la température du mélange.

Les valeurs des nombres de Lewis calculés pour nos conditions expérimentales (prémélanges H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air) ont été reportées en **Annexe A**.

Le phénomène de diffusion préférentielle repose sur un écart de diffusion moléculaire entre les réactifs. Reprenons l'exemple d'une flamme de prémélange H_2/O_2. La diffusion moléculaire de l'hydrogène est bien supérieure à celle de l'oxygène. Ainsi, dans certaines configurations dépendant de la géométrie de la flamme et/ou des contraintes hydrodynamiques, on peut observer un déséquilibre dans « l'approvisionnement » en réactifs, se traduisant par une modification de la stœchiométrie au front de flamme donc de l'intensité de combustion, de la température de flamme et de la vitesse de propagation.
Les deux effets précédemment évoqués sont communément appelés **effets de non-équidiffusion.**

3.2. Les instabilités de flammes

Soit un front de flamme initialement plan, perturbé légèrement à l'instant t. Cette perturbation provoque un plissement du front de flamme caractérisé par la **courbure** κ. Par convention, la courbure est positive pour un front de flamme convexe vis-à-vis des gaz frais et négative dans le cas contraire. Intéressons-nous à l'évolution du front de flamme d'un point de vue thermo-diffusif. Comme on peut le voir sur la Figure 10, le flux d'énergie sous forme de chaleur provenant de la zone de réaction converge vers la zone de préchauffage pour $\kappa < 0$, favorisant ainsi une hausse de leur température. Parallèlement, dans cette zone, la diffusion moléculaire vers la zone de réaction tend à un appauvrissement en réactif. À l'inverse, dans la zone convexe ($\kappa > 0$), le flux d'énergie sous forme de chaleur provenant de la zone de réaction se disperse dans les gaz frais environnants tandis que le flux de réactif converge vers cette partie de la zone de préchauffage.

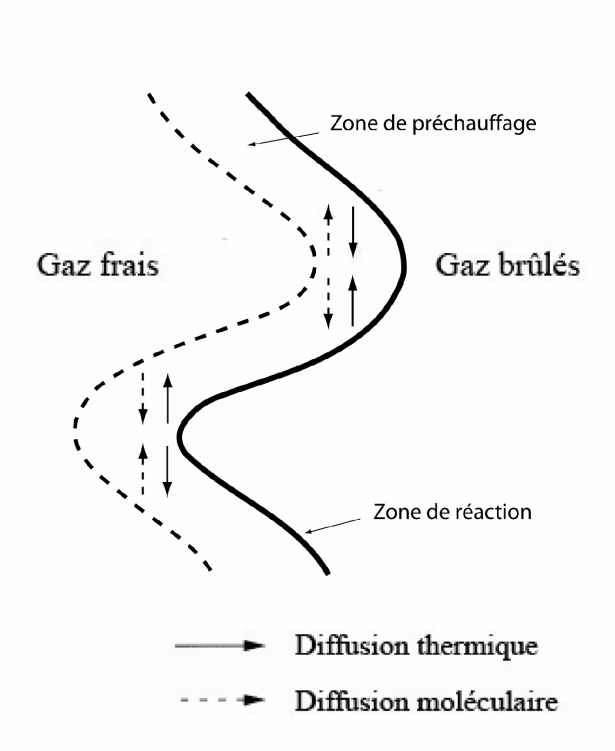


Figure 10: Schéma des échanges thermo-diffusif le long d'un front de flamme laminaire plissé

Considérons un mélange caractérisé par $Le > 1$, traduisant une diffusion thermique plus importante que la diffusion moléculaire de l'espèce en défaut. On observe une augmentation de la température des gaz frais dans la zone concave et une diminution dans la zone convexe. Cela se traduit par une augmentation de l'intensité de combustion donc de la vitesse de flamme dans la zone concave et une diminution dans la zone convexe. Globalement, les plissements sont lissés. L'effet est stabilisant. Le contraire est observé dans le cas $Le < 1$. Pour une courbure négative, on observe un appauvrissement en réactif dû à une diffusion importante ($Le < 1$) et une surface d'échange accrue ($\kappa < 0$) qui se traduit par une diminution de la vitesse de flamme. À l'opposé, dans le cas d'une courbure positive, la diffusion des réactifs vers la zone de réaction est favorisée par une surface d'échange accrue ce qui se traduit par une augmentation de la vitesse de flamme. Globalement, les plissements s'accentuent. L'effet est déstabilisant. Ce phénomène est appelé **instabilité thermo-diffusive.** Considérons maintenant le problème d'un point de vue hydrodynamique. Comme on peut le voir sur la Figure 11, à l'approche d'une partie convexe du front de flamme, les lignes de courant divergent ce qui se traduit par une diminution de la vitesse de l'écoulement. La vitesse de propagation de la flamme restant inchangée, on observe alors un déplacement du front de flamme vers les gaz frais.

À l'inverse, à l'approche d'une partie concave d'un front de flamme, les lignes de courant convergent ce qui se traduit par une augmentation de la vitesse de l'écoulement. On observe alors un déplacement du front de flamme vers les gaz chauds. Globalement, les plissements s'accentuent. L'effet est déstabilisant. On appelle ce phénomène **instabilité hydrodynamique** ou **instabilité de Landau-Darrieus**.

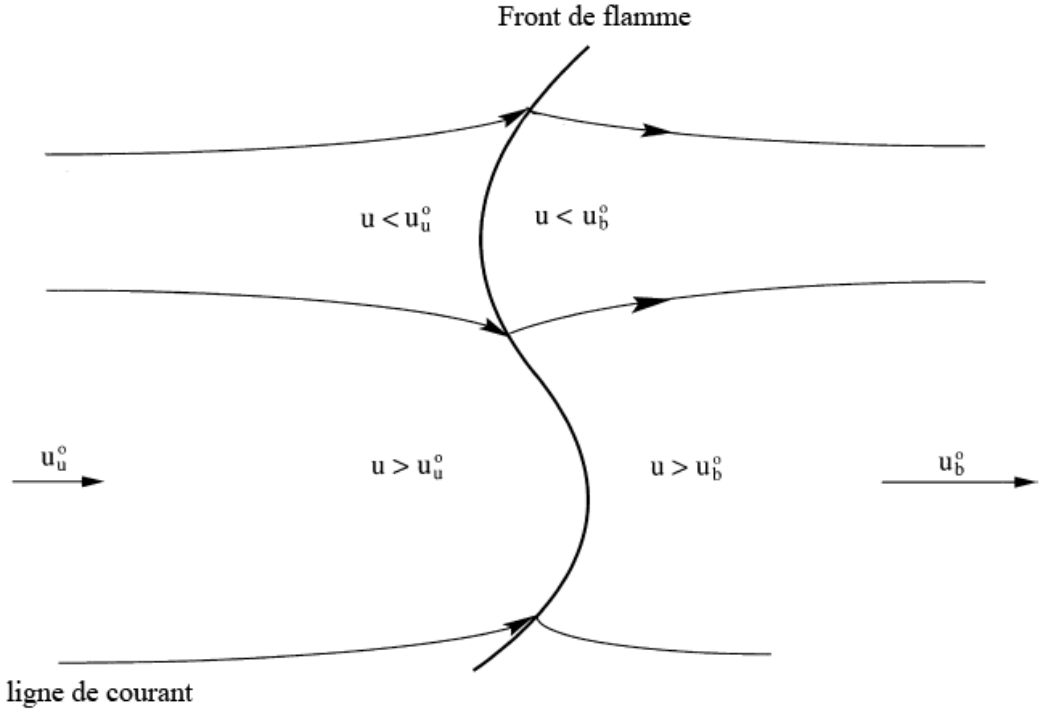


Figure 11: Schéma du mécanisme d'instabilité hydrodynamique. L'indice « ^{o} » indique la valeur adéquate pour stabiliser la flamme plate dans la zone d'obervation.

Intéressons-nous maintenant à la coexistence de deux fluides de masses volumiques différentes, comme les gaz frais et les gaz brûlés, couplée à l'action d'une force volumique comme la gravité. Considérons le cas simple de la superposition de deux fluides de masses volumiques différentes, soumis à l'action de la gravité, le plus léger étant au-dessous. Initialement, les fluides sont séparés par une interface plane. Spontanément ou suite à une légère perturbation, le fluide le plus lourd peut déstabiliser cette interface et s'effondrer dans la zone initialement occupée par le fluide le plus léger. Il s'agit de l'**instabilité de Rayleigh-Taylor**.

Enfin, un autre type d'instabilité apparaît à l'interface séparant deux fluides (de même nature ou non) de vitesses différentes. Le cisaillement à l'interface déstabilise cette dernière et génère des structures tourbillonnaires. On appelle ce phénomène **instabilité de Kelvin-Helmholtz**.

4. L'étirement

La nature de l'écoulement (géométrie et stationnarité) conditionne en grande partie la géométrie de la flamme. Cette dernière peut être plissée, compressée, étirée, … La nature de l'écoulement joue donc un rôle primordial dans la stabilité de la flamme. Nous nous intéresserons tout d'abord à la formulation du facteur caractérisant l'impact de l'écoulement sur le front de flamme : l'étirement. Puis, les principales configurations expérimentales permettant de stabiliser des flammes laminaires seront présentées. Nous nous focaliserons enfin sur l'état actuel des connaissances à propos de l'impact de l'étirement sur la vitesse fondamentale de propagation et l'épaisseur d'une flamme laminaire de prémélange.

4.1 Définition et formulation

La notion d'étirement a été évoquée pour la première fois par [Karlovitz and Denniston, 1953] dans le cadre de l'étude de la propagation d'une flamme en présence d'un gradient de vitesse dans le mélange réactif. L'étirement est alors assimilé au taux d'accroissement local de surface de flamme généré par les variations de vitesse de l'écoulement. Il apparaît qu'il joue un rôle important dans la propagation de celle-ci, pouvant allez jusqu'à causer son extinction. Ces observations sont relayées par celles de [Lewis and Von Elbe, 1961], faites dans le cadre de leur étude sur la valeur critique de l'étirement pour laquelle on observe le quenching ou l'extinction de la flamme. [Williams, 1975] propose, dans le contexte de l'étude du rôle de l'étirement dans l'interaction turbulence/flamme, l'expression générale d'un **facteur d'étirement** :

$$\mathrm{K} = \frac{1}{A}\left(\frac{dA}{dt}\right) \qquad (12)$$

A étant un élément de surface de flamme.

Une flamme ayant une épaisseur finie, plusieurs définitions de la surface de flamme ont été proposées. [Lewis and Von Elbe, 1961], localisent cette surface au niveau du point d'inflexion du profil de température. Cependant, la définition la plus utilisée fait appel à la notion d'**échelle hydrodynamique**. En effet, comme l'explique [Law and Sung, 2000], on peut définir trois niveaux de détails pour caractériser le phénomène de combustion. Le premier niveau, le plus détaillé, permet de résoudre l'intégralité de la structure de la flamme, y compris la zone de réaction. Il s'agit de l'**échelle réactionnelle**.

A une échelle un peu plus faible, caractéristique du phénomène de diffusion, on peut considérer que l'épaisseur de la zone réactionnelle est négligeable devant l'épaisseur de la zone de préchauffage. Il s'agit de l'**échelle de diffusion**. Enfin, à l'échelle caractéristique de l'écoulement, appelée échelle hydrodynamique, l'épaisseur de la flamme est considérée faible devant la dimension caractéristique de l'écoulement. La flamme peut alors être assimilée à une interface séparant les gaz frais des gaz brûlés. On considère alors que le passage de l'état d'équilibre thermodynamique des gaz frais à celui des gaz brûlés s'effectue sous forme d'une discontinuité. Le terme de « saut » est couramment employé pour caractériser ce passage. [Law and Sung, 2000] qualifient l'étirement défini à cette échelle d'**étirement hydrodynamique**.

De nombreux travaux expérimentaux et numériques ont été menés pour caractériser l'influence de l'étirement sur la flamme, permettant d'établir différentes formulations du facteur d'étirement hydrodynamique. On peut citer par exemple : [Buckmaster, 1979], [Matalon and Matkowsky, 1982], [Matalon, 1983], [Chung and Law, 1984], [Darabiha, Candel et al., 1986], [Candel and Poinsot, 1990], [Matalon, Cui et al., 2003], [Creta and Matalon, 2011].

[Creta and Matalon, 2011] proposent la formulation suivante :

$$\mathrm{K} = \frac{1}{A}\left(\frac{dA}{dt}\right) = \underbrace{S_L\kappa}_{a}\overbrace{\underbrace{-v_n\kappa}_{b} + \underbrace{\nabla_\tau \cdot v_\tau}_{c}}^{\mathrm{K}_S} \qquad (13)$$

S_L est la vitesse fondamentale de propagation définie sur l'élément de surface considéré, κ est la courbure de l'élément de flamme étudié, v_n et v_τ sont respectivement la composante normale et tangentielle de la vitesse du fluide au front de flamme. Cette formulation permet d'identifier clairement deux sources d'étirement. La première (a) est liée à la propagation d'un élément courbé du front de flamme. Selon le signe de S_L et de κ, on observe une contraction du front de flamme (ce dernier est alors comprimé) ou une expansion (le front de flamme est alors étiré). La seconde (K_S) est liée à la non-uniformité de l'écoulement. On peut distinguer deux sous-contributions, l'une normale au front de flamme liée à la courbure (b) et l'autre liée au gradient de vitesse tangentielle de l'écoulement au front de flamme (c). Cette dernière contribution est généralement appelée étirement aérodynamique.

Une formulation également très utilisée est celle de [Chung and Law, 1984] :

$$\mathrm{K} = \frac{1}{A}\frac{dA}{dt} = \underbrace{\nabla_\tau \cdot v_\tau}_{1} + \underbrace{(u \cdot n)(\nabla \cdot n)}_{2} \qquad (14)$$

v_τ est la composante tangentielle de la vitesse du fluide au front de flamme, u est la vitesse de propagation de l'élément de surface de flamme et n la normale au front de flamme dirigée vers les gaz frais. De nouveau, on distingue deux contributions à l'étirement. La première est issue des non-uniformités de l'écoulement le long du front de flamme, qui inclut un effet de courbure à travers les variations de la vitesse tangentielle de l'écoulement (1). La deuxième est issue de l'interaction entre la propagation de la flamme et la courbure (2).

Ces formulations ont la particularité d'être indépendantes du choix du système de coordonnées. Elles peuvent donc s'appliquer à tout type de géométrie de flamme. Cependant, elles négligent l'interaction avec la structure interne du front de flamme qui n'est pas résolue à cette échelle. En effet, à l'échelle réactionnelle, les variations de vitesse tangentielle de l'écoulement dans la zone de préchauffage affectent le flux de masse normal entrant dans la zone de réaction. De plus, les profils de température et de concentration en réactifs dans la zone de préchauffage peuvent être modifiés, affectant ainsi le taux de réaction. [Law and Sung, 2000] qualifient l'étirement défini à cette échelle d'**étirement de flamme**. [De Goey and Ten Thije Boonkkamp, 1997] proposent une formulation massique du facteur d'étirement à cette échelle de résolution. Le front flamme est défini en termes de scalaire (température ou fraction molaire de combustible) noté Y tel que $Yu \leq Y(X,t) \leq Yb$ avec Yu et Yb les valeurs respectives de Y dans les gaz frais et les gaz brûlés. X est la coordonnée d'un point dans le repère (x, y, z). On peut alors identifier des isosurfaces telles que $Y(X,t) = \eta$ avec $Yu \leq \eta \leq Yb$. Chacune de ces surfaces est supposée se mouvoir avec une vitesse locale v_f. Tout comme pour les formulations du facteur d'étirement hydrodynamique précédemment décrites, chaque surface peut être paramétrée par des coordonnées curvilignes (ξ,ζ) auxquelles va s'ajouter la coordonnée transversale de l'isosurface constituant ainsi un nouveau système de coordonnées tridimensionnel intrinsèque (ξ, ζ, η). La définition du système de coordonnées est illustrée sur la Figure 12.

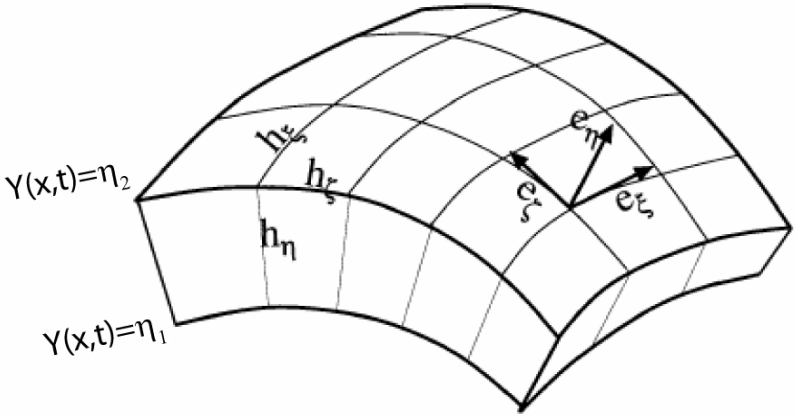


Figure 12: Représentation du système de coordonnées tridimensionnel intrinsèque et des surfaces d'isoscalaires issue de [De Goey and Ten Thije Boonkkamp, 1997]

Les auteurs parviennent à la formulation suivante :

$$\mathrm{K} = \frac{1}{m}\left(\frac{dm}{dt}\right) = \nabla \cdot v_\tau + \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho\right) = \underbrace{\nabla \cdot v_\tau}_{1} + \underbrace{v_{f,\eta} \nabla \cdot e_\eta}_{2} + \underbrace{e_\eta \cdot \nabla v_{f,\eta}}_{3} + \underbrace{\frac{1}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dt}\right)}_{4} \quad (15)$$

Le premier et le deuxième terme correspondent respectivement à la contribution des non-uniformités de vitesse de l'écoulement au front de flamme et à la contribution issue de l'interaction entre la propagation des isosurfaces et leur courbure. Le troisième terme correspond à la contribution des écarts de vitesse de propagation entre les isosurfaces. Le dernier terme est la contribution issue des variations de masse volumique le long des isosurfaces.

Ces différentes formulations ont été utilisées pour le développement de modèles visant à améliorer la compréhension du phénomène de propagation de flamme étirée. On peut citer les travaux de [Chung and Law, 1988], [De Goey, Mallens et al., 1997], [Law and Sung, 2000], [Matalon, Cui et al., 2003], [De Goey, Van Oijen et al., 2011], [Creta and Matalon, 2011].

4.2. Les principales configurations de flammes laminaires

Un effort très important a été fourni ces dernières décennies pour maîtriser la propagation des flammes laminaires et contrôler l'énergie échangée avec le milieu environnant afin d'en déterminer les caractéristiques fondamentales.

Ces techniques consistent globalement à stabiliser le front de flamme dans un milieu en mouvement ou à lui assurer une propagation homogène dans un mélange au repos. Dans cette partie, les trois principales configurations utilisées en laboratoire vont être présentées : les **flammes coniques**, les **flammes de stagnation** et les **flammes sphériques**. Pour chacune de ces configurations, nous décrirons le principe de la technique, le rôle de l'étirement dans la structure de la flamme et les limites de stabilité de ces différentes configurations.

4.2.1. Les flammes coniques

Description de l'écoulement :

Dans ce cas, la flamme est stabilisée sur un brûleur de type Bunsen se présentant sous la forme d'un tube de section circulaire, à l'intérieur duquel est établi un écoulement laminaire de type Poiseuille (Figure 13). Pour une valeur suffisante de la vitesse des gaz en sortie du brûleur, supérieure à la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée, la flamme se stabilise en s'adaptant au gradient de vitesse radiale d'où l'allure conique de celle-ci. Même s'il n'y a pas contact entre la flamme et le bord du brûleur à cause du phénomène de quenching, on dit que la flamme s'accroche au brûleur. Le gradient de vitesse radiale de l'écoulement s'accentuant lorsqu'on augmente le débit, on observera dans ce cas une augmentation de la hauteur de flamme et une diminution de la valeur de l'angle du cône.

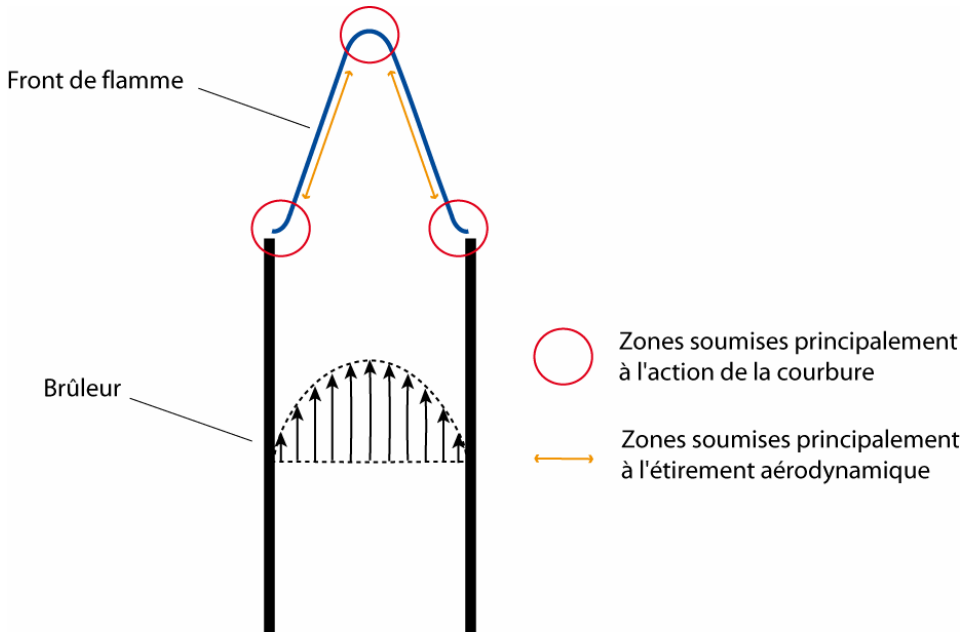


Figure 13: Schéma d'une flamme conique stabilisée sur un brûleur de type brunsen

Le rôle de l'étirement :

Comme le montre la Figure 13, une flamme conique n'a pas exactement la forme d'un cône, elle est courbée à sa base et à son sommet. Du point de vue de l'étirement, elle combine deux des trois contributions définies dans la section précédente : l'étirement aérodynamique dû au gradient de vitesse tangentiel sur la partie plane de la flamme et la courbure à sa base et surtout à son sommet. Globalement, l'étirement varie le long du front de flamme. Comme cela est décrit dans la section suivante, cette variation d'étirement induit une variation des caractéristiques fondamentales de la flamme le long de celle-ci.

Les instabilités caractéristiques :

La première source d'instabilité est liée au débit de mélange dans le brûleur. Si ce débit est trop faible, la flamme peut se déformer puis entrer brusquement dans le brûleur. C'est le phénomène de **flashback**. À l'inverse, si le débit est trop élevé, la flamme peut se décrocher et être soufflée. C'est le phénomène de **blow off.** La plage de stabilité dépend de la composition du mélange, de sa température, de la pression et du diamètre du brûleur.

La seconde source d'instabilité est d'origine thermo-diffusive. Elle peut entraîner l'extinction d'une partie de la flamme, le plus souvent du sommet de celle-ci (Figure 14a). C'est le phénomène de « tip opening » qui est décrit dans la section suivante. Elle peut également modifier la géométrie globale de la flamme. On peut ainsi observer des structures polyédriques (Figure 14b).

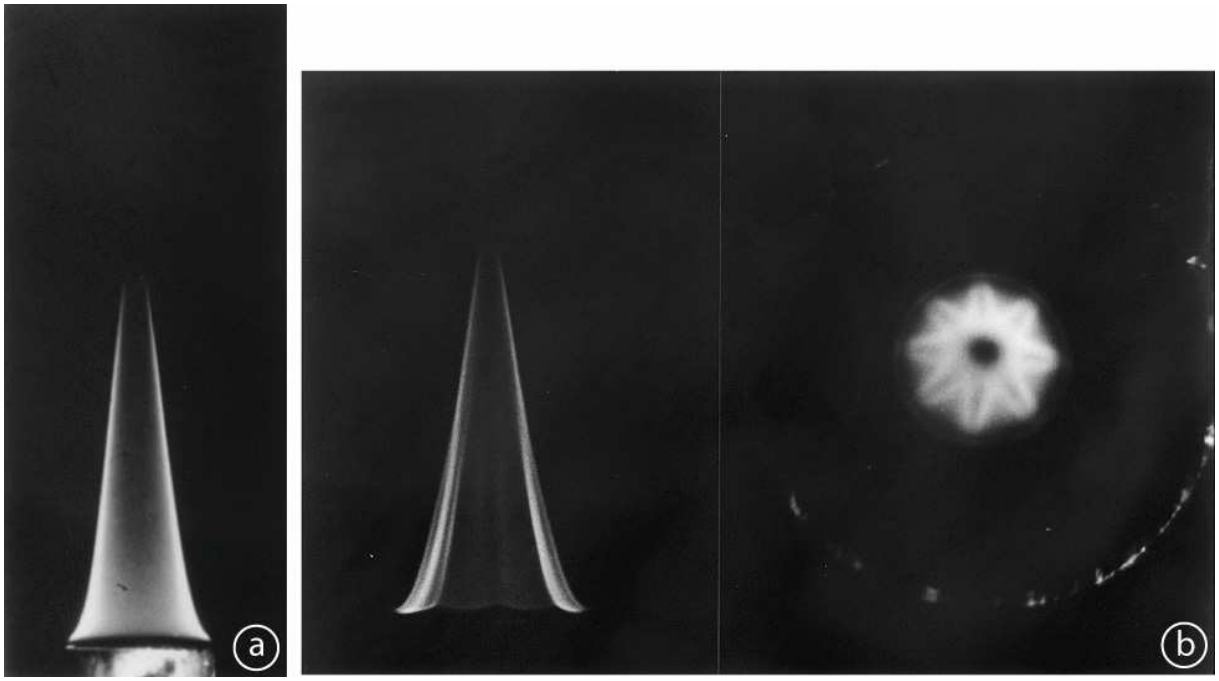


Figure 14: Photographies du phénomène de tip opening (a) et de la structure polyédrique (b) d'une flamme conique propane/air riche issues de[Law and Sung, 2000].

4.2.2. Les flammes sphériques en expansion

Description de l'écoulement :

Dans cette configuration, représentée sur la Figure 15, la flamme se propage dans un mélange au repos. La réaction de combustion est initiée par une décharge entre deux électrodes ou par allumage laser dans un volume dont la dimension est très faible devant les dimensions de la chambre de combustion (sphérique ou cylindrique). La flamme se propage ainsi quasi uniformément dans tout l'espace, d'où le terme de flamme sphérique. On peut distinguer deux configurations de flammes sphériques : celles évoluant dans une chambre de combustion close (la pression augmente sous l'effet de la dilatation des gaz chauds) et celles évoluant à pression constante (la chambre de combustion est alors munie d'un évent). Quel que soit le cas, la propagation de ces flammes n'est pas stationnaire car la dilatation des gaz chauds induit une variation de pression et/ou une accélération du front de flamme.

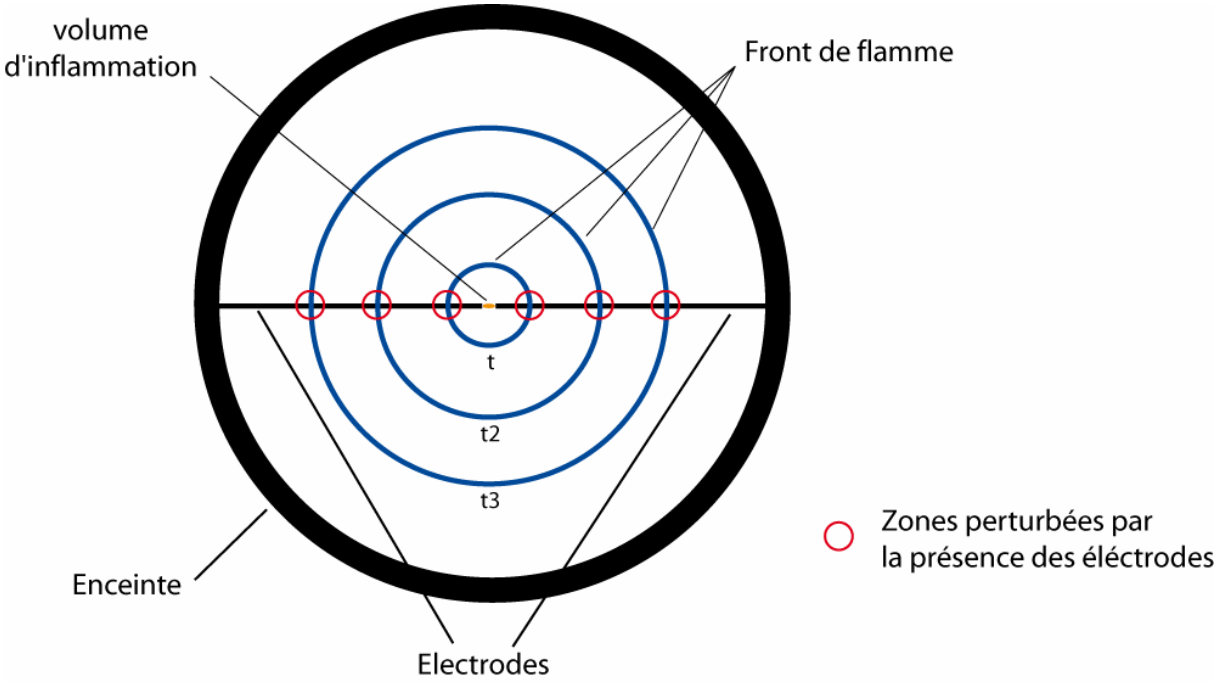


Figure 15: schéma de la configuration de flamme sphérique en expansion

Le rôle de l'étirement :

Dans cette configuration de flamme, la contribution de l'étirement aérodynamique est nulle. Seules la courbure et l'instationnarité contribuent à l'étirement global du front de flamme.

Les instabilités caractéristiques :

Le phénomène de cellularisation est souvent rencontré dans les expériences de flammes sphériques en expansion, particulièrement à haute pression comme le montre la Figure 16.

Ceux sont les instabilités thermo-diffusives qui sont à l'origine de ce phénomène, ce qui explique qu'il se manifeste principalement pour des mélanges caractérisés par $Le < 1$. Pour les mélanges caractérisés par une faible vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée, les flammes sphériques sont également sujettes aux instabilités de Rayleigh-Taylor. En effet, l'action de la gravité couplée à la différence de masse volumique entre les gaz chauds et les gaz frais, particulièrement ceux situés dans la partie supérieure de la chambre, perturbe la propagation de la flamme qui se déforme.

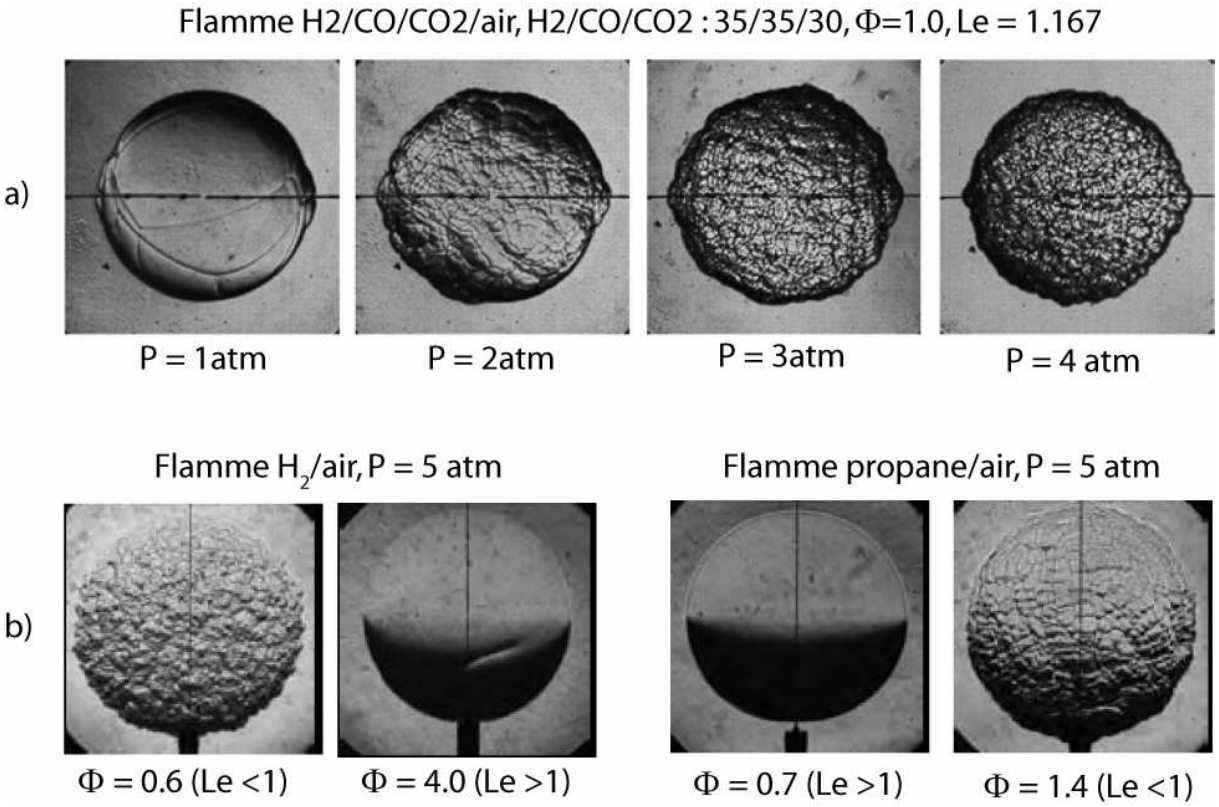


Figure 16: Clichés Schlieren a) d'une flamme sphérique $H_2/CO/CO_2$/air pour différentes valeurs de la pression initiale [Vu, Park et al., 2010], b) de flammes H_2/air et propane/air pour différentes valeur de la richesse à P = 5 atm ([Law, 2006].

Enfin, la dimension du volume d'allumage, l'énergie mise en jeu pour initier la réaction de combustion et la géométrie de la chambre de combustion influencent la propagation de la flamme.

4.2.3. Les flammes de stagnation

Description de l'écoulement :

Dans cette configuration, la flamme est stabilisée dans un écoulement divergent. Deux techniques permettent de générer ce type de flamme. Elles sont représentées sur la Figure 17. La première consiste à faire impacter l'écoulement sur une surface plane. On parle alors d'une configuration de flamme contre plaque. La deuxième consiste à faire impacter deux écoulements axisymétriques. On parle alors d'une configuration de flammes à jets opposés ou flammes à contre-courants.

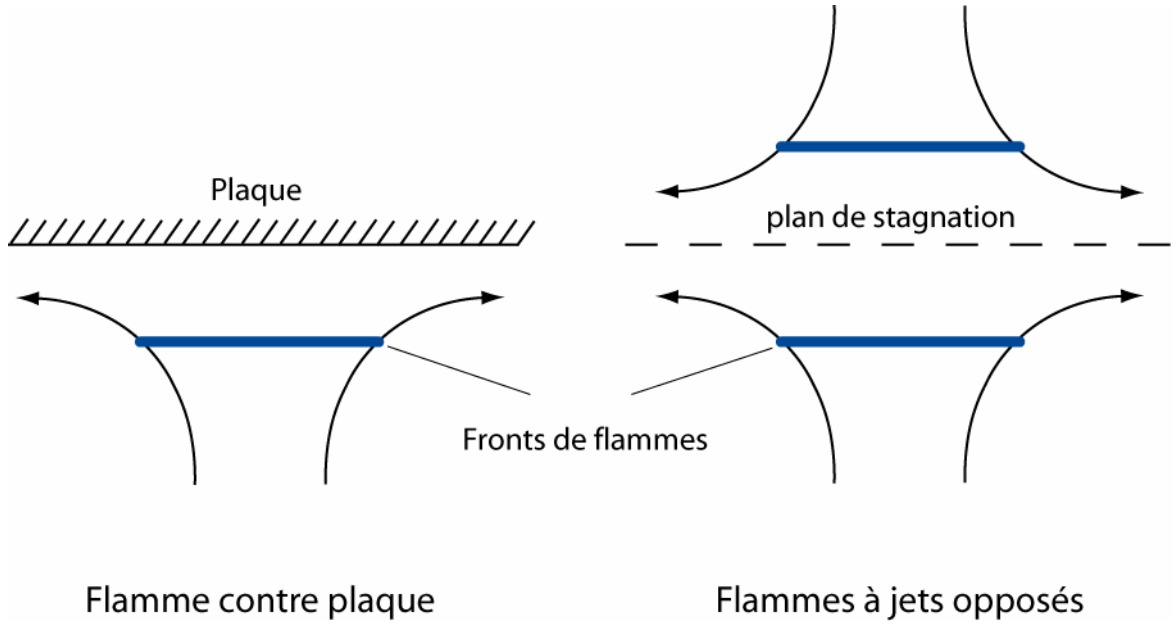


Figure 17: Schéma de la configuration de flamme contre plaque et de flammes à jets opposés

La Figure 18 représente l'évolution de la vitesse axiale de l'écoulement et de la température le long de l'axe des brûleurs pour une configuration de flammes à jets opposés. Les écoulements issus des deux brûleurs étant symétriques, les profils ont été représentés sur la moitié du domaine. On remarque qu'à l'approche du front de flamme, l'écoulement subit une décélération jusqu'à atteindre une vitesse minimale considérée par [Wu and Law, 1985] comme caractéristique du début de la zone de préchauffage. Ensuite, l'écoulement est soumis à une forte expansion thermique se traduisant par une augmentation de la vitesse axiale avec la température. Par la suite, l'écoulement est à nouveau décéléré jusqu'à l'observation d'une vitesse axiale nulle, définissant la position du plan de stagnation. Notons que la zone qui précéde le minimum de vitesse axiale est communément appelée zone hydrodynamique.

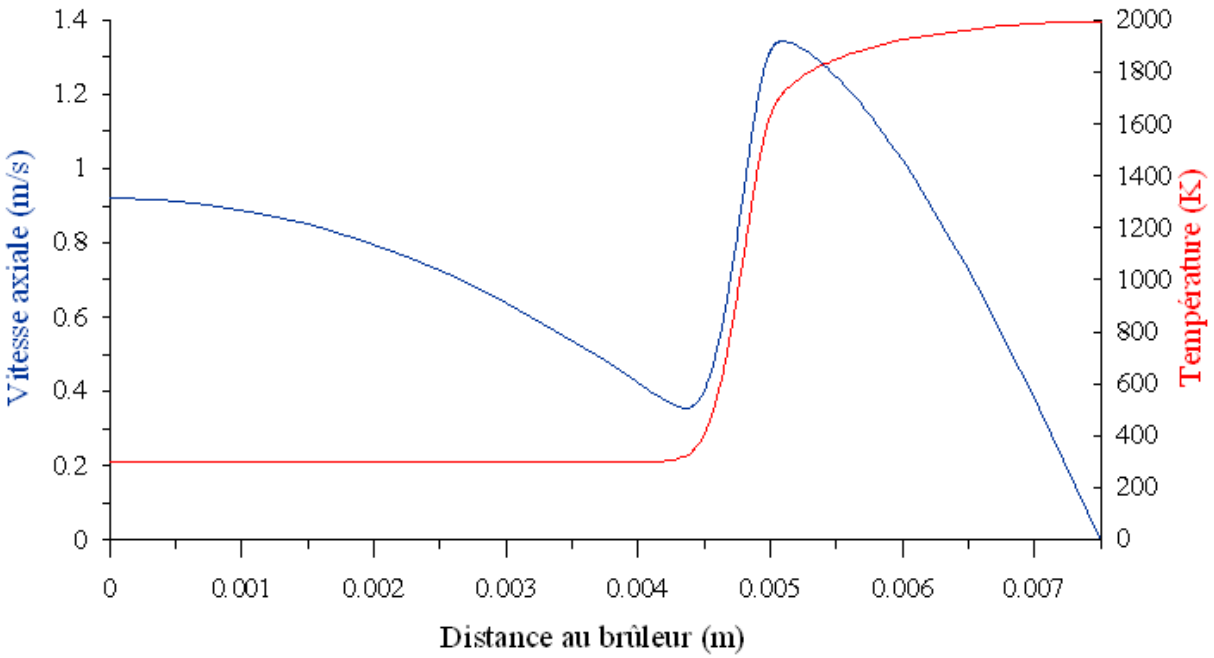


Figure 18: Profil de vitesse axiale et température des gaz sur l'axe de symétrie du brûleur dans une configuration de flammes à jets opposés (OPPDIF). Compte tenu de la symétrie des profils par rapport au plan de stagnation, seule la moitié du domaine a été représentée. Le point de vitesse nulle correspond à la position du plan de stagnation.

Le profil de vitesse axiale décrit précédemment est similaire pour une flamme contre plaque. Notons que sur la Figure 18, la décroissance de la vitesse axiale déterminée numériquement est parabolique ce qui est caractéristique de l'hypothèse dite de « plug flow ». Une autre hypothèse très souvent utilisée est celle dite de « potential flow » qui implique une décroissance linéaire de la vitesse axiale dans la zone hydrodynamique de l'écoulement. Cependant, comme le souligne [Davis, Quinard et al., 2002], l'hypothèse de « plug flow » est celle qui se rapproche le plus des profils de vitesse expérimentaux.

Le profil de température, lui, est sensiblement différent entre les deux configurations. En effet, pour des flammes à jets opposés, les échanges d'énergies sous forme de chaleur au niveau du plan de stagnation sont quasi-nuls car les gaz brûlés sont à la même température et les échanges d'énergie sous forme de rayonnement se compensent en partie (en effet, chaque flamme échange de l'énergie sous forme de rayonnement avec le milieu environnant). On peut donc considérer que ces flammes évoluent dans des conditions quasi adiabatiques. Ainsi, la température augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale aux alentours du plan de stagnation.

Dans le cas d'une flamme contre plaque, la flamme et la plaque échangent de l'énergie sous forme de chaleur et de rayonnement, dont les proportions dépendent de la température et de la nature de la plaque. La flamme n'évolue donc pas dans des conditions adiabatiques.

On observera donc une décroissance de la température des gaz à l'approche de la plaque, dépendant des échanges d'énergie avec cette dernière. Comme cela a été rapporté par [Bouvet, 2009], différents travaux expérimentaux et numériques ont montré que pour une distance raisonnable entre le front de flamme et la plaque, ce qui correspond à des étirements faibles, cette dernière avait une influence négligeable sur les caractéristiques du front de flamme. Ainsi, les résultats issus des deux configurations sont comparables.

Notons que, contrairement à la configuration de flammes à jets opposés, la configuration de flamme contre plaque présente l'avantage d'avoir un plan de stagnation dont la position est clairement définie et insensible aux perturbations hydrodynamiques.

En revanche, la configuration de flammes à jets opposés est bien plus adaptée aux diagnostics optiques, car l'absence de parois au point de stagnation limite les réflexions parasites.

Notons également, comme cela a été rapporté par [Bouvet, 2009], que la distance brûleur-plaque ou brûleur-brûleur a une influence significative sur l'écoulement. Plus cette distance est faible, plus les flammes seront soumises à des étirements élevés. En dessous d'un certain seuil, évalué à une fois le diamètre des brûleurs dans une configuration de flammes à jets opposés, l'écoulement peut-être perturbé.

Le rôle de l'étirement :

Les flammes de stagnation peuvent être considérées comme plates à proximité de l'axe du ou des brûleurs. De plus, elles sont stationnaires. L'étirement aérodynamique est donc la seule contribution à l'étirement global du front de flamme.

Lorsque le débit augmente, la vitesse des gaz en sortie de brûleur augmente ce qui accentue la divergence de l'écoulement. La flamme ajuste sa position en se stabilisant plus près du plan de stagnation, où la vitesse de l'écoulement est plus faible, mais l'étirement plus important.

Les instabilités caractéristiques :

Pour des débits trop faibles, les flammes de stagnation peuvent être sujettes au phénomène de flashback. À l'inverse, lorsque le débit est trop important, la contrainte exercée par la dilatation des gaz chauds restreint la flamme dans son déplacement. La vitesse des gaz frais augmentant, leur temps de séjour dans le front de flamme diminue. Le degré d'avancement de la réaction au niveau du plan de stagnation diminue, pouvant aller jusqu'à l'extinction.

La stabilité des flammes de stagnation peut également être perturbée par des instabilités de Kelvin-Reynolds, prenant naissance à l'interface entre les gaz frais en mouvement et le gaz environnant au repos.

Les structures tourbillonnaires générées peuvent perturber fortement le front de flamme. Pour limiter ce phénomène, un coflow de gaz inerte est souvent utilisé pour isoler l'écoulement des gaz frais des perturbations extérieures.

4.3. Impact de l'étirement sur la vitesse fondamentale de propagation laminaire

[Markstein, 1951] fut le premier à suggérer l'existence d'une relation linéaire entre la vitesse fondamentale de propagation et la courbure du front de flamme. Inspirés par ces observations, les travaux théoriques de [Clavin and Williams, 1982], [Matalon and Matkowsky, 1982], [Frankel and Sivashinsky, 1983] et [Clavin, 1985] ont établi que la vitesse fondamentale de propagation varie linéairement pour des valeurs suffisamment faibles de l'étirement (ce dernier englobant toutes les contributions définies précédemment).

La vitesse fondamentale de flamme étirée S_L est donc reliée à la vitesse fondamentale de flamme non étirée S_L^0 par la relation :

$$S_L = S_L^0 - LK \tag{16}$$

L est la longueur de Markstein, paramètre qui dépend des propriétés physico-chimiques du mélange réactif. Cette relation de linéarité peut également s'exprimer en fonction du nombre de Markstein Ma et du nombre de Karlovitz Ka:

$$\frac{S_L}{S_L^0} = 1 - Ma.Ka \tag{17}$$

Avec

$$Ma = \frac{L}{\delta} \text{ et } Ka = \frac{\delta}{S_L^0} K \tag{18}$$

δ est une épaisseur caractéristique de la flamme qui, d'après [Davis, Quinard et al., 2002], est définie la plupart du temps comme l'épaisseur de la zone de diffusion, c'est-à-dire :

$$\delta = \frac{D_{th}}{S_L^0} = \frac{\lambda}{\rho.c_p.S_L^0} \tag{19}$$

λ est la conductivité thermique des gaz frais, ρ leur masse volumique et c_p leur capacité thermique massique à pression constante.

De nombreuses études théoriques, numériques et expérimentales ont été menées pour caractériser la réponse d'un front de flamme à l'étirement. Ces différents travaux ont soulevé une question importante : comment définir la vitesse fondamentale de propagation de flamme et l'étirement véritablement ressenti par le front de flamme dans des écoulements non uniformes, notamment dans le cadre de l'étude des flammes de stagnation ? En effet, comme cela est décrit par [Wu and Law, 1985], dans cette configuration, la flamme se stabilise dans un écoulement divergent. Le flux massique le long de l'axe de symétrie du ou des brûleurs n'est pas constant. Ainsi, la vitesse de l'écoulement et le taux d'étirement varient significativement à travers le front de flamme.

D'après [Davis, Quinard et al., 2002], la vitesse de propagation et l'étirement peuvent être définis relativement aux gaz frais ou aux gaz brûlés. La relation (16) peut alors prendre l'une des deux formes suivantes :

$$S_{Lu} = S_{Lu}^{0} - L_u K_u = S_{Lu}^{0} - L K_u \tag{20}$$

$$S_{Lb} = S_{Lb}^{0} - L_b K_b \tag{21}$$

Les indices u et b correspondent respectivement aux gaz frais (« unburned ») et aux gaz brûlés (« burned »). Ainsi, K_u et K_b représentent respectivement le taux d'étirement défini relativement aux gaz frais et aux gaz brûlés, L et L_b représentent respectivement la longueur de Markstein définie relativement aux gaz frais et aux gaz brûlés.

Les grandeurs S_{Lu}^{0} et S_{Lb}^{0} peuvent être reliées par la loi de conservation de la masse :

$$\rho_u . S_{Lu}^{0} = \rho_b . S_{Lb}^{0} \tag{22}$$

Le nombre de Markstein peut lui aussi être défini relativement aux gaz frais ou aux gaz brûlés tel que :

$$Ma = \frac{L}{\delta} \text{ et } Ma_b = \frac{L_b}{\delta} \tag{23}$$

L'épaisseur de flamme δ étant, dans les deux cas, définie par la relation (19).

Plusieurs formulations du nombre de Markstein ont été proposées. Dans les travaux de [Clavin, 1985], le nombre de Markstein est défini analytiquement dans les gaz frais et dans les gaz brûlés tel que :

$$Ma = \frac{L}{\delta} = \frac{1}{\gamma}\ln\frac{1}{1-\gamma} + \frac{\beta(Le-1)}{2}\left(\frac{1-\gamma}{\gamma}\right) \times \int_0^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{\ln(1+x)}{x}dx \qquad (24)$$

$$Ma_b = \frac{L_b}{\delta} = \frac{1}{\gamma}\left(\ln\frac{1}{1-\gamma} + \frac{\beta(Le-1)}{2} \times \int_0^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{\ln(1+x)}{x}dx\right) \qquad (25)$$

γ est le coefficient d'expansion du gaz défini par :

$$\gamma = \frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_b} \qquad (26)$$

β est l'énergie d'activation réduite appelée également nombre de Zeldovich définie par :

$$\beta = \frac{E_a}{RT_b^2}(T_b - T_u)$$

E_a étant l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits, T_u et T_b correspondant respectivement à la température des gaz frais et celle des gaz brûlés. Enfin, Le représente le nombre de Lewis et x la coordonnée spatiale.

L'auteur souligne le fait que les nombres de Markstein précédemment définis présentent des évolutions différentes. En effet, pour des flammes dites « ordinaires », le nombre de Markstein défini relativement aux gaz frais est strictement positif, exception faite pour des mélanges caractérisés par $Le << 1$, comme c'est le cas pour des flammes pauvres H_2/O_2. En revanche, le nombre de Markstein défini relativement au gaz brûlés peut être positif ou négatif.

Quel que soit la définition choisie, dans un écoulement non uniforme, il est nécessaire de localiser dans le front de flamme une surface de référence sur laquelle on puisse déterminer une valeur de vitesse fondamentale de propagation et une valeur d'étirement, toutes deux représentatives de la réponse du front de flamme. [Wu and Law, 1985] localisent cette surface au niveau du minimum de vitesse axiale qu'ils considèrent alors comme caractéristique du début de la zone de préchauffage. Ainsi, la vitesse propagation du début de la zone de préchauffage est considérée comme la vitesse de propagation de flamme étirée.

L'avantage de cette méthode est que les conditions hydrodynamiques en amont de la zone de réaction peuvent être aisément caractérisées par des diagnostics optiques reposant sur un ensemencement de l'écoulement (LDV ou PIV). C'est pourquoi elle est encore très utilisée. Notons que le taux d'étirement est déterminé en interpolant linéairement la vitesse de l'écoulement dans la zone hydrodynamique ce qui implique l'hypothèse d'un écoulement potentiel. L'étude est réalisée sur des flammes CH_4/Air (phi=0.654, Le<1), C_3H_8/Air (phi=0.640 et phi=0.733, Le>1) et C_4/H_{10} (phi=0.678, Le>1). Contrairement aux attentes, la vitesse de propagation de flamme augmente quelle que soit la valeur du nombre de Lewis. Cependant, toujours d'après [Wu and Law, 1985], il serait préférable de situer la surface de référence plus proche de la zone de réaction.

Ces résultats sont en contradiction avec les travaux antérieurs de [Daneshyar, Mendes-Lopes et al., 1982]. Ces derniers ont localisé le plan de référence au niveau du maximum de vitesse axiale de l'écoulement. Le profil de vitesse de l'écoulement dans la zone hydrodynamique est extrapolé linéairement jusqu'au plan de référence, le point d'intersection correspondant ainsi à la valeur de la vitesse de propagation de flamme étirée. Le taux d'étirement est défini comme égal au gradient de vitesse radial au niveau du plan de référence. L'étude porte sur des flammes C_3H_8/Air de richesses 0.6 et 0.75 (Le>1). Une décroissance de la vitesse de propagation de flamme est observée lorsque l'étirement augmente.

Plus tard, [Mendes-Lopes and Daneshyar, 1985] considèrent la vitesse de propagation de flamme étirée comme étant égale à la valeur du maximum de vitesse axiale normalisée par le ratio de la température des gaz brûlés sur la température des gaz frais. Notons que l'étirement est défini comme précédemment. Les tendances sont similaires à celle de l'étude précédente.

En couplant le calcul numérique à leur étude expérimentale, [Deshaies and Cambray, 1990] localisent le plan de référence au niveau d'une zone de réaction définie théoriquement par [Clavin and Joulin, 1983]. Leur méthode de détermination de la vitesse de propagation de flamme étirée repose en partie sur la mesure du minimum de vitesse axial de l'écoulement telle quelle est décrite par [Wu and Law, 1985]. Leur étude porte sur des flammes C_3H_8/Air de même richesse (phi=0.8) mais avec différents taux de dilution. Ils ont observé une diminution de la vitesse de propagation de flamme lorsque l'étirement augmente. En appliquant leur méthodologie aux résultats de [Wu and Law, 1985], [Deshaies and Cambray, 1990] ont démontré que les résultats étaient en réalité cohérents et que c'était le choix de la surface de référence et de la méthode d'extrapolation qui étaient en grande partie à l'origine des écarts de tendance observés.

Cette dernière conclusion est confirmée par les travaux de [Tien and Matalon, 1991] qui ont étudié analytiquement la sensibilité à l'étirement de la vitesse de propagation de flammes dans une configuration de flamme de stagnation, pour différentes positions de la surface de référence, dont celle utilisée par [Wu and Law, 1985].

Afin de supprimer toute ambiguïté provenant du choix de la surface de référence, [Sun, Sung et al., 1999] définissent, pour leur étude numérique, la vitesse de propagation de flamme étirée comme étant la vitesse axiale de l'écoulement au niveau du maximum du taux de dégagement de chaleur. Le taux d'étirement, lui, est défini comme la valeur maximum du gradient de vitesse axiale en amont de la zone de préchauffage. Leurs conclusions sur la sensibilité des flammes à l'étirement sont cohérentes avec la théorie.

Une synthèse de l'effet de l'étirement sur la vitesse de propagation est faite dans [Law and Sung, 2000]. La vitesse fondamentale de propagation y est définie au niveau du pic du taux d'énergie dégagée par la réaction de combustion. Le nombre de Lewis est basé sur la diffusion moléculaire de l'espèce minoritaire dans les gaz frais. Comme cela est prévu par la théorie, les calculs numériques réalisés par les auteurs montrent que dans le cas d'un étirement positif (flamme de stagnation, flamme sphérique en expansion), un accroissement de l'étirement provoque une augmentation (diminution) de la vitesse fondamentale de propagation de flamme pour un mélange dont le nombre de Lewis est inférieur (supérieur) à l'unité. Dans le cas d'un étirement négatif (flamme conique, « inwardly propagating flame »), la réponse inverse est observée. La vitesse fondamentale de propagation des flammes, n'étant pas soumise au phénomène de non-équidiffusion, varie très peu avec l'étirement. [Davis, Quinard et al., 2002], [Davis, Quinard et al., 2002] et [Davis and Searby, 2002] ont étudié numériquement, dans une configuration de flammes à jets opposés, l'influence de la méthode d'extrapolation sur la valeur du nombre de Markstein. Une comparaison est effectuée entre les valeurs du nombre de Markstein déduites des profils numériques et celles issues de la formulation de [Clavin and Garcia, 1983]. La définition du nombre de Markstein relative aux gaz frais et celle relative aux gaz brûlés sont comparées. Plusieurs remarques importantes sont faites par les auteurs :

- La plupart des travaux expérimentaux réalisés dans une configuration de flamme de stagnation ou de flammes à contre-courants permettent de déterminer des nombres de Markstein relativement au gaz frais (Ma), contrairement aux travaux réalisés sur des flammes en expansion, qui permettent de déterminer des nombres de Markstein relativement aux gaz brûlés (Ma_b).

- En accord avec la théorie et notamment avec les travaux de [Clavin, 1985], Ma et Ma_b ont des valeurs différentes, non proportionnelles et peuvent même être de signes opposés.
- Lorsque, dans une configuration de flamme de stagnation ou de flammes à jets opposés, le nombre de Markstein est défini relativement aux gaz brûlés, ces valeurs sont très cohérentes avec celles issues de travaux expérimentaux réalisés dans une configuration de flamme en expansion. Les auteurs en concluent que, pour de faibles valeurs du taux d'étirement, la courbure et l'étirement hydrodynamique ont un impact quasi identique sur le front de flamme.

Plusieurs travaux ont remis en question la relation linéaire entre la vitesse de propagation de flamme étirée et le taux d'étirement. [Tien and Matalon, 1991] ont proposé dans le cas où, dans une configuration de flamme de stagnation, la vitesse de référence serait définie comme le minimum de vitesse axiale, une relation non linéaire qui a été reformulée par [Bouvet, 2009]:

$$S_{Lu} = S_{Lu}^{0}\left(1 - KaMa + Ka\ln\left[\frac{1-\sigma}{Ka}\right]\right) \tag{27}$$

σ étant un coefficient d'expansion thermique tel que :

$$\sigma = \frac{T_b}{T_u} = \frac{\rho_u}{\rho_b} \tag{28}$$

S_{Lu} et S_{Lu}^{0} représentent respectivement la vitesse fondamentale de propagation de flamme étirée et non étirée toutes les deux définies relativement aux gaz frais, T_u et T_b représentent respectivement la température des gaz frais et des gaz brûlés, ρ_u et ρ_b représentent respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés.

On peut citer également les travaux de [Kelley and Law, 2007], [Kelley and Law, 2009] et [Kelley, Smallbone et al., 2011] appliqués à une configuration de flamme en expansion. Les auteurs ont proposé la relation non linéaire suivante :

$$\frac{S_{Lb}}{S_{Lb}^{0}}\ln\left(\frac{S_{Lb}}{S_{Lb}^{0}}\right)^{2} = -2\frac{L_b K}{S_{Lb}^{0}} \tag{29}$$

S_{Lb} et S_{Lb}^{0} représentent respectivement la vitesse fondamentale de propagation de flamme étirée et non étirée toutes les deux définies relativement aux gaz brûlés, L_b représente la longueur de Markstein définie relativement aux gaz brûlés et K est le taux d'étirement.

Comme cela a été détaillé par [Bouvet, 2009], de nombreuses études expérimentales ont montré que pour des valeurs faibles de l'étirement, caractérisées par une faible valeur du nombre de Karlovitz de l'ordre de 0.1, l'écart entre la vitesse de propagation de flamme non-étirée déterminée linéairement et celle déterminée par une extrapolation non-linéaire, était au plus du même ordre de grandeur que les incertitudes de mesure. Notons que d'après [Matalon and Matkowsky, 1982], l'hypothèse d'une relation linéaire semble pouvoir être maintenue jusqu'à des nombres de Karlovitz de l'ordre de 1.

4.4. Impact de l'étirement sur la structure d'un front de flamme laminaire

D'après les travaux de [Williams, 1975] et [Tien and Matalon, 1991], un accroissement de l'étirement entraîne une diminution de l'épaisseur de la flamme tandis que [Chung and Law, 1988] et [Chung and Law, 1989] suggèrent que la structure du front de flamme n'est que peu affectée par l'étirement. [Law, Sung et al., 1994] ont montré que dans le cas d'un mélange équidiffusif, la structure d'un front de flamme laminaire de prémélange soumis uniquement à l'effet d'un gradient tangentiel de vitesse était insensible à la variation du taux d'étirement. Pour en arriver à cette conclusion, les auteurs ont caractérisé expérimentalement le profil de température et les profils des espèces majoritaires (CH_4, O_2, H_2O, CO_2 et CO) à travers une flamme à jets opposés en utilisant la technique de diffusion Raman spontanée pour différentes valeurs de l'étirement. La superposition des profils de température d'une part et des profils de gradient de température d'autre part (Figure 19) montre que la structure « thermique » du front de flamme n'est pas modifiée par les variations de l'étirement. Les résultats des calculs numériques associés indiquent que la position du gradient maximum de température, du maximum d'énergie dégagée et du pic du radical CH ne varie pas non plus avec l'étirement. En revanche, les profils de fraction molaire des radicaux OH et H diffèrent dans la région post-flamme, suggérant que l'équilibre n'est pas atteint et que le degré d'avancement de la réaction décroît lorsque l'étirement augmente. Cependant, la similarité des profils du taux d'énergie dégagée semble indiquer que le dégagement global d'énergie est très peu affecté.

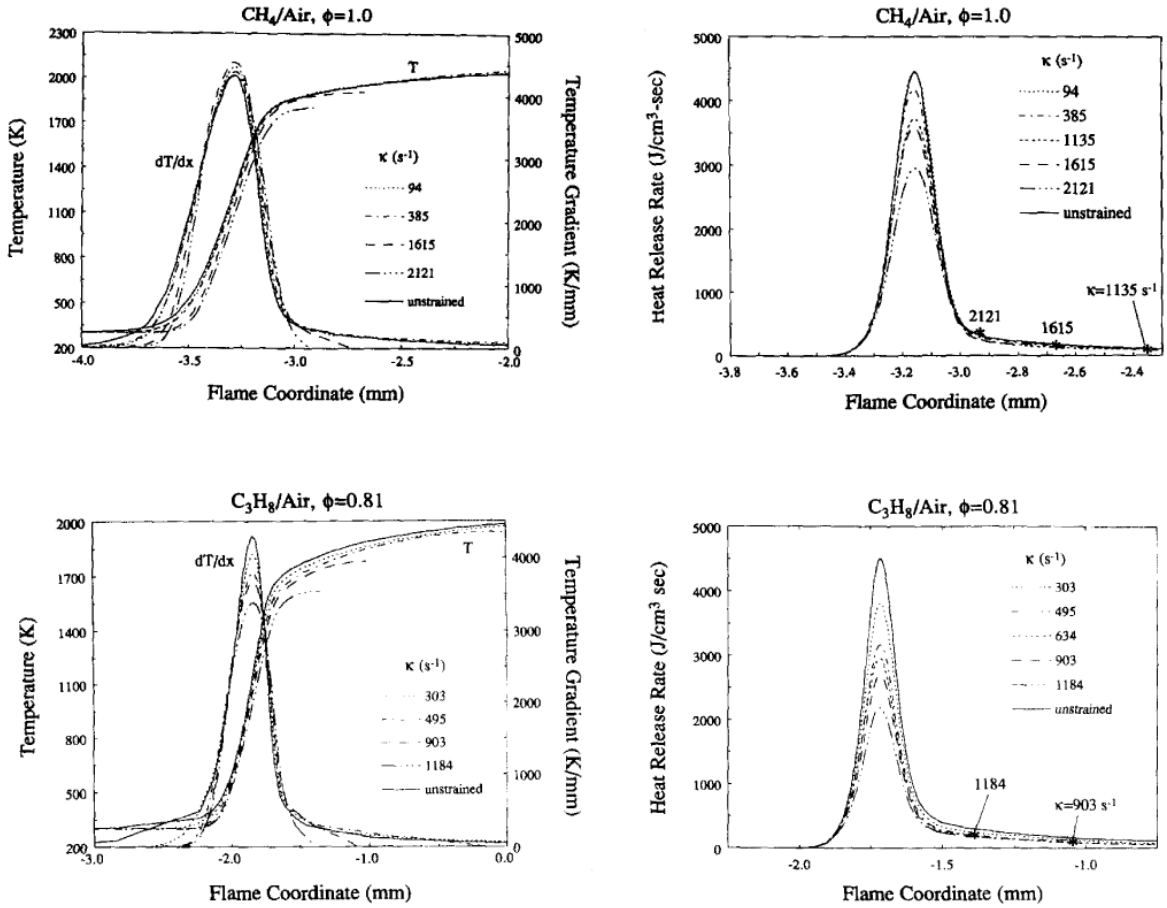


Figure 19: Profils de température, de gradient de température et du taux d'énergie dégagée par la réaction pour une flamme CH_4/air à la stœchiométrie (Le = 1) et une flamme pauvre propane/air (Le > 1) issue de [Sung, Liu et al., 1996] .

Les travaux de [Sung, Liu et al., 1996] sont le prolongement de cette étude. Ces derniers ont étudié l'impact du phénomène de non-équidiffusion sur la réponse à l'étirement de la structure d'une flamme laminaire de prémélange. Pour cela, la structure de flammes méthane/air, propane/air et hydrogène/air a été caractérisée dans une configuration de flamme à contre-courant. Les profils de température et de fraction molaire des principales espèces ont été déterminés expérimentalement par la technique de diffusion Raman spontanée et comparés aux valeurs issues de calculs numériques. La gamme d'étirement est plus importante que dans les travaux précédents et s'étend jusqu'aux limites d'extinction pour les flammes méthane/air et propane/air.

Les résultats sur la flamme CH_4/air à la stoechiométrie ($Le \approx 1$) confirment ceux de [Law, Sung et al., 1994]. Pour un étirement faible à modéré ($K \leq 385 s^{-1}$), la structure thermique et moléculaire d'un front de flamme est très peu sensible aux variations d'étirement.

Pour des valeurs élevées et croissantes de l'étirement, on observe une décroissance significative de la température de flamme ainsi que du pic du taux de dégagement d'énergie indiquant clairement que le degré d'avancement de la réaction est de plus en plus faible au plan de stagnation. D'après les auteurs, ceci s'explique par un temps de résidence de plus en plus faible, le déplacement de la flamme étant de plus en plus limité à cause de la proximité du plan de stagnation.

Pour la flamme pauvre propane/air ($Le \approx 1.81$), la superposition des profils de température et de gradient de température montre que l'impact de l'étirement est plus important. La température de flamme ainsi que le gradient maximum de température décroissent significativement quand l'étirement augmente, même pour de faibles valeurs de celui-ci. L'évolution des profils du taux de dégagement d'énergie confirme cette tendance.

Pour la flamme pauvre hydrogène/air ($Le \approx 0.42$), la tendance est inversée (Figure 20).

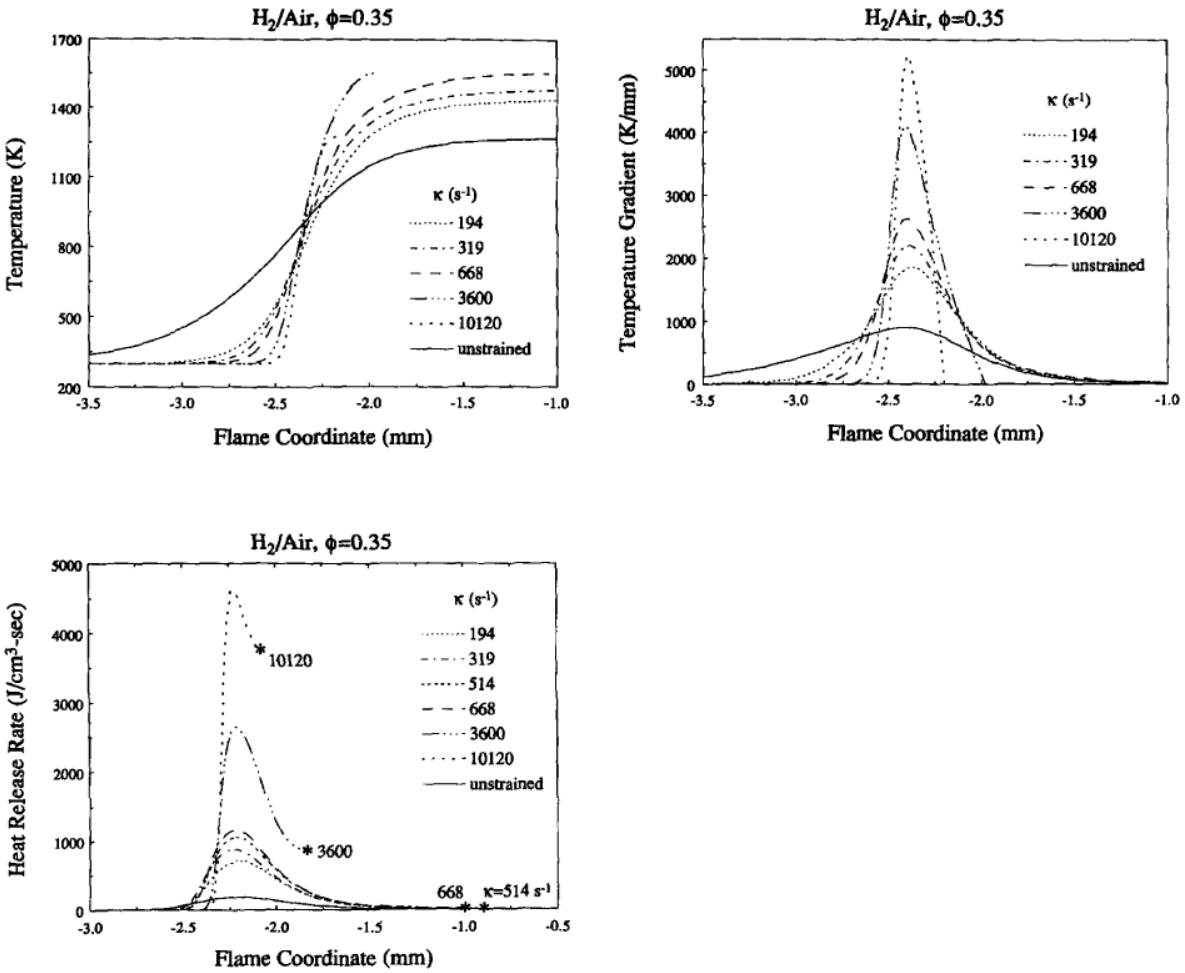


Figure 20: Profils de température, de gradient de température et du taux d'énergie dégagée par la réaction pour une flamme H_2/air pauvre (Le < 1). Issue de [Sung, Liu et al., 1996].

En effet, la structure thermique est considérablement affinée, ce qui se traduit par une température de flamme et un gradient de température en nette augmentation pour une augmentation de l'étirement. L'évolution du taux de dégagement d'énergie est elle aussi opposée au cas $Le > 1$ avec une augmentation significative pour un accroissement de l'étirement. Contrairement aux cas précédents, alors que la température commence à décroître pour des valeurs très importantes de l'étirement, le pic du taux d'énergie dégagée continue d'augmenter et finit par être tronqué par le plan de stagnation. La tendance décrite précédemment se confirme pour une flamme de méthane très pauvre (phi=0.52) caractérisée par $Le < 1$. Les travaux de [Sun, Sung et al., 1996] ont montré que la sensibilité à l'étirement tendait à décroître avec une augmentation de la pression.

D'après [Law and Sung, 2000], les études réalisées sur des flammes coniques (pour lesquelles il faut rappeler que l'étirement est négatif contrairement aux flammes de stagnation) montrent, comme cela est prévu par la théorie, qu'une augmentation de la courbure augmente la température de flamme dans le cas où $Le > 1$ et diminue cette température dans le cas où $Le < 1$. La diminution de température évoquée précédemment peut aboutir à l'extinction de l'élément de front de flamme. Il s'agit alors du phénomène de « tip opening ». Ces observations sont confirmées par les travaux de [Yokomori and Mizomoto, 2003] consistant à mesurer la température d'une flamme stabilisée dans un écoulement en V et un écoulement 3V (non-uniformités spatialement périodiques) (Figure 21 et Figure 22). En effet, cette étude montre que dans le cas d'une courbure positive, l'accroissement de la courbure diminue la température d'une flamme caractérisée par $Le > 1$, tandis que dans le cas d'une courbure négative, un accroissement de courbure entraîne une augmentation de la température de flamme.

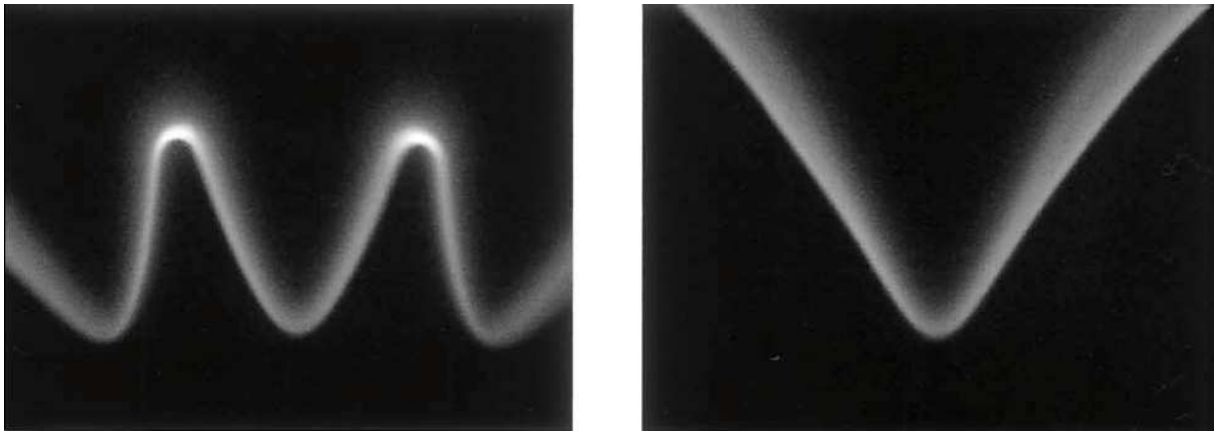


Figure 21: photographies des deux configurations expérimentales de [Yokomori and Mizomoto, 2003], la flamme 3V à gauche et la flamme en V à droite.

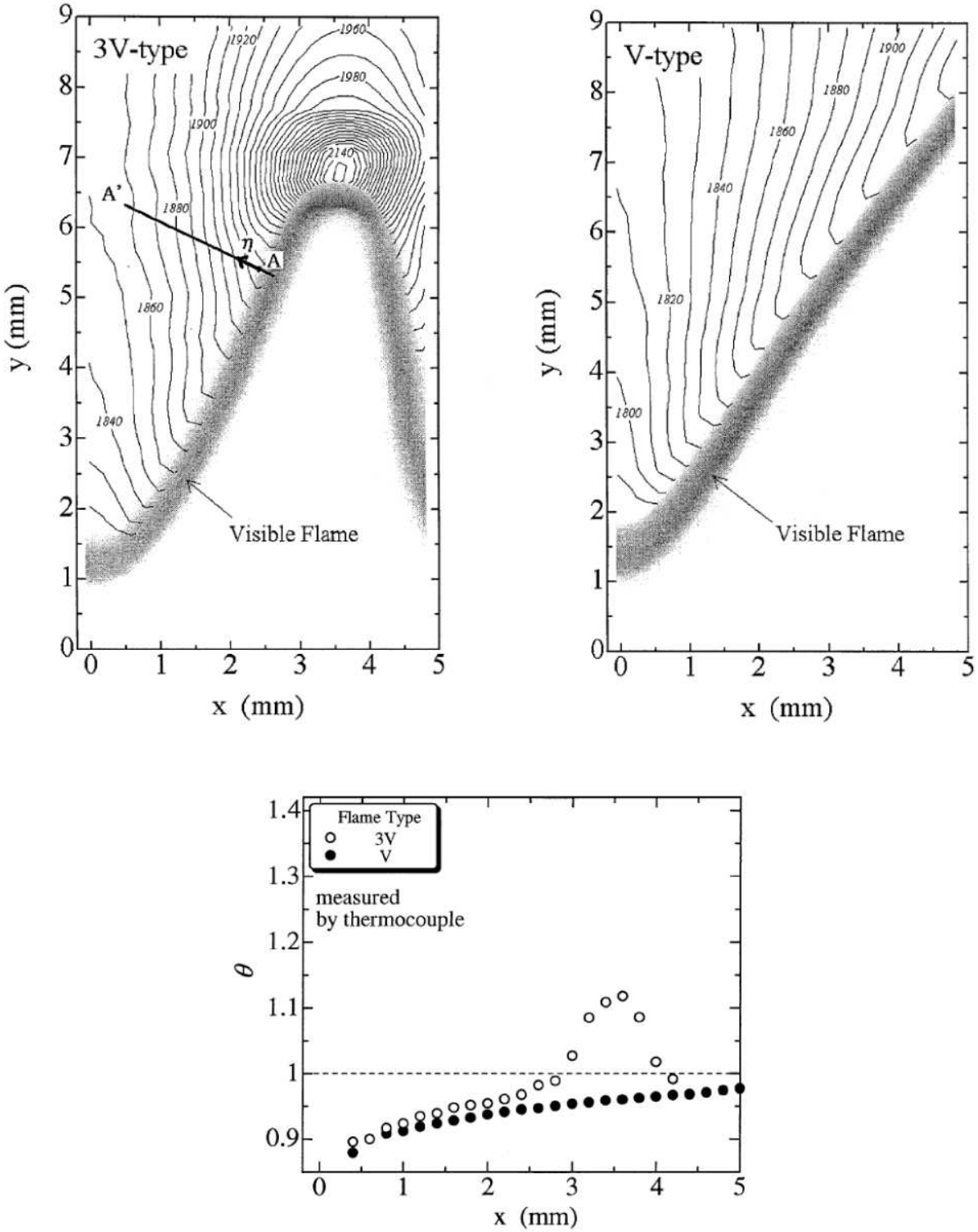


Figure 22: En haut, champs de température dans la région post flamme dans la configuration de flamme 3V (à gauche) et de flamme en V (à droite). En bas, température de flamme adimensionnée par la température adiabatique de flamme le long du front de flamme pour les deux configurations. Issue de [Yokomori and Mizomoto, 2003].

En se basant sur les travaux théoriques de [Chung and Law, 1988], [Sung, Liu et al., 1996] proposent, dans le cadre d'une étude dans une configuration de flammes à jets opposés, une relation linéaire pour caractériser la variation du ratio de l'épaisseur de flamme étirée (δ) par l'épaisseur de flamme adiabatique non étirée (δ^0) :

$$\frac{\delta}{\delta^0} = 1 - \frac{Ze}{2}\left(\frac{1}{Le} - 1\right)Ka \tag{30}$$

Ze étant le nombre de Zeldovich défini par :

$$Ze = \frac{E_a}{R(T_{ad})^2}(T_{ad} - T_u) \tag{31}$$

Le représente le nombre de Lewis, Ka le nombre de Karlovitz, E_a l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfait, T_{ad} la température adiabatique de flamme et T_u le température des gaz frais.

Notons que la relation proposée initialement par [Sung, Liu et al., 1996] a été corrigée d'après les travaux de [Sung, Liu et al., 1995] et de [De Goey, Plessing et al., 2005] en remplaçant le nombre d'Arrhenius par le nombre de Zeldovich.

En définissant l'épaisseur de flamme comme la largeur à mi-hauteur du profil du gradient de température, les auteurs ont observé une très bonne correspondance entre les prédictions issues de leur formulation analytique et les résultats de leurs calculs numériques pour de faibles valeurs du nombre de Karlovitz. En effet, comme cela est représentée sur la Figure 23, pour une flamme CH_4/Air stœchiométrique (Le≈1), l'épaisseur de flamme semble peu influencée par l'étirement (une très faible augmentation de l'épaisseur de flamme est prédite). Pour une flamme CH_4/Air de richesse 0.52 (Le<1), on observe une décroissance de l'épaisseur de flamme avec l'étirement. Enfin pour une flamme C_3H_8/Air de richesse 0.81 (Le>1), une augmentation de l'épaisseur de flamme est observée avec l'étirement.

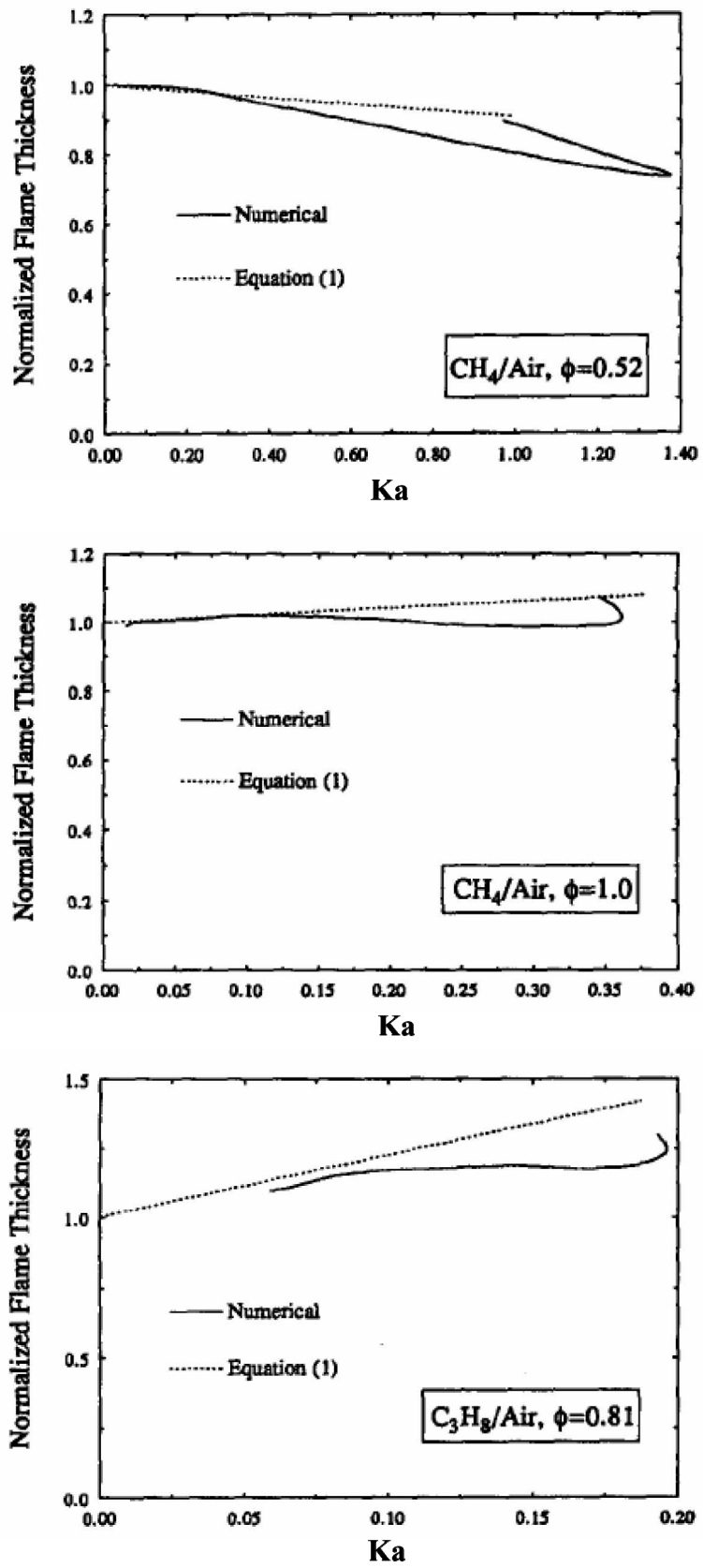


Figure 23: Comparaison entre les prédictions issues de la relation (30) et les résultats de calculs numériques réalisés pour des flammes de prémélange CH_4/Air (phi = 0.52 et phi = 1.0) et C_3H_8/Air (phi = 0.81). Issue de [Sung, Liu et al., 1996].

On peut également citer les travaux de [De Goey, Plessing et al., 2005] dans lesquels le ratio de l'épaisseur de flamme étirée (δ) par l'épaisseur de flamme adiabatique non étirée (δ^0) est relié au nombre de Markstein tels que :

$$\frac{\delta}{\delta^0} = 1 + KaM_b^* + O(Ka^2) \tag{32}$$

Avec :

$$M_b^* = \frac{Ze}{2}(Le-1)(1+\tau)\times\int_0^\tau \frac{\ln(1+x)}{x^2}\left(\frac{x}{\tau}\right)^{Le} dx \tag{33}$$

Ze est le nombre de Zeldovich défini par :

$$Ze = \frac{E_a}{R(T_{ad})^2}(T_{ad} - T_u) \tag{34}$$

τ est un facteur d'expansion défini par :

$$\tau = \frac{(T_{ad} - T_u)}{T_u} \tag{35}$$

Le est le nombre de Lewis, T_{ad} est la température adiabatique de flamme, T_u est la température des gaz frais et x la coordonnée spatiale.

Notons que l'épaisseur de flamme est ici définie par :

$$\delta = \frac{(T_i - T_u)}{\left.\frac{dT}{dx}\right|_{\max}} \quad \text{avec} \quad T_i = T\left|_{\left.\frac{dT}{dx}\right|_{\max}}\right. \tag{36}$$

Comme cela est représenté sur la Figure 24, les auteurs ont appliqué la relation (32) aux résultats de calculs numériques réalisés pour une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7 (Le = 0.97). On constate une évolution quasi linéaire de l'épaisseur de flamme pour les faibles valeurs du nombre de Karlovitz. Les variations prédites restent cependant très faibles ce qui, d'après les auteurs, peut être attribué au fait que le nombre de Lewis est proche de l'unité.

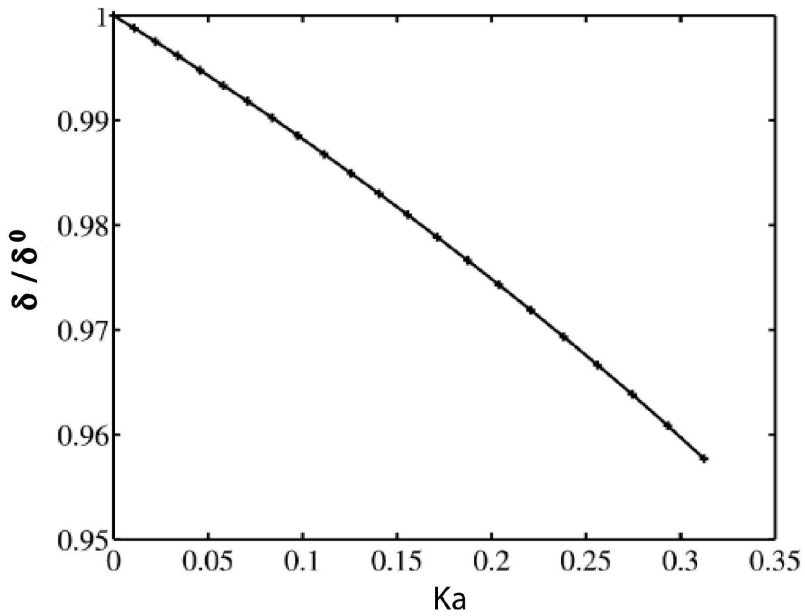


Figure 24: Application de la formulation (32) aux résultats de calculs numériques réalisés pour une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7 (Le = 0.97). Issue de [De Goey, Plessing et al., 2005].

Les rappels théoriques sur les principaux paramètres physico-chimiques liés au phénomène de combustion, nous ont permis de décrire dans le détail la structure d'un front de flamme laminaire de prémélange.

L'étude des principaux facteurs d'instabilité (phénomène de non équidiffusion, facteur hydrodynamique) a mis en évidence les difficultés liées à la stabilisation d'un front de flamme dans les principales configurations expérimentales mises au point pour l'étude des flammes laminaires.

Nous avons vu que la nature du mélange et celle de l'écoulement pouvaient générer des contraintes sur le front de flamme, caractérisées par le facteur d'étirement, dont différentes formulations ont été présentées. Une synthèse des connaissances acquises sur le rôle de l'étirement dans la propagation d'un front de flamme a été faite, semblant indiquer que l'impact de l'étirement est plus marqué sur la vitesse de propagation que sur la structure interne du front de flamme. L'effet est d'autant plus marqué que le nombre de Lewis s'éloigne de l'unité. Cependant, on remarque que le nombre d'études traitant de l'impact de l'étirement sur la structure interne d'un front de flamme laminaire est faible. De nouveaux travaux dans cette voix ont donc un réel intérêt scientifique.

Partie 2 : Développement des outils expérimentaux et numériques

Dans cette partie, les outils expérimentaux et numériques développés au cours de ce travail de Thèse vont être présentés. Nous commencerons par décrire le dispositif expérimental constitué du brûleur à jets opposés, de la chambre haute pression et du dispositif de gestion des gaz. Nous nous intéresserons par la suite à la mise en place du diagnostic de vélocimétrie par imagerie de particules pour caractériser les conditions d'étirements dans lesquelles évoluent les flammes étudiées. Ensuite, nous focaliserons notre attention sur la mise en place du diagnostic d'étude de la diffusion Rayleigh monoplan destiné à étudier les fronts de flamme laminaire. Enfin, nous décrirons en détail les méthodes numériques qui ont été utilisées pour simuler les phénomènes investigués.

5. Le dispositif d'étude des flammes à jets opposés laminaires

Nous allons décrire dans ce chapitre les éléments de la chaîne expérimentale jouant un rôle important dans la stabilisation des flammes laminaires de prémélange en configuration de jets opposés. Nous présenterons tout d'abord les caractéristiques du brûleur à contre-courant. Nous nous attarderons ensuite sur l'insertion de ce brûleur dans la chambre haute pression du laboratoire dont les caractéristiques seront exposées. Enfin, nous focaliserons notre attention sur l'alimentation de l'installation et notamment sur les problèmes liés à la contamination des gaz par des métaux carbonyles.

5.1. Le brûleur à jets opposés laminaires

Le brûleur utilisé dans cette étude est celui développé par [Bouvet, 2009] durant ses travaux de Thèse. Nous en ferons ici une brève description. Pour obtenir de plus amples informations sur le développement de ce brûleur, le lecteur pourra s'orienter vers la référence ci-dessus.
Le schéma du brûleur à jets opposés est présenté sur la Figure 25.

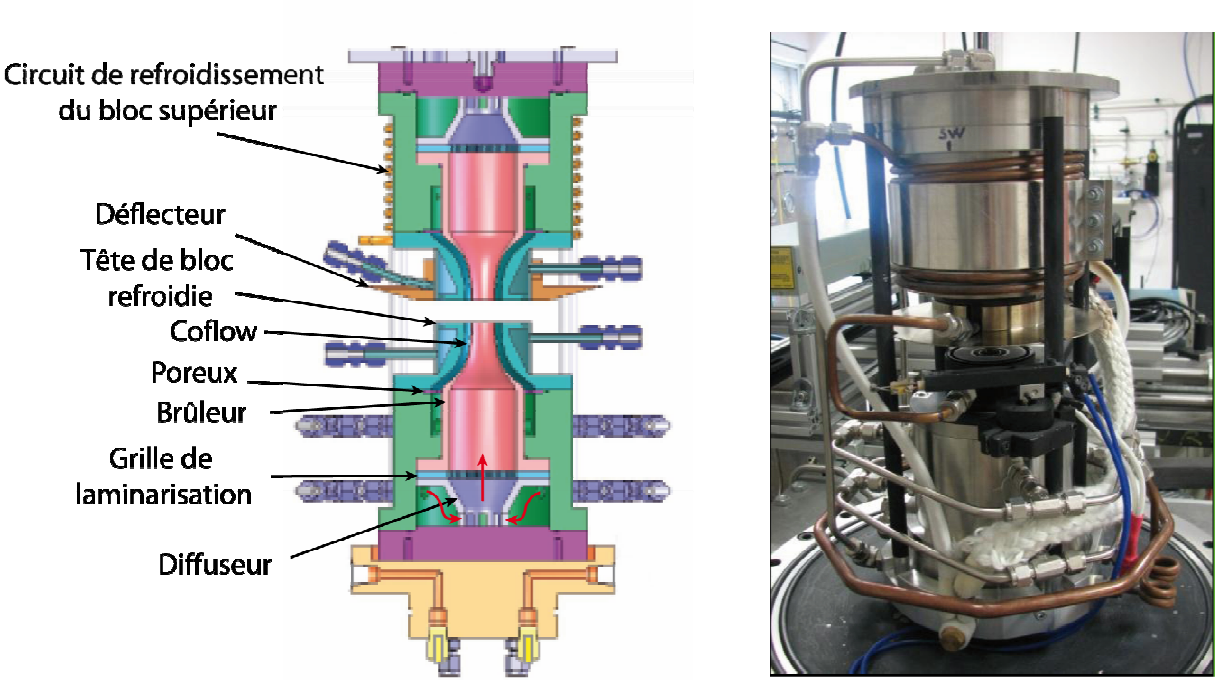


Figure 25: Schéma des brûleurs à jets opposés (à gauche) et photographie de ce dernier installé sur le socle de la chambre haute pression (à droite).

On remarque que ce dernier se compose d'un bloc inférieur et d'un bloc supérieur, maintenus précisément à distance par quatre colonnes en aluminium (ces dernières n'apparaissent pas sur le schéma). Le mélange est introduit à la base de chaque bloc. Il traverse ensuite un diffuseur rempli de billes de verre d'un diamètre de 6 mm, suivi d'une grille de laminarisation. Il passe ensuite dans le brûleur, débutant par une section droite et se terminant par un convergent, dont le profil est en partie basé sur la formulation empirique de [Rolon, 1988]. Les lèvres des brûleurs ont une épaisseur de 0.5 mm, limitant ainsi le phénomène de recirculation en aval de celles-ci. Pour protéger l'écoulement principal des perturbations extérieures, un écoulement coaxial de gaz neutre est utilisé. L'homogénéisation de ce dernier est assurée par un poreux placé en amont du convergent. L'intérêt de ce coflow est également de limiter l'apparition d'instabilités de Kelvin-Helmholtz.

Pour éviter la montée en température des brûleurs, la tête de chaque bloc comporte un circuit de refroidissement liquide. Pour écarter les gaz chauds du bloc supérieur, ce dernier est équipé d'un déflecteur en inox monté sur la tête du bloc. La partie supérieure de ce dernier est elle aussi équipée d'un circuit de refroidissement liquide. Le circuit de refroidissement global a été initialement connecté au réseau commun, l'eau circulant du bloc supérieur au bloc inférieur. Il a été observé que la température de l'eau de ce réseau pouvait varier d'environ 10°C entre l'hiver et l'été et que cette variation se répercutait sur la température du mélange en sortie de brûleur avec une amplitude similaire.

En plus de poser le problème de la reproductibilité des mesures à long terme, la chute de température du réseau en hiver génère un phénomène de condensation sur la tête du bloc supérieur rendant impossible tout diagnostic optique. Un bain thermo régulé HAAKE DC1 a donc été installé pour contrôler la température des brûleurs. Pour l'ensemble des expériences, la température du circuit de refroidissement a été fixée à $300 \pm 3K$.

Enfin, l'allumage des flammes est assuré par un filament chauffant fixé à l'extrémité d'un bras articulé, actionné par un électroaimant.

5.2. La chambre haute pression

Nous avons vu au chapitre précédent que les flammes laminaires, et particulièrement les flammes laminaires à jets opposés, peuvent être très facilement perturbées par le milieu environnant. De plus, comme nous allons le voir par la suite, l'étude de la structure de flamme par un diagnostic de diffusion Rayleigh requiert que le mélange ainsi que l'environnement de la flamme soient exempts de toutes particules, même micrométriques, qui pourraient perturber l'imagerie. Enfin, pour des raisons de sécurité, il est préférable que la combustion de mélanges à base d'hydrogène et/ou de monoxyde de carbone se fasse en milieu fermé, ventilé et sécurisé. Pour toutes ces raisons, le brûleur à jets opposés précédemment décrit a été inséré dans la chambre haute pression du laboratoire ICARE, représentée sur la Figure 26.

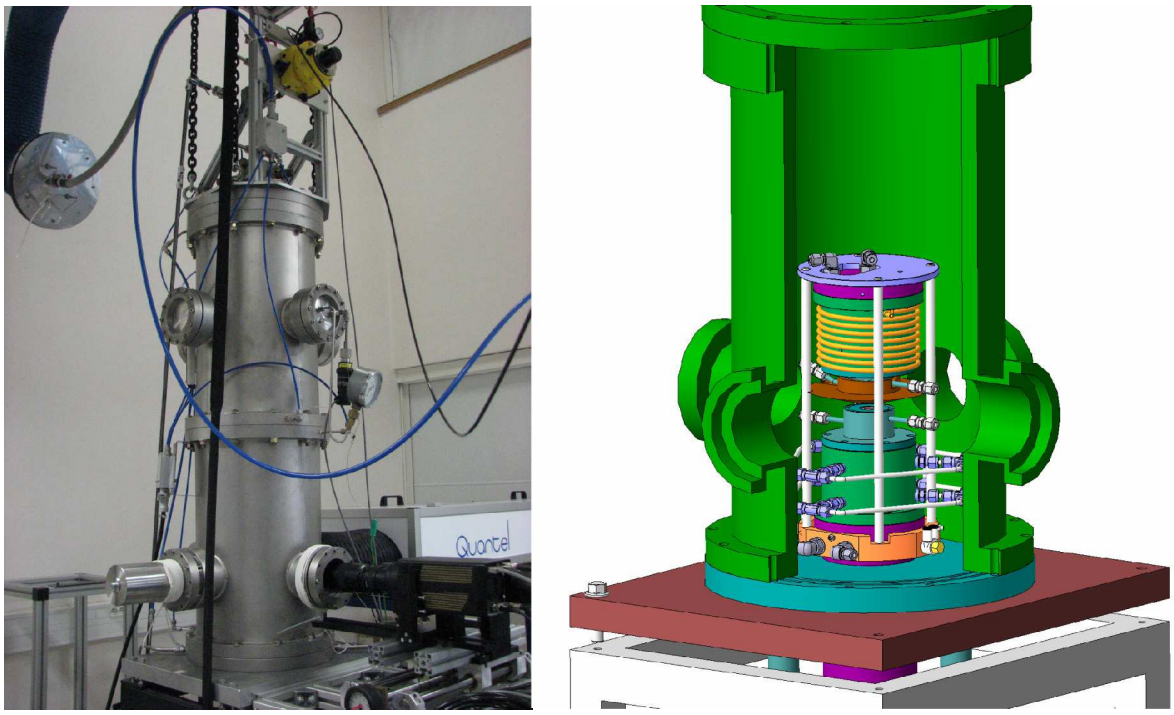


Figure 26: Photographie de la chambre haute pression (à gauche) et schéma de l'insertion du brûleur à contre-courant dans celle-ci (à droite).

Cette chambre se compose de deux segments cylindriques superposés. Son diamètre intérieur est de 30 cm pour un volume total de 80 litres. Développée pour des études de flammes turbulentes à haute pression, elle est caractérisée par une pression de service de 10 bars et une pression d'épreuve de 15 bars. La pression interne est régulée par une vanne électropneumatique KAMMER. La consigne de pression est fournie par une interface numérique et le retour de consigne est assuré par un capteur de pression fixé sur la chambre. Un dispositif de dépressurisation d'urgence a été installé en cas d'augmentation brusque de pression pour éviter que cette dernière ne dépasse la pression de service. Il se compose de deux soupapes de sécurité relayées par de deux disques de rupture. La sortie de chacun de ces composants est redirigée vers un conduit d'aération.

La chambre dispose d'un circuit de refroidissement de type double parois à l'intérieur desquelles circule l'eau du réseau commun depuis la base de chaque segment jusqu'à leur sommet. La température de la chambre est mesurée par un thermocouple placé sur la partie haute du segment supérieur. Un système de chauffage des hublots par fils chauffant permet d'éviter la formation de buée, perturbant l'imagerie et pouvant engendrer la destruction de hublots lors des diagnostics lasers à haute densité d'énergie.

Pour l'exploration des flammes, le segment inférieur est équipé de quatre accès optiques dont un est obturé pour permettre le passage de l'alimentation du dispositif d'allumage de la flamme. L'exploration horizontale de la flamme est assurée par un banc micrométrique sur lequel sont installés les éléments d'acquisition. L'exploration verticale est rendue possible par translation d'un piston à travers la base de la chambre, sur lequel peuvent être fixés les brûleurs étudiés. Le déplacement est contrôlé par un système moteur électrique/visse sans fin secondé par deux vérins hydrauliques connectés à la chambre.

Les gaz brûlés sont refroidis puis dilués et enfin évacués via un conduit d'aération hermétique. L'eau condensée sur les parois de la chambre et sur le bloc de refroidissement des gaz chauds est récupérée dans un vase d'expansion haute pression. Compte tenu du volume important de la chambre, l'extraction des gaz toxiques et des particules d'ensemencements (utilisées pour le diagnostic PIV) est très longue. Une pompe à vide a donc été placée en parallèle de la chambre pour la dépressuriser, nous permettant ainsi d'intervenir rapidement et en toute sécurité à l'intérieur de celle-ci.

5.3. L'alimentation de l'installation

5.3.1. Les gaz

L'alimentation en gaz est de deux types. L'air utilisé pour le mélange est fourni par un compresseur KAESER SK 26 caractérisé par une pression de service maximum de 13 bars et un débit maximum de 1.68 m^3/min. Tous les autres gaz (H_2, CO, CH_4, N_2 et He) sont stockés sous forme de bouteilles de type B50 fournies par Air Liquide. Ces dernières sont stockées dans un local ventilé équipé d'un détecteur de monoxyde de carbone et d'un détecteur de limite d'explosivité.

Nous avons évoqué précédemment que le diagnostic d'étude de la diffusion Rayleigh nécessitait l'utilisation d'un écoulement exempt de toutes particules même micrométriques. De plus, nous verrons dans le chapitre dédié à cette technique que la composition du mélange doit être connue avec précision. Enfin, il faut s'assurer que l'écoulement ne soit pas chargé en métaux carbonyles dont l'origine et les effets sur la flamme seront décrits dans la suite. Pour toutes ces raisons, nous avons sélectionné des gaz de grandes puretés, dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.

Nature du gaz	Type pureté	Pureté (%)
H_2	ALPHA 2	99.999
CO	N47	99.997
CH_4	N45	99.995
N_2	ALPHA 1	99.999
He	ALPHA 1	99.999

Tableau 2: Type et puretés des gaz utilisés lors de nos expériences.

L'air issu du compresseur est filtré grâce à un couple de filtres haute capacité Atlas Copco PD 17 et DD 17 piégeant les particules de diamètres supérieurs à $0.01\mu m$.

5.3.2. Les métaux carbonyles

D'après [Williams and Shaddix, 2007], la caractérisation des flammes de prémélange à base de monoxyde de carbone peut être biaisée par une contamination en métaux carbonyles, principalement en fer pentacarbonyle ($Fe[CO]_5$) et en nickel tetracarbonyle ($Ni[CO]_4$), qui agissent comme de puissants inhibiteurs de flamme. En effet, le monoxyde de carbone peut, dans certaines conditions, réagir avec le fer et le nickel contenu dans l'inox, un matériau régulièrement utilisé dans les dispositifs de production du CO, certaines bouteilles utilisées pour le stockage du gaz et les circuits d'alimentation en gaz. [Tepe, Vassallo et al., 1999] ont mesuré des concentrations en fer pentacarbonyle allant de 30 à 90 ppm en sortie de bouteilles de monoxyde carbone. Les réactions de formation des deux espèces carbonyles citées précédemment sont les suivantes :

$$Fe + 5CO \rightarrow Fe(CO)_5 \qquad Ni + 4CO \rightarrow Ni(CO)_4$$

Bien que ces réactions soient grandement favorisées par une pression et/ou une température élevée, conditions rencontrées dans les dispositifs de production de CO et les bouteilles de stockage, la formation du nickel tetracarbonyle est tout de même significative à basse pression, entraînant un risque de contamination du CO lors de son passage dans le circuit d'alimentation.

Motivées principalement par le besoin d'une solution alternative au Halon 1301, inhibiteur de flamme très souvent utilisé dans les dispositifs d'extinction d'incendies (mais nocif pour la couche d'ozone), de nombreuses études ont démontré le caractère inhibiteur des métaux carbonyles. On peut par exemple citer les travaux de [Lask and Wagner, 1962]. [Reinelt and Linteris, 1996] ont montré que la vitesse fondamentale de propagation de flamme de prémélange pouvait être très fortement réduite par une infime quantité de fer pentacarbonyle. Seulement 100 ppm de $Fe(CO)_5$ suffisent à faire chuter de 30% la vitesse fondamentale de propagation d'une flamme $CH_4/O_2/N_2$ stœchiométrique à pression atmosphérique. De plus, comme cela est représenté sur la Figure 27, ils remarquent que pour de faibles concentrations en $Fe(CO)_5$ (<100ppm), la réduction de la vitesse fondamentale de propagation de flamme est proportionnelle à l'augmentation de la concentration de l'inhibiteur tandis qu'au-delà de cette limite, l'impact de l'ajout d'inhibiteur tend à se stabiliser. Enfin, l'inhibition semble être plus marquée pour des mélanges pauvres et pour des mélanges dilués. Ces tendances se retrouvent pour d'autres mélanges investigués, comme le mélange $CO/O_2/H_2/N_2$ étudié par [Rumminger and Linteris, 2000].

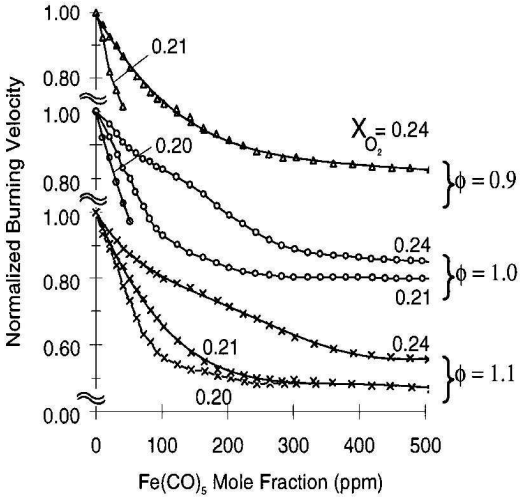


Figure 27: Vitesses de flamme normalisées pour différents mélanges $CH_4/O_2/N_2$ en fonction de la teneur en fer pentacarbonyles ($FeCO_5$). Les mesures ont été réalisées pour trois valeurs de richesses ainsi que trois valeurs de la fraction molaire de O_2. Issue de [Reinelt and Linteris, 1996].

Pour tenter de simuler ce phénomène d'inhibition, [Rumminger, Reinelt et al., 1999] ont développé un mécanisme réactionnel intégrant la chimie liée à la présence de fer pentacarbonyle. Tandis qu'un bon agrément est trouvé pour les faibles concentrations en $Fe(CO)_5$ (<100ppm), la stabilisation de l'impact de l'inhibiteur n'est pas observée. Les travaux de [Rumminger and Linteris, 2000] et [Rumminger and Linteris, 2002] ont montré que c'était la formation de particules par condensation des métaux carbonyles dans le front de flamme qui, en « neutralisant » un certain nombre de molécule de $Fe(CO)_5$, était à l'origine de la stabilisation de l'inhibition. Ce phénomène ne pouvait être prédit par le mécanisme de [Rumminger, Reinelt et al., 1999]. [Rumminger and Linteris, 2000] ont montré que ces particules, dont le diamètre a été estimé entre 10 et 30 nm dans le cas d'une flamme de prémélange, sont localisées dans la zone de réaction et plus précisément proche du pic de fraction molaire des atomes H. Cela soulève un deuxième problème lié à la contamination par les métaux carbonyles : celui de la diffusion parasite générée par ces particules durant le diagnostic Rayleigh.

Comme le montre la Figure 28, la diffusion de ces particules (diffusion de Mie) est bien supérieure en intensité à la diffusion des molécules composant le gaz (diffusion Rayleigh), biaisant ainsi l'étude de la structure de la flamme par diagnostic Rayleigh.

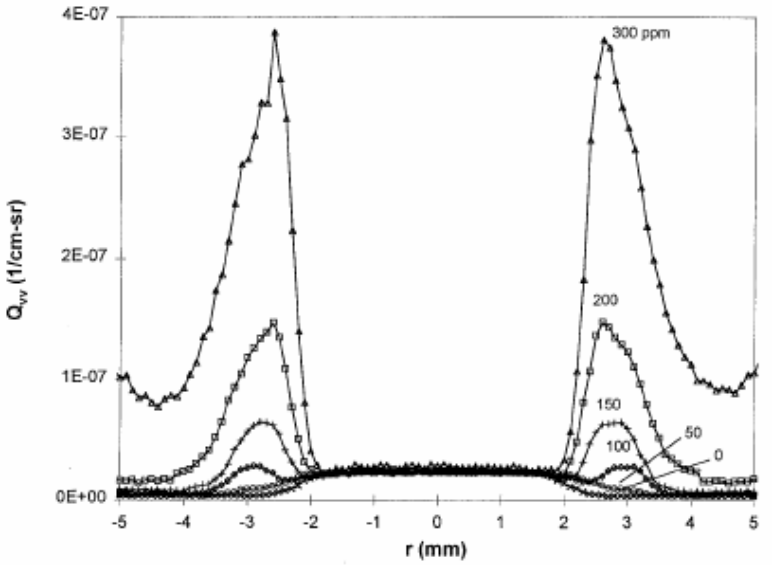


Figure 28: Section efficace de diffusion mesurée à travers une flamme CH_4/air, 7 mm au dessus d'un brûleur de type MACHE-HEBRA pour différentes valeurs de la teneur en fer pentacarbonyles ($FeCO_5$). Le signal recueilli pour une teneur nulle en $FeCO_5$ correspond au signal Rayleigh. Issue de [Rumminger and Linteris, 2000].

Pour toutes ces raisons, une attention particulière a été portée à la conception de l'alimentation en monoxyde de carbone. Tout d'abord, ce dernier est stocké dans des bouteilles en aluminium. Ensuite, la ligne a été entièrement conçue en cuivre et en laiton, pour éviter la formation de métaux carbonyles. De plus, un piège froid a été mis en place. Ce dernier consiste à immerger une partie de la ligne dans un bain d'éthanol refroidi jusqu'à -50°C par de l'azote liquide, permettant de condenser les métaux carbonyles. Toutes ces dispositions nous ont permis de nous affranchir de la contamination en métaux carbonyles.
Une attention particulière a également été portée sur la compatibilité du monoxyde de carbone avec les différents matériaux utilisés dans la conception des composants hydrauliques tels que les vannes et les détendeurs.

5.3.3. La gestion des débits

Dans nos travaux, nous nous sommes intéressés : 1) au prémélange H_2/CH_4/Air de richesses 0.6, 0.7 et 0.8, avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 20, 30, 40 et 50%, 2) au prémélange H_2/CO/Air de richesses 0.4, 0.5 et 0.6, avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 20, 30, 40 et 50%. Notons que les vitesses de propagation laminaires de flamme (et donc les débits de prémélange) sont similaires pour les deux prémélanges étudiés, malgré l'écart entre les gammes de richesses.

La gestion des débits est assurée par des débitmètres thermiques massiques BROOKS, pilotés numériquement grâce à une interface LABVIEW développée dans les travaux de [Bouvet, 2009]. Pour que les conditions de débits soient strictement identiques entre les deux brûleurs, chacun d'entre eux est alimenté séparément par une rampe de débitmètres composée d'un débitmètre pour l'air, de deux débitmètres pour l'hydrogène et de deux débitmètres pour le monoxyde de carbone ou le méthane.

Le nombre plus important de débitmètres sur les lignes de carburants permet de disposer d'une plus large plage de débit, condition indispensable à l'étude de la combustion prémélange des flammes H_2/CO/Air.

L'alimentation des écoulements coaxiaux en gaz inerte est assurée par un seul débitmètre, l'écoulement étant réparti sur deux lignes à l'approche de la chambre grâce à un système de by-pass équipé de vannes réglables. Le détail des affectations des différents débitmètres et leurs caractéristiques de régulation sont résumés dans le Tableau 3.

<table>
<tr><th></th><th>Gaz</th><th>Gamme (L/min)</th><th>Modèle</th><th>Précision</th><th>Répétabilité</th></tr>
<tr><td rowspan="5">Idem brûleurs 1 et 2</td><td rowspan="2">H_2</td><td>0.5</td><td>5850S</td><td rowspan="6">± 0.7% de la consigne + 0.2% de la pleine échelle</td><td rowspan="6">± 0.25% de la consigne</td></tr>
<tr><td>5</td><td>5850S</td></tr>
<tr><td rowspan="2">CO ou CH_4</td><td>2</td><td>5850S</td></tr>
<tr><td>20</td><td>5850S</td></tr>
<tr><td>Air</td><td>20</td><td>5851S</td></tr>
<tr><td>Coflow</td><td>N_2 ou He</td><td>100</td><td>5851S</td></tr>
</table>

Tableau 3: Caractéristiques des débitmètres utilisés.

Tous les débitmètres sont étalonnés en gaz réel grâce à des compteurs à jauges hydrauliques ACTARIS de 1 L ou 5 L ou une colonne à bulle de 100 ml, selon leur pleine échelle. Les étalonnages ont été vérifiés par chromatographie en phase gazeuse. L'incertitude de régulation a été estimée inférieure à 1.5%, entre 5% et 95% de la pleine échelle des débitmètres.

Des mesures de pressions dans les lignes ont montré que l'utilisation d'un dispositif d'ensemencement pour la PIV, qui est monté sur une seule ligne, impliquait des pertes de charge significativement différentes d'une ligne à l'autre. Les variations de pressions qui en résultent, en aval des débitmètres, peuvent biaiser la régulation de débits. De plus, comme cela a été évoqué précédemment, le principe de notre étude repose sur une stricte similarité entre les conditions expérimentales PIV et Rayleigh.

Or dans cette dernière configuration, le dispositif d'ensemencement est démonté d'une part, et d'autre part des filtres haute capacité sont installés pour nettoyer les gaz. Il en résulte des pertes de charges significativement différentes d'une configuration à l'autre qui doivent être prise en compte. Des capteurs de pression ont donc été installés en aval des débitmètres, couplés à des vannes de régulation installées en fin de ligne, permettant d'égaliser les pertes de charge d'une ligne à l'autre et d'une configuration à l'autre.

Enfin, les premiers essais ont mis en évidence des instabilités de régulation se traduisant par des sursauts des fronts de flamme. Leur origine n'a cependant pas pu être déterminée. Des volumes morts ont donc été installés en amont de la chambre pour amortir ces instabilités.

Nous avons vu comment le dispositif de flamme à jets opposés avait été couplé à l'installation haute pression du laboratoire ICARE. L'utilisation de monoxyde de carbone a nécessité la mise en place de mesures particulières, que ce soit en termes de sécurité (mise en place de détecteurs de CO) ou de compatibilité avec les matériaux constituant traditionnellement les lignes d'alimentation en gaz. Un effort important a été fourni pour s'affranchir de la contamination en métaux carbonyles. De plus, une attention particulière a été portée sur la stabilité et la reproductibilité des expériences. Ainsi, des solutions techniques comme des volumes morts et un dispositif de contrôle des pertes de charge ont été mis en place légitimant la comparaison des résultats obtenus dans différentes configurations.

6. Etude expérimentale des conditions d'étirement : DPIV

Les conditions d'étirement ne peuvent être déterminées par le diagnostic Rayleigh. Or elles sont indispensables pour étudier l'impact de l'étirement sur la structure de la flamme. Pour caractériser l'écoulement, nous avons donc utilisé la vélocimétrie par imagerie de particule. La nature de ce diagnostic ainsi que sa mise en œuvre pour la caractérisation d'une flamme de stagnation, notamment sur ce brûleur, ont largement été détaillées dans [Bouvet, 2009]. Nous ferons donc ici une description succincte du principe et de son application. Le lecteur est invité à consulter la référence précédemment citée pour de plus amples informations.

6.1. La vélocimétrie par imagerie de particules : principe

Le principe de la Vélocimétrie par Imagerie de Particule (PIV) est de caractériser le champ de vitesse d'un écoulement en étudiant le déplacement de traceurs micrométriques introduit dans celui-ci. Pour ce faire, une fine tranche de l'écoulement est illuminée successivement par deux nappes laser pulsées, séparées par un intervalle de temps Δt. À chacune de ces illuminations, une image des traceurs, qui diffusent alors en régime de Mie, est faite grâce à une caméra CCD. La comparaison des deux clichés permet de déterminer le champ de déplacement des particules utilisées comme traceurs dans l'intervalle de temps Δt. En émettant l'hypothèse que l'intervalle de temps entre les deux pulses est inférieur au temps caractéristique de l'écoulement et que les traceurs suivent parfaitement l'écoulement en chaque point du champ, on obtient le champ de vitesse instantané de l'écoulement.

Plusieurs méthodes statistiques peuvent être utilisées pour déterminer les champs de vitesse à partir des images PIV. Elles reposent sur un principe similaire, représenté sur la Figure 29. En réalité, il ne s'agit pas d'étudier le déplacement de chaque traceur mais plutôt le déplacement de groupes de traceurs. Pour cela, les images sont divisées en cellules appelées **fenêtres d'interrogation**. C'est le déplacement de ces fenêtres qui va être déterminé. La taille des fenêtres doit donc être adaptée aux caractéristiques de l'écoulement, de manière à ce que le déplacement des traceurs soit homogène à l'échelle des fenêtres. L'utilisateur définit l'amplitude maximale du déplacement pouvant avoir lieu dans l'intervalle de temps Δt. Cela permet de définir, pour chaque cellule de l'image 1 de coordonnées (x1 ; y1), une surface dans l'image 2, centrée sur (x1 ; y1), dans laquelle toutes les fenêtres sont susceptibles de correspondre à la fenêtre de départ après son déplacement.

Une comparaison est effectuée, pixel à pixel, entre la fenêtre de départ et chacune des fenêtres appartenant à cette surface par une méthode de corrélation. Il est clair que plus le nombre de pixels dans la fenêtre d'interrogation est important, plus la corrélation sera fiable. Ainsi, pour chaque cellule de l'image 1 de coordonnées (x1 ; y1), une carte est définie, centrée sur (x1 ; y1), associant aux coordonnées de chaque cellule de la surface de l'image 2, le « degré de similarité » issu du calcul de corrélation. Il s'agit de la **carte de corrélation**. Dans le cas d'une imagerie de bonne qualité, la position la plus probable de la cellule de départ après son déplacement est définie sans ambiguïté par la position du pic principal de corrélation. Connaissant le déplacement de la fenêtre dans l'intervalle de temps Δt, on peut déterminer la vitesse de déplacement.

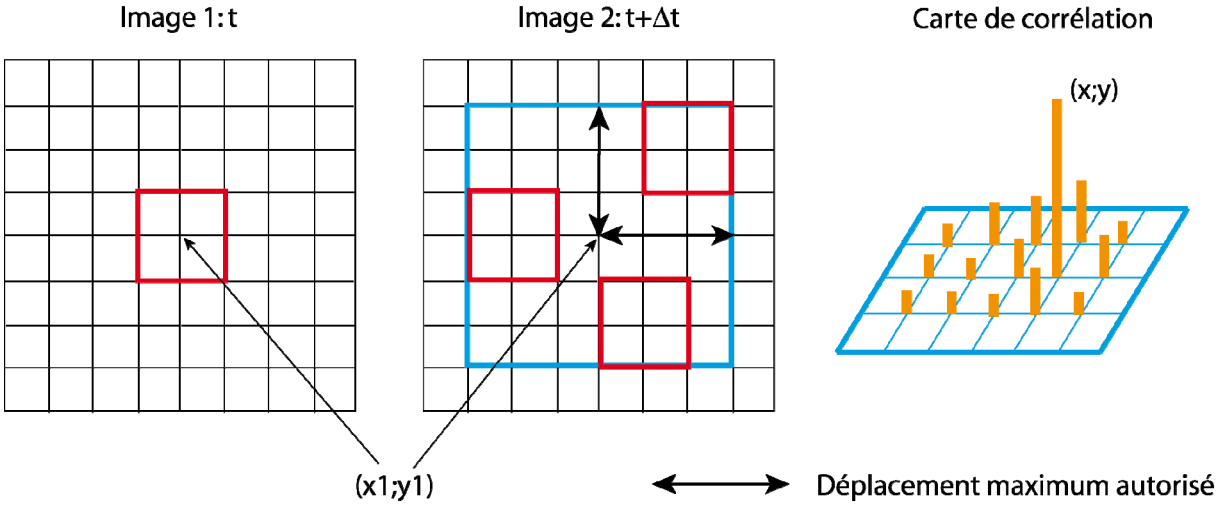


Figure 29: Schéma de principe du traitement PIV. Les fenêtres d'interrogation apparaissent en rouge, la surface définie par le déplacement maximal autorisé apparaît en bleu, les degrés de similarité sont représentés en orange sur la carte de corrélation.

6.2. Mise en œuvre du diagnostic

Le diagnostic PIV mis en œuvre dans cette étude, qui est identique à celui utilisé par [Bouvet, 2009], est représenté sur la Figure 30. Un dispositif d'émission Continuum Minilite, comportant deux lasers YAG, est utilisé pour générer des pulses laser d'une longueur d'onde de 532 nm, d'une énergie maximum de 25 mJ et d'une durée de 5 ns. Un dispositif optique, composé d'une lentille sphérique convergente de focale f = 592 mm, d'une lentille cylindrique divergente de focale f = -25.4 mm et d'un miroir, permet de former une nappe laser verticale orientée à travers la chambre haute pression de façon à la faire coïncider à l'axe des brûleurs au point de focalisation. Compte tenu de ces caractéristiques, l'épaisseur de la nappe dans la zone d'étude a été estimée à environ 200 µm. L'acquisition des images est assurée par une caméra CCD TSI PIVCAM, équipée d'un capteur 1008x1018 pixels, dont la

fréquence d'acquisition est de 14 Hz. Cette caméra, placée perpendiculairement à la nappe laser, est équipée d'un objectif NIKON Micro-Nikkor 105mm f/2.8 couplé à un multiplicateur de focale KENKO AFx2 TELEPLUS MC7. Cette caméra est synchronisée avec le dispositif d'émission grâce à un boitier de synchronisation TSI Laser Pulse.

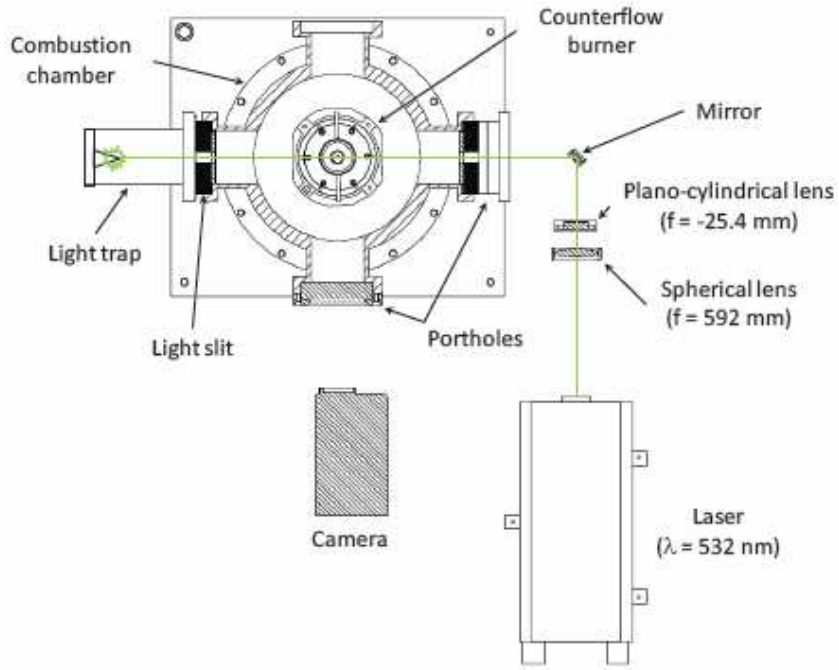


Figure 30: Schéma de la mise en place du diagnostic PIV pour l'étude des flammes laminaires à contre-courant dans la chambre haute pression du laboratoire. Issue de [Bouvet, 2009].

Pour s'affranchir de la chimiluminescence, un filtre passe-bande centré sur 532 nm et de largeur de bande égale à ± 3 nm a été monté sur l'objectif. Dans le but de faciliter la mise au point, tout en augmentant la dynamique de l'image, une ouverture de l'objectif de 5.6 a été utilisée pour cette étude.

Compte tenu du grandissement estimé à 0.72 et des différents paramètres sélectionnés pour le traitement PIV, que nous détaillerons par la suite, la résolution du diagnostic a été estimée à 200 µm.

6.3. L'ensemencement

Dans notre étude PIV, les traceurs sont des particules d'oxyde de zirconium d'un diamètre moyen de 1.8 µm fournies par VWR-PROLABO. [Bouvet, 2009] a montré que ces particules suivaient particulièrement bien l'écoulement des gaz frais et des gaz brûlés à condition que des mesures soient prises pour limiter leur agglomération.

C'est pour cela qu'un effort particulier a été produit pour l'optimisation du dispositif d'ensemencement.

L'introduction de ces particules dans l'écoulement s'effectue grâce à un dispositif d'ensemencement comportant, comme cela est représenté sur la Figure 31, un ensemenceur de type diffuseur et un cyclone montés en série. Un by-pass, équipé d'une vanne réglable, permet de forcer une certaine quantité de mélange à pénétrer dans l'ensemenceur par sa base. Le mélange traverse alors un poreux au-dessus duquel est entreposé un volume de particules. Les particules situées au-dessus sont entrainées par les gaz. Un tri est ensuite effectué dans le cyclone pour écarter les grosses particules issues d'une agglomération. En effet, le gaz arrive tangent à la paroi interne du cyclone, à la base de celui-ci. Il génère ainsi un écoulement rotatif qui plaque les plus grosses particules sur la paroi. Le gaz ressort par le sommet du cyclone, chargé en particules de tailles homogènes. De façon à équilibrer les pertes de charges entre la ligne de l'ensemenceur et celle du by-pass, un diffuseur est également installé sur cette dernière, facilitant grandement la manipulation du système.

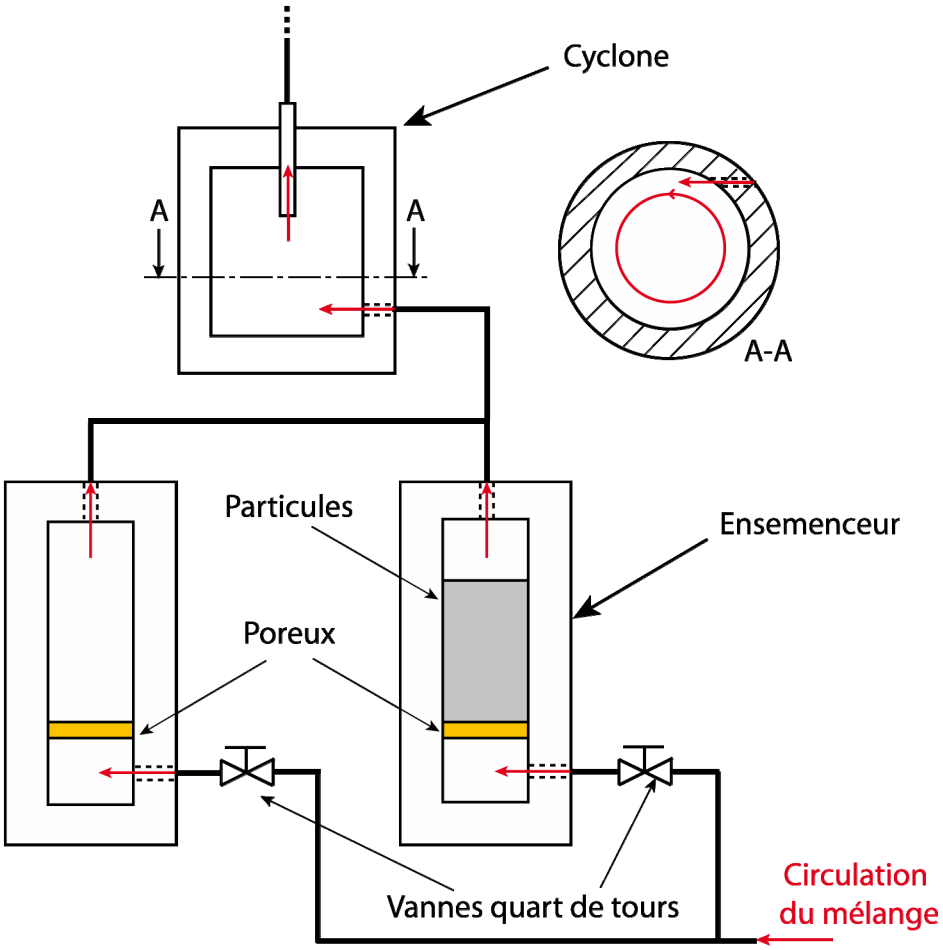


Figure 31: Schéma du dispositif d'ensemencement

Comme cela a été évoqué un peu plus haut, notre étude des conditions d'étirement repose à la fois sur la caractérisation des mouvements du fluide dans les gaz frais et les gaz brûlés. Cependant, la densité de particules dans ces derniers est beaucoup plus faible que dans les gaz frais à cause de l'expansion thermique, ce qui peut mettre à mal les corrélations. La quantité de particules introduites dans l'écoulement doit donc être assez importante. Cependant, la flamme montre rapidement des signes d'interaction significative avec l'ensemencement, principalement pour les hauts débits. La fenêtre de réglage de l'ensemenceur est donc réduite, rendant les expériences PIV très délicates.

La large gamme de débits requise pour la caractérisation de la flamme en fonction de l'étirement, notamment pour les flammes H_2/CO/air, est apparue comme une autre difficulté. En effet, malgré des optimisations apportées au dispositif d'ensemencement, la plage d'utilisation de ce dernier a été un facteur limitant dans nos travaux. Pour l'étude des mélanges très pauvres, nécessitant des débits faibles, il devient très difficile d'entraîner des particules.

De plus, dans ces conditions, le rendement du cyclone est faible. Cela se traduit par une densité plus faible de particules, dont les tailles sont disparates. Les corrélations sont alors très moyennes. À l'inverse, lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmente, les débits élevés font que l'introduction des particules dans l'écoulement n'est plus homogène. On observe alors des « bouffées » d'ensemencement qui viennent déstabiliser le front de flamme.

Enfin, il est important de noter que le bloc brûleur inférieur, dans lequel circule le mélange ensemencé, s'engorge très vite. Cela se traduit par des inhomogénéités d'ensemencement de plus en plus fréquentes, pour des débits de plus en plus faibles. Il est donc impératif d'ouvrir la chambre régulièrement afin de démonter le brûleur pour le nettoyer.

6.4. Le traitement des données DPIV

Les procédures de traitements des données PIV utilisées dans cette étude, que ce soit pour la détermination des champs de vitesse ou l'extraction des conditions d'étirement ressenties par la flamme, sont celles développées par [Bouvet, 2009]. Il ne sera donc pas fait ici un état de l'art des méthodes de traitement, mais simplement un descriptif de la méthode utilisée.

6.4.1. La détermination des champs de vitesse

Un effort important a été fait pour limiter les réflexions dans l'environnement de la zone d'étude. Les images obtenues présentent un bon rapport signal sur bruit. Il n'a donc pas été nécessaire de leur appliquer une procédure de soustraction du background avant le traitement statistique.

Le découpage des images en fenêtres d'interrogation a été effectué grâce à une méthode récursive, basée sur le critère de Nyquist. Elle consiste à effectuer deux découpages successifs. Le premier est grossier et permet de déterminer le champ de déplacement moyen des traceurs. Les dimensions des fenêtres d'interrogation sont alors de 64x64 pixels. Le deuxième découpage est plus fin avec une taille de cellule de 32x32 pixels. La recherche du déplacement le plus probable est alors optimisée grâce à l'utilisation du champ de déplacement moyen précédemment déterminé. Une autre particularité de cette méthode réside dans le principe de découpage. En effet, les cellules ne sont pas définies les unes à la suite des autres mais peuvent se chevaucher à hauteur de la moitié de leur superficie.

On augmente ainsi le nombre de vecteurs vitesse calculés, ce qui permet d'améliorer la précision de la technique.

Pour le calcul des corrélations entre les fenêtres, nous avons utilisé une méthode basée sur le théorème des corrélations croisées. Ce dernier stipule que la transformée de Fourier de la corrélation croisée de deux fonctions f et g est égale au produit de la transformée de Fourier de f par le complexe conjugué de la transformée de Fourier de g. Heureusement, la formulation de ce théorème est présentée ci-dessous :

$$f * g \Leftrightarrow F \cdot \overline{G}$$

Dans notre cas, cela consiste à déterminer la FFT (**Fast Fourier Transform**) de chacune des fenêtres à comparer, calculer le complexe conjugué de l'une d'entre elles, multiplier ce dernier par la FFT de l'autre fenêtre, puis calculer la FFT inverse du résultat pour obtenir la valeur de la corrélation croisée des deux fenêtres. Cette méthode, appelée « FFT Correlator » dans notre logiciel, permet de réduire considérablement le temps de traitement par rapport à un calcul direct des corrélations dans le domaine spatial.

Pour déterminer la position précise du pic de corrélation, nous avons employé une méthode de localisation subpixel basée sur l'utilisation d'un estimateur gaussien, représenté sur la Figure 32.

D'après les chiffres rapportés par [Bouvet, 2009], la précision d'une telle méthode, pour la localisation du pic de corrélation, peut aller jusqu'au 10e, voir jusqu'au 20e de pixel, pour une taille de cellule de 32x32 et une caméra 8 bits, au lieu d'une précision de ± 1 pixel pour une technique basée sur la résolution de l'image.

Nous avons représenté sur la Figure 33 une image PIV de l'écoulement ensemencé issu du brûleur inférieur et le champ de vitesse correspondant déterminé par notre procédure de traitement. On remarque trois zones distinctes sur l'image PIV :

- la zone hydrodynamique caractérisée par une forte densité en particules
- les gaz chauds dans lesquels la densité de l'ensemencement est plus faible à cause de la dilatation thermique. La frontière entre cette zone et la zone hydrodynamique correspond approximativement à la position du front de flamme.
- une zone sans particule correspondant à l'écoulement issu du brûleur supérieur non ensemencé. La frontière entre cette zone et les gaz chauds correspond au plan de stagnation.

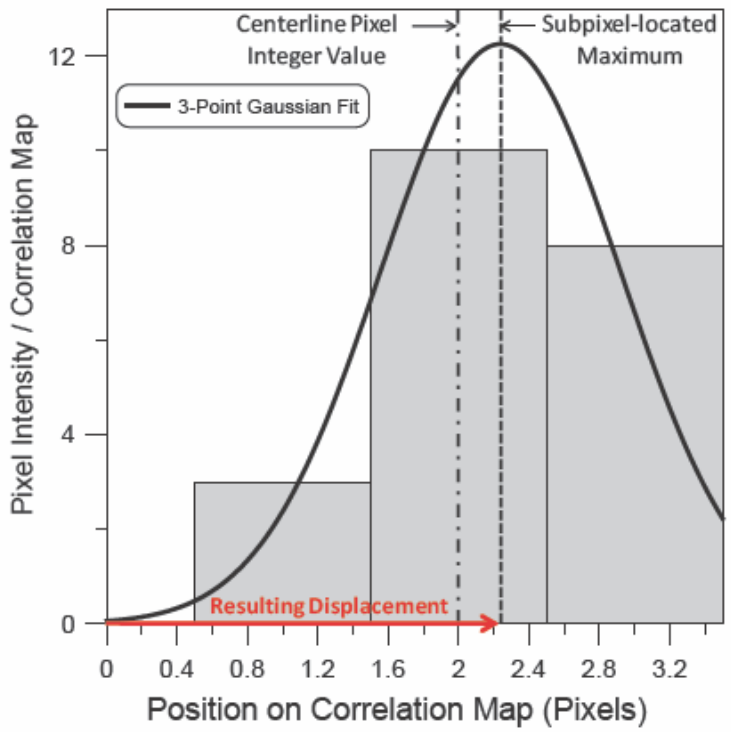


Figure 32: Représentation du principe de localisation subpixel par un estimateur gaussien. Issue de [Bouvet, 2009].

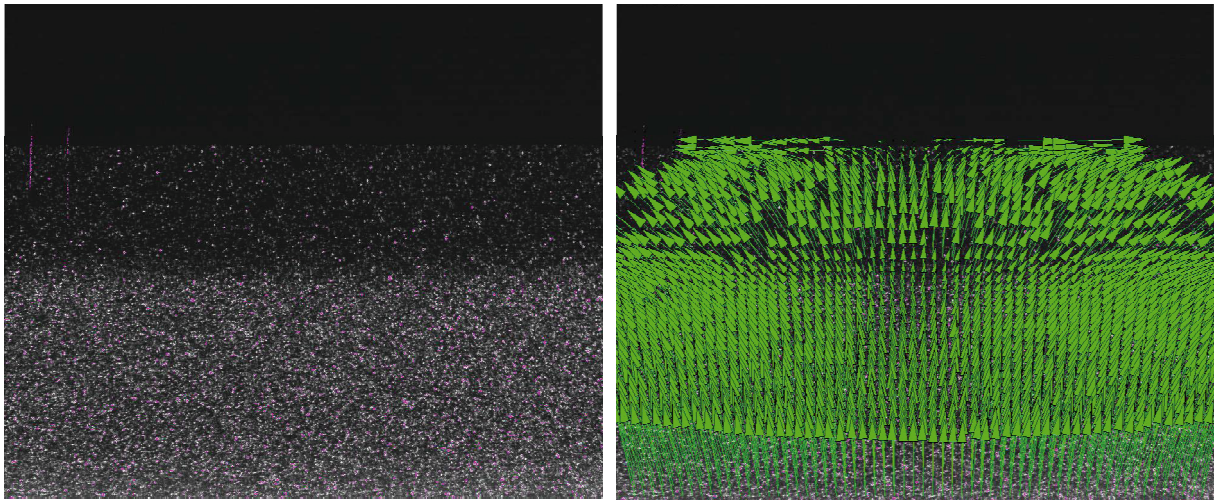


Figure 33: Cliché PIV de l'écoulement ensemencé issu du brûleur inférieur (à gauche) et champs de vitesse correspondant (à droite).

6.4.2. L'extraction des conditions hydrodynamiques

Pour chaque configuration à caractériser, une série de 250 paires d'images est enregistrée. Les champs de vitesse sont stockés séparément sous forme de fichiers texte. Chaque fichier contient les coordonnés des vecteurs, exprimées en nombre de cellules (1008x1018 pixels répartis par cellule de 32x32 pixels avec 50% de recouvrement $\Rightarrow$ 61x64 cellules), les composantes axiales et radiales de la vitesse et différentes informations sur les conditions d'acquisition.

Les conditions hydrodynamiques ont été étudiées en deux points de l'axe du jet issu du brûleur inférieur, repérés sur la Figure 34 :

- au minimum de vitesse axiale de l'écoulement (zone hydrodynamique) pour déterminer les conditions d'étirement ressenties par la flamme : a)
- en sortie du brûleur, pour fournir des conditions d'entrée aux calculs numériques : b)

L'extraction des conditions d'étirement au minimum de vitesse axiale s'effectue en deux étapes, chacune ayant un programme dédié, développés en langage Fortran 77 par [Bouvet, 2009].

La première étape consiste à extraire les données brutes. Tout d'abord, le programme localise l'axe du jet en étudiant les valeurs de vitesse axiale et radiale. Pour réduire le temps de calcul, la recherche de l'axe du jet ne se fait que dans une portion de l'image définie grossièrement par l'utilisateur. Une fois l'axe du jet détecté, le programme cherche à localiser le minimum de vitesse axiale sur l'axe.

Dans certains cas difficiles, une piètre qualité de l'imagerie peut être à l'origine d'irrégularités dans les profils de vitesses, se traduisant par la détection de plusieurs minimums.

Pour chasser toute ambiguïté sur la valeur du minimum de vitesse axiale détectée, cette dernière n'est validée que si elle respecte deux critères : 1) un vecteur vitesse doit être défini sur chacune des trois cellules en amont et la vitesse axiale doit nécessairement décroître d'une cellule à l'autre lorsque l'on se rapproche du minimum détecté, 2) un vecteur vitesse doit être défini sur chacune des deux cellules en avale et la vitesse axiale doit nécessairement croître d'une cellule à l'autre lorsque l'on s'éloigne du minimum détecté. Si l'une de ces conditions n'est pas respectée, le minimum est rejeté. Si aucun minimum ne satisfait ces deux conditions, le champ de vitesse est rejeté.

Lorsqu'un minimum est défini sans ambiguïté, le programme effectue une régression linéaire sur les valeurs de vitesse radiale situées de part et d'autre de ce minimum sur la même coordonnée verticale. D'après [Bouvet, 2009], le coefficient directeur de cette droite, qui correspond au gradient de vitesse radiale, est relié à l'étirement par la formule :

$$Kr = 2\frac{dV}{dr}$$

Kr correspond à la valeur de l'étirement que nous considérons comme étant celui ressenti par la flamme. Le nombre de valeurs sur lesquelles s'effectue cette régression est un paramètre géré par l'utilisateur.

Le fichier résultat comporte la coordonnée de l'axe du jet, celle du minimum de vitesse axiale, la valeur du minimum de vitesse axiale et la valeur de l'étirement, suivit du coefficient de la régression utilisée pour déterminer la valeur de Kr .

L'étape suivante consiste à écarter les valeurs jugées comme non représentatives de la condition investiguée. Pour cela un deuxième programme permet à l'utilisateur d'effectuer un tri dont les paramètres sont l'écart à la moyenne des valeurs de vitesse axiale minimum, l'écart à la moyenne des valeurs de l'étirement et la valeur du coefficient de la régression. Le fichier résultat est structuré de la même manière que le précédent. Il peut alors être manipulé avec Matlab et/ou Grapher.

L'extraction des conditions hydrodynamiques en sortie de brûleur est réalisée grâce à un programme Matlab développé durant nos travaux de thèse. Tout d'abord, le programme calcule un champ de vitesse moyen, en prenant soin d'écarter les quelques champs de vitesse erronés ne comportant aucun vecteur. Ensuite, le programme localise l'axe du jet en étudiant les valeurs de vitesse axiale et radiale.

Une fois l'axe localisé, il relève la valeur de vitesse axiale sur l'axe $U_{r=0}$. Puis il effectue une régression linéaire sur les valeurs de vitesse radiale situées de part et d'autre de l'axe permettant ainsi de déterminer le gradient de vitesse radiale $a = \frac{dV}{dr}$. Le nombre de valeurs sur lesquelles s'effectue cette régression est un paramètre géré par l'utilisateur.

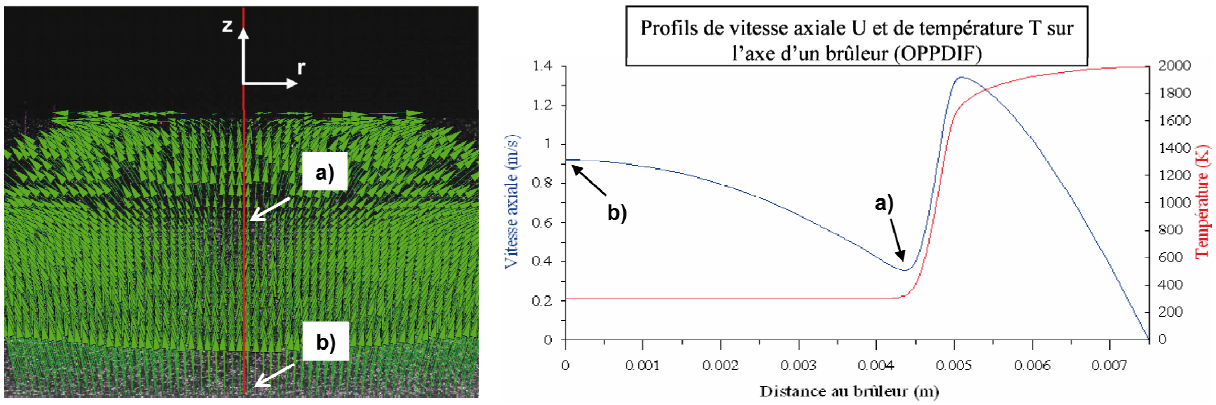


Figure 34: Localisation des zones de mesure sur un champ de vitesse (à gauche) et sur le profil de vitesse axiale correspondant (à droite).

6.4.3. Le protocole expérimental

Les travaux réalisés par [Bouvet, 2009], ainsi qu'un grand nombre d'essais effectués dans nos conditions expérimentales, ont montrés que les conditions d'étirement au niveau du minimum de vitesse axiale de l'écoulement, comme celles à la sortie des brûleurs, évoluaient linéairement avec le débit de prémélange. Cela est illustré sur la Figure 35, représentant l'étirement déterminé au niveau du minimum de vitesse axiale de l'écoulement en fonction du coefficient de débit pour une flamme H_2/CO/Air de richesse 0.4 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Rappelons que le coefficient de débit vaut 1 lorsque la vitesse des gaz en sortie de brûleur est égale à trois fois la vitesse fondamentale de propagation laminaire de flamme non étirée.

Evidemment, les cœfficients caractérisant ces évolutions sont différents selon que l'on étudie les conditions hydrodynamiques en sortie du brûleur ou juste en amont du front de flamme.

De plus, ces coefficients dépendent de la composition du mélange considéré. Il a donc été possible, pour chaque composition du prémélange, de caractériser les conditions hydrodynamiques de l'écoulement pour toutes les conditions de débits à partir des mesures réalisées pour 3 ou 4 de ces conditions. Cela représente un gain de temps considérable, compte tenu de la complexité des expériences PIV. Notons que les résultats de la campagne de mesure PIV sont reportés en **Annexe B**.

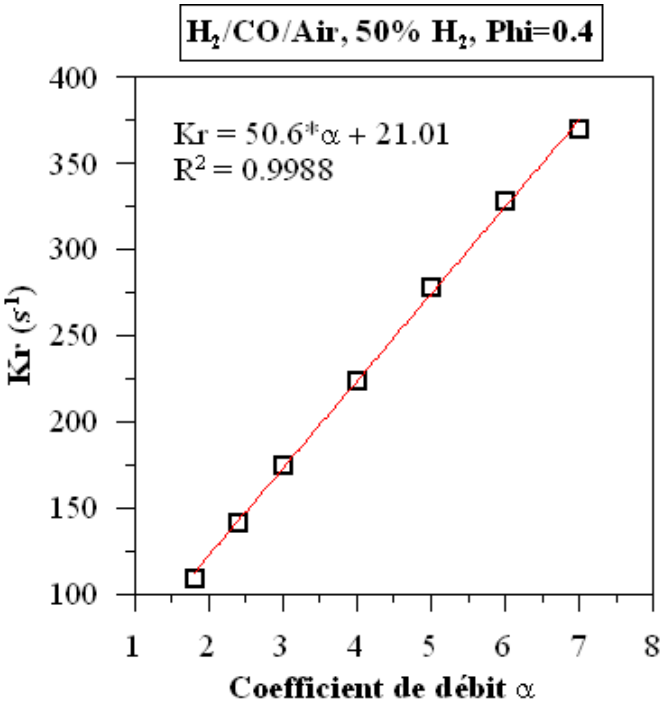


Figure 35: Evolution de la valeur de l'étirement déterminée au minimum de vitesse axiale (en amont du front de flamme) en fonction du coefficient de débit pour une flamme de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4 et de concentration en hydrogène dans le combustible de 50%. L'équation de le droite de régression et le coefficient de régression sont indiqués.

Après avoir rappelé le principe de la vélocimétrie par imagerie de particule, nous avons décrit les différentes étapes de son implantation sur notre dispositif expérimental. Nous avons mis en évidence la difficulté à suivre l'écoulement réactif à la fois dans les gaz frais et dans les gaz brûlés à cause de l'expansion thermique. De plus, nous avons vu que le principal facteur limitant l'application du diagnostic PIV à notre configuration expérimentale, était la plage de fonctionnement réduite de l'ensemenceur compte tenu de la plage de débit importante requise pour l'étude de nos mélanges. Des aménagements judicieux du dispositif d'ensemencement et de la chambre, ainsi que l'utilisation d'un protocole robuste de traitement des données, nous ont permis de caractériser les conditions d'étirement.

7. Etude expérimentale de la structure interne du front de flamme : étude du phénomène de diffusion Rayleigh

Comme nous l'avons vu dans la première partie, la structure d'une flamme de prémélange est une donnée essentielle à la compréhension du phénomène de propagation de flamme. Ce sont les gradients de température et de matière qui, avec la nature du mélange, conditionnent les échanges d'énergie entre le front de flamme et les gaz environnants. De plus, nous avons vu que les principales définitions de l'épaisseur de flammes se basent sur le profil de température. Deux types de diagnostic permettent de caractériser le profil de température à travers un front de flamme : les diagnostics intrusifs, comme la mesure de température par thermocouple, et les diagnostics non intrusifs, que sont les techniques d'étude de la diffusion Raman ou de la diffusion Rayleigh. Ces derniers présentent l'avantage de ne pas perturber le front de flamme par la présence d'une sonde. De plus, les mesures réalisées sont instantanées. Cependant, le phénomène de diffusion Rayleigh est par nature plus intense que le phénomène de diffusion Raman. Il présente également plus de flexibilité dans sa mise en place ainsi que dans le traitement des données. C'est pour cela que nous l'avons sélectionné pour caractériser la structure thermique de nos flammes laminaires. Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire les caractéristiques du régime de diffusion Rayleigh. Nous nous intéresserons par la suite à l'évolution de ce diagnostic dans le cadre de la caractérisation de la structure des flammes de prémélange. Puis une description détaillée des différentes étapes de la mise en place de ce diagnostic sera faite. Enfin, nous focaliserons notre attention sur la procédure de traitement des données expérimentales.

7.1. Caractérisation du phénomène

Cette partie a pour but de décrire le raisonnement nous permettant, à partir de la compréhension du phénomène de diffusion Rayleigh, de déterminer le profil de température à travers un front de flamme. Nous commencerons par décrire ce régime de diffusion. Nous nous attarderons par la suite sur un paramètre primordial dans l'étude de la diffusion Rayleigh : la section efficace de diffusion Rayleigh. Ensuite, nous décrirons comment le signal Rayleigh est perçu par un dispositif de collection. Enfin, nous focaliserons notre attention sur la méthode d'extraction du profil de température.

7.1.1. Le régime de diffusion Rayleigh

Le régime de diffusion Rayleigh correspond à un régime de collision élastique entre un photon et une molécule. On utilise le terme de collision élastique car la molécule ne subit pas de modification de sa configuration électronique. Considérons le problème du point de vue ondulatoire. La propagation de la lumière est alors assimilée à la propagation d'une onde électromagnétique, composée d'un champ électrique et d'un champ magnétique orthogonaux de mêmes fréquences. Nous allons focaliser notre attention sur l'effet du champ électrique. Lorsque la molécule est soumise à l'action du champ électrique incident, le nuage électronique de cette dernière se déforme, comme cela est représenté sur la Figure 36.

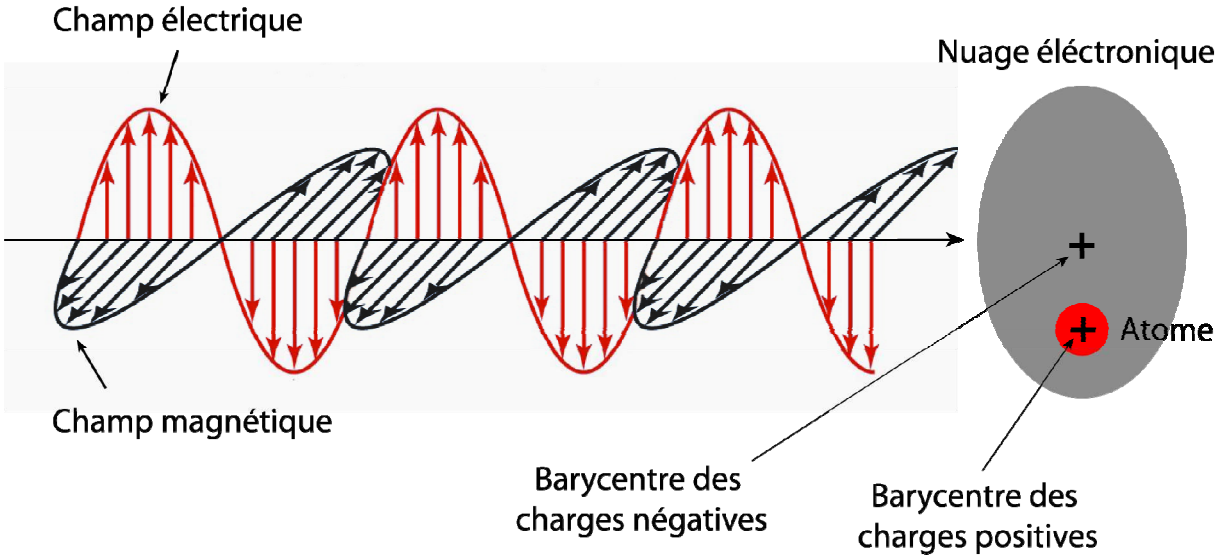


Figure 36: Schéma de principe de l'interaction entre un champ électrique et le nuage électronique d'un atome.

Le barycentre des charges négatives (les électrons) n'est plus confondu avec le barycentre des charges positives (les protons du noyau). 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 comme un dipôle électromagnétique oscillant, qui génère un champ électromagnétique de même fréquence que le champ incident. En régime de diffusion Rayleigh, la lumière est donc diffusée à la même longueur d'onde que le rayonnement incident.

Un paramètre important pour la définition du régime de diffusion Rayleigh est la taille de la molécule ou plus généralement de la particule. En effet, ce régime de diffusion n'est défini que pour des particules dont le diamètre est bien inférieur à la longueur d'onde du rayonnement incident ($d << \lambda$). Dans ce régime, l'intensité diffusée varie comme la puissance sixième du diamètre de la particule.

D'après [Zhao and Hiroyasu, 1993], pour des particules de diamètre supérieur au dixième de λ, la théorie de la diffusion Rayleigh ne permet plus de caractériser le phénomène de diffusion. On entre alors dans le régime de diffusion de Mie, qui sera discuté par la suite.

7.1.2. La section efficace de diffusion Rayleigh

L'un des paramètres fondamentaux permettant de décrire le phénomène de diffusion Rayleigh est la **section efficace de diffusion Rayleigh**. Elle est définie comme le rapport entre la puissance diffusée par unité d'angle solide et la puissance du rayonnement électromagnétique incident par unité de surface. Cela se traduit par la formulation suivante :

$$\sigma_{ri} = \frac{4\pi^2\left(n_i - 1)^2\right)}{\lambda^4 N_0^2} \cdot \sin^2\theta \cdot \frac{3}{3-4\alpha} \qquad (37)$$

dans laquelle n_i est l'indice de réfraction de la molécule d'espèce i dans des conditions standard de température et de pression (S.T.P. : 273K et 1atm), λ est la longueur d'onde du rayonnement incident, N_0 est le nombre de Loschmidt qui correspond à la densité moléculaire d'un gaz idéal aux conditions S.T.P. ($2.687 \times 10^{19} cm^{-3}$), θ est l'angle de diffusion défini comme l'angle entre la direction de polarisation et la direction d'observation et α est le facteur de dépolarisation. Ce dernier traduit l'impact de l'anisotropie d'une molécule sur la polarisation de la lumière qu'elle diffuse. Pour une molécule isotrope, le facteur de dépolarisation vaut 0, ce qui signifie que la polarisation de la lumière diffusée est parallèle à polarisation de la lumière incidente. Ce n'est plus le cas pour une molécule anisotrope qui diffuse la lumière en introduisant une composante de polarisation perpendiculaire à la polarisation de la lumière incidente. D'après [Zhao and Hiroyasu, 1993], pour un grand nombre de molécules, le facteur de dépolarisation est compris entre 0 et 0.15.

La formulation ci-dessus permet de faire trois remarques importantes :

- La section efficace de diffusion Rayleigh dépend de la molécule considérée par l'intermédiaire de son indice de réfraction.
- La section efficace de diffusion Rayleigh varie comme l'inverse de la puissance quatrième de la longueur d'onde.
- La section efficace différentielle de diffusion Rayleigh est maximale dans le plan contenant la direction de propagation du faisceau incident et la perpendiculaire à la polarisation de ce dernier.

Pour un gaz composé de plusieurs espèces, la section efficace du mélange est égale à la somme des sections efficaces des différentes espèces, pondérées par leurs fractions molaires. Pour un mélange de n espèces, on a la relation :

$$\sigma_r = \sum_{i=1}^{n} X_i \sigma_{ri} \tag{38}$$

7.1.3. Observation du signal Rayleigh

Comme cela a été évoqué précédemment, la polarisation de la lumière diffusée par une molécule quelconque possède une composante parallèle et une composante perpendiculaire à la direction de polarisation du faisceau incident. On peut donc exprimer l'intensité lumineuse observée par un dispositif optique pour chaque composante :

$$I_{//} = KI_0 \Omega l N \sum_{i=1}^{n} X_i \sigma_{ri} \tag{39}$$

$$I_{\perp} = KI_0 \Omega l N \sum_{i=1}^{n} X_i \sigma_{ri} \alpha_i \tag{40}$$

$I_{//}$ et $I_{\perp}$ sont respectivement l'intensité de la composante parallèle et de la composante perpendiculaire à la direction de polarisation du faisceau incident, K est une constante qui caractérise l'optique de collection, I_0 est l'intensité du faisceau incident, Ω est l'angle solide de collection défini par le dispositif optique (en stéradian), l est la longueur du volume de mesure visualisée par le dispositif de collection, N est la densité moléculaire (en cm^{-3}), X_i est la fraction de l'espèce i, σ_{ri} est la section efficace de diffusion Rayleigh de l'espèce i et α_i est le facteur de dépolarisation.

Les deux expressions précédentes nous permettent de faire deux remarques importantes :

- L'intensité diffusée est proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente.
- L'intensité diffusée est proportionnelle à la densité de molécules du gaz investigué.

Si le gaz investigué est considéré comme un gaz parfait, la densité moléculaire peut être reliée à la température par la loi des gaz parfaits :

$$N = \frac{PA_0}{RT} \tag{41}$$

où P est la pression du gaz (en Pa), A_0 est le nombre d'Avogadro ($6.023 \times 10^{23} mol^{-1}$), R est la constante des gaz parfait ($8.314 J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$) et T est la température du gaz (en K).

7.1.4. Application à la mesure de la température

Il est clair que la détermination de l'angle solide de collection et surtout de la constante K est une tâche ardue. Cependant, en comparant deux signaux observés avec la même configuration optique, l'un étant le signal Rayleigh du mélange investigué et l'autre le signal Rayleigh d'une configuration de référence, pour laquelle les caractéristiques de densité ou de température sont connues, on peut s'affranchir de la valeur des paramètres K et Ω. Considérons un gaz parfait illuminé par un faisceau monochromatique polarisé rectilignement. Intéressons-nous à l'intensité de la composante de la lumière diffusée dont la polarisation est parallèle à la polarisation du faisceau incident. Pour le gaz investigué et la condition de référence, tous deux observés avec la même configuration optique et la même configuration d'émission, on a :

$$I_{//} = KI_0 \Omega l N \sigma_r \tag{42}$$

$$I_{//\,ref} = KI_0 \Omega l N_{ref} \sigma_{rref} \tag{43}$$

Le ratio de ces deux grandeurs nous donne :

$$\frac{I_{//}}{I_{//\,ref}} = \frac{N}{N_{ref}} \frac{\sigma_r}{\sigma_{rref}} \tag{44}$$

On peut donc extraire la densité moléculaire du gaz investigué :

$$\frac{N}{N_{ref}} = \frac{\sigma_{rref}}{\sigma_r} \frac{I_{//}}{I_{//\,ref}} \tag{45}$$

En adoptant l'hypothèse d'un gaz parfait, on peut introduire la température :

$$\frac{T}{T_{ref}} = \frac{P}{P_{ref}} \frac{\sigma_r}{\sigma_{rref}} \frac{I_{// ref}}{I_{//}} \tag{46}$$

7.1.5. Application à l'étude du phénomène de combustion

Bien qu'il ne permette pas de déterminer la composition du gaz à travers la flamme, le diagnostic d'étude de la diffusion Rayleigh peut, dans certaines conditions, être utilisé pour déterminer le profil de densité moléculaire à travers le front de flamme et donc le profil de température.

Intéressons-nous à la détermination du profil de température à travers un front de flamme, le long de la normale à celui-ci, repérée par l'axe z. En considérant que la composition du milieu de référence est homogène et que l'intensité laser l'est aussi, le profil de densité moléculaire peut alors être défini par :

$$\frac{N(z)}{N_{ref}} = \frac{\sigma_{rref}}{\sigma_r(z)} \frac{I_{//}(z)}{I_{// ref}} \tag{47}$$

D'après [Bradley, 1969], l'hypothèse des gaz parfaits peut être retenue dans la majorité des phénomènes de combustion. Ainsi, la température peut être aisément reliée à la densité moléculaire :

$$\frac{T(z)}{T_{ref}} = \frac{P(z)}{P_{ref}} \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rref}} \frac{I_{// ref}}{I_{//}(z)} \tag{48}$$

Toujours d'après [Bradley, 1969], la variation de pression à travers un front de flamme est très faible loin des conditions de détonation. P peut donc être considéré comme indépendant de z. En mesurant le signal de référence dans les mêmes conditions de pression que le signal investigué, on peut alors écrire :

$$\frac{T(z)}{T_{ref}} = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rref}} \frac{I_{// ref}}{I_{//}(z)} \tag{49}$$

L'orientation du dispositif optique dans le plan perpendiculaire à la polarisation du faisceau incident, contenant la direction de ce dernier, permet de maximiser l'intensité observée. En effet, le terme $\sin^2\theta$ dans l'équation de la section efficace de diffusion Rayleigh est alors maximal et égal à 1.

De plus, d'après [Zhao and Hiroyasu, 1993], pour un grand nombre d'espèces rencontrées dans l'étude du phénomène de combustion, le coefficient de dépolarisation peut être considéré égal à 0. De ce fait, la polarisation de la lumière diffusée n'a plus qu'une composante parallèle à la direction de polarisation du faisceau incident. Les deux dernières hypothèses permettent de simplifier l'expression de la section efficace de diffusion Rayleigh, qui devient :

$$\sigma_{ri} = \frac{4\pi^2\left(n_{0i} - 1)^2\right)}{\lambda^4 N_0^2} \tag{50}$$

Toujours d'après [Zhao and Hiroyasu, 1993], la section efficace différentielle de diffusion Rayleigh varie très peu avec la température. Les auteurs rapportent que pour la molécule de méthane, la variation de σ_r est d'environ 4% entre 300K et 2000K et que cette valeur est similaire, voire supérieure, à celle de la plupart des molécules simples. On peut donc considérer que la section efficace de diffusion Rayleigh d'une espèce σ_{ri} est constante à travers le front de flamme. Cela ne signifie pas pour autant que la section efficace totale σ_r est constante à travers le front de flamme. En effet, la composition des gaz à travers le front de flamme évolue depuis la composition des gaz frais jusqu'à celle des gaz brûlés en passant par les gaz composés d'espèces intermédiaires. La section efficace de diffusion Rayleigh est donc susceptible de varier à travers le front de flamme. La section efficace d'un grand nombre d'espèces hydrocarbonées est bien supérieure aux sections efficaces des autres espèces généralement mises en jeu dans une réaction de combustion (O_2, N_2, H_2O, CO_2). Dans certains cas, principalement pour des mélanges pauvres ou des mélanges pour lesquels le carburant est dilué par une espèce de faible section efficace, on peut considérer que la section efficace est constante à travers le front de flamme, moyennant une erreur de quelques pour cent. D'après [Dibble and Hollenbach, 1981], une gamme assez large de mélange binaire à base d'hydrocarbones et d'hydrogène satisfait cette hypothèse.

Dans ce cas, la température est directement proportionnelle à l'intensité diffusée :

$$\frac{T(z)}{T_{ref}} = \frac{\sigma_r}{\sigma_{rref}} \frac{I_{//\,ref}}{I_{//}(z)} \tag{51}$$

Cependant, pour certains mélanges, cette hypothèse peut être source d'une erreur significative. Il est alors nécessaire de connaître l'évolution de la composition du gaz à travers le front de flamme, ce qui n'est pas accessible par le diagnostic de diffusion Rayleigh induite par laser. Une solution est d'accéder, par le calcul numérique, au profil d'espèces à travers la flamme, comme cela a été fait par [Gouldin and Halthore, 1986], [Barat, Longwell et al., 1991] et [Lafay, Renou et al., 2008]. Dans ce cas, la relation (35) s'écrit :

$$\frac{T(z)}{T_{ref}} = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rref}} \frac{I_{//\,ref}}{I_{//}(z)} \tag{52}$$

Cependant, cette méthode ne peut s'appliquer qu'à des écoulements simples car elle nécessite de pouvoir reproduire fidèlement les conditions de propagation de la flamme (nature de l'écoulement, géométrie de flamme, étirement). Dans notre étude, nous avons choisi d'adopter une méthode de ce type, qui sera entièrement détaillée par la suite.

7.2. Avancées du diagnostic de diffusion Rayleigh dans l'étude du phénomène de combustion

Depuis plus de trente ans, l'application du diagnostic de diffusion Rayleigh connaît un essor et un développement fulgurant, parallèlement au développement des dispositifs d'émission laser et des dispositifs de collection. Bien que le phénomène de diffusion Rayleigh soit plus intense que le phénomène de diffusion Raman ou le phénomène de fluorescence induite par laser, il n'en reste pas moins un phénomène de faible intensité. La caractérisation du phénomène de combustion par l'étude de la diffusion Rayleigh a donc débuté par des diagnostics monopoints reposant sur la focalisation d'un faisceau laser continu au niveau de la zone d'intérêt, la collection du signal étant assurée par un photodétecteur. Ce type de dispositif ne permet pas d'étudier la variation spatiale instantanée du scalaire (densité moléculaire ou température).

Cependant, les dimensions du volume de mesure, typiquement $0.1mm \times 1mm$, assurent une bonne résolution et la fréquence temporelle d'échantillonnage très importante permet de réaliser des études statistiques de la valeur de ces scalaires, notamment dans des flammes turbulentes. On peut citer les travaux de[Dibble, Hollenbach et al., 1980], [Dibble and Hollenbach, 1981], [Gouldin and Halthore, 1986], [Boukhalfa and Gokalp, 1988], [Deschamps, Boukhalfa et al., 1992], [Mounaïm-Rousselle and Gökalp, 1994], [Ferrao and Heitor, 1998]. Motivés par le besoin de caractériser la structure spatiale instantanée du front de flamme, des diagnostics multipoints ont été développés. On peut mentionner les travaux de [Namazian, Talbot et al., 1982], [Ghenaï, Chauveau et al., 1996] et [Wang, Clemens et al., 2005]. On peut également citer [Fourguette, Zurn et al., 1986] qui ont utilisé un dispositif permettant de construire une nappe laser en refocalisant un grand nombre de fois un faisceau laser entre deux miroirs cylindriques. L'acquisition de l'image étant assurée par un capteur SIT.

Le développement des lasers pulsés et des caméras CCD intensifiées a ouvert la voie au diagnostic Rayleigh 2D, permettant notamment d'étudier la structure instantanée d'un front de flamme turbulent. On peut citer les travaux de [Kampmann, Leipertz et al., 1993], [Dinkelacker, Buschmann et al., 1993], [Buschmann, Dinkelacker et al., 1996], [Mansour, Peters et al., 1998], [Most, Holler et al., 2000], [Shepherd, Cheng et al., 2002], [Frank, Kaiser et al., 2005], [Komiyama, Fujimura et al., 2005], [Halter, Chauveau et al., 2007], [Komiyama, Kawabe et al., 2009], [Kaiser and Frank, 2009], [Yuen and Gülder, 2009]. Ce type de dispositif a également été appliqué à l'étude de flammes laminaires par [Lafay, Renou et al., 2008] et [Lafay, Renou et al., 2009]. Cependant, comme cela a été anticipé par [Yip and Long, 1986], la nature tridimensionnelle de la courbure d'un front de flamme turbulent ne peut pas être pleinement caractérisée par un diagnostic 2D. En effet, une erreur est introduite lors de la visualisation du profil de densité moléculaire dans les cas où la normale au front de flamme n'appartient pas au plan laser. Pour capturer la nature tridimensionnelle de la courbure, des dispositifs des diagnostics Rayleigh 2D bi-planaires ont été mis au point. La majorité de ces dispositifs consistent en la construction de deux nappes laser parallèles, séparées spatialement par une distance de l'ordre de l'épaisseur des flammes investiguées. Les deux nappes peuvent être imagées simultanément si leurs longueurs d'onde diffèrent, ou successivement, dans un laps de temps très court devant le temps caractéristique de la turbulence, si leurs longueurs d'onde sont identiques. L'angle du front de flamme avec le plan laser peut alors être évalué à partir du décalage observé entre les profils de densité issus de chaque nappe.

On peut citer les travaux réalisés par [Yip and Long, 1986], [Mansour, Chen et al., 1992], [Mansour, 1993], [Oyoung and Bilger, 1996], [O'Young and Bilger, 1997], [Soika, Dinkelacker et al., 1998], [Dinkelacker, Soika et al., 1998], [Soika, Dinkelacker et al., 1998], [Chen and Mansour, 1998], [Chen and Bilger, 2002], [Chen and Bilger, 2004], [Kortschik, Plessing et al., 2004] et [De Goey, Plessing et al., 2005].
On peut également nommer les travaux de [Knaus, Sattler et al., 2005], qui ont utilisé deux plans lasers croisés permettant d'effectuer une étude tridimensionnelle du gradient de température le long de l'intersection entre les nappes laser.

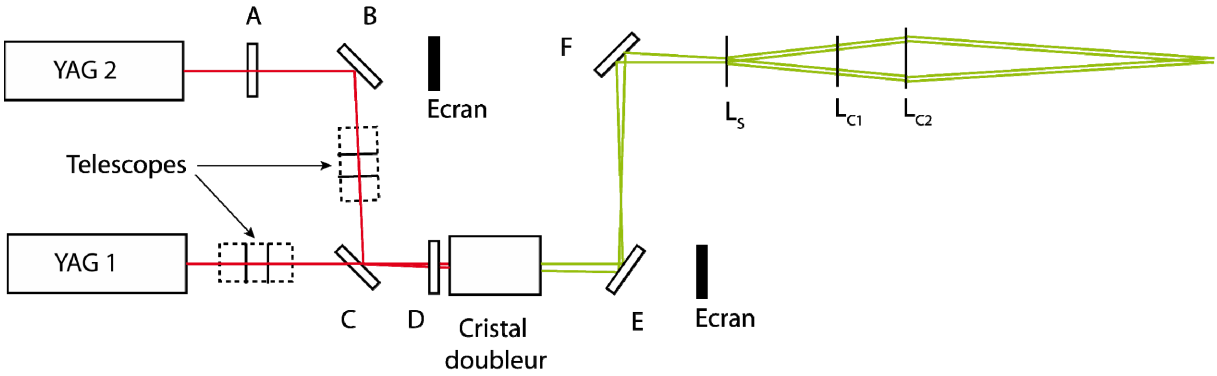
7.3. Mise en œuvre du diagnostic de diffusion Rayleigh

7.3.1. Caractérisation de la source Laser

Le dispositif d'émission utilisé dans notre étude a été initialement développé pour effectuer un diagnostic Rayleigh 2D, bi-planaire sur des écoulements réactifs turbulents. L'ensemble du dispositif, de l'émission jusqu'à la construction des nappes laser, a été fourni par Quantel. Comme cela est représenté sur la Figure 37, le dispositif se compose de deux lasers YAG, générant des pulses laser de longueur d'onde égale à 1064 nm, d'une durée de 5ns et d'une énergie de 850mJ. Les faisceaux sont polarisés verticalement. Le faisceau issu du YAG1 traverse un télescope, permettant de contrôler sa divergence, puis un polariseur diélectrique. Le faisceau issu du YAG2, orienté parallèlement au YAG1, traverse tout d'abord une lame demi-onde (A) entraînant une rotation de sa polarisation de 90°. Ce faisceau se réfléchit ensuite sur le miroir (B), traverse un télescope et enfin, atteint le polariseur diélectrique (C) sur lequel il est réfléchi, compte tenu de la direction de sa polarisation. Les deux faisceaux sont envoyés vers un cristal doubleur KDP type 2. Avant d'entrer dans ce cristal, les deux faisceaux traversent une lame quart d'onde (D), destinée à transformer leur polarisation rectiligne en polarisation elliptique. Ainsi, à la sortie du cristal, chacun des faisceaux est caractérisé par une composante de longueur d'onde égale à 532 nm et de polarisation verticale, et une composante résiduelle à 1024 nm. La composante de longueur d'onde 532 nm de chaque faisceau est réfléchie sur un miroir dichroïque (E) tandis que la composante résiduelle à 1024 nm le traverse. Cette dernière est ensuite absorbée par un écran. Un deuxième miroir dichroïque (F) permet d'orienter les deux faisceaux sur un axe optique.

Ils traversent une lentille sphérique divergente (L_S) qui éclate les faisceaux, puis une première lentille cylindrique convergente (L_{C1}) agissant sur la hauteur des nappes laser et enfin une deuxième lentille cylindrique convergente (L_{C2}), verticale cette fois-ci, destinée à focaliser les nappes laser horizontalement. Notons que par souci de clarté, le faisceau divergent (et convergent) est représenté, sur la figure, par deux traits délimitant la périphérie de celui-ci.

L'écartement des nappes est maîtrisé grâce à un dispositif de rotation du polariseur diélectrique, actionné par une visse micrométrique. Le pas de réglage a été estimé à 50 µm par graduation de vis micrométrique.



A: Lame demi-onde
B: Miroir Rmax à 1064 nm
C: Polariseur diélectrique à 1064 nm
D: Lame quart d'onde 1064nm
E et F: Miroirs dichroiques Rmax 532 nm, Tmax 1064 nm
L_S: Lentille sphérique divergente f=-75mm
L_{C1}: Lentille cylindrique convergente f=+200mm (convergence verticale)
L_{C2}: Lentille cylindrique convergente f=+200mm (convergence horizotale)

Figure 37: Schéma du dispositif d'émission laser biplanaire.

Pour notre étude laminaire, le diagnostic bi-planaire n'avait aucun intérêt. Nous avons donc superposé les faisceaux en espace et en temps, bénéficiant ainsi d'une énergie plus importante. En effet, l'énergie par pulse en sortie de cristal doubleur est d'environ 360mJ pour chacun des lasers, soit une énergie totale d'environ 720mJ par pulse, nous permettant ainsi d'améliorer le rapport signal sur bruit dans notre étude. La caractérisation des nappes laser a été réalisée avec chambre et hublots, de façon à se rapprocher le plus possible des conditions expérimentales. Cependant, le brûleur a été démonté pour améliorer l'accessibilité. Pour le réglage de la hauteur des nappes, contrôlée par la première lentille cylindrique, le brûleur a été remplacé par une structure métallique amovible de dimension identique.

Il a fallu trouver un compromis entre la nécessitée de sonder les fronts de flammes le plus proche possible des brûleurs (pour avoir les étirements les plus faibles possible) et la nécessitée de réduire au maximum les réflexions, pour améliorer le rapport signal sur bruit de l'image. Une hauteur de nappe de 14mm a donc été retenue.

Compte tenu de la forte puissance laser disponible, il n'était pas possible d'étudier directement les caractéristiques de la nappe au point de focalisation. L'utilisation d'une photodiode impliquait, pour éviter sa saturation, de travailler très en dessous des conditions de fonctionnement nominal des lasers.

La similitude des profils d'intensité (et donc de l'épaisseur des nappes) entre les conditions de mesure et le fonctionnement nominal n'était plus garantie. De plus, compte tenu du fait que les mesures sont réalisées sur une grande partie de la hauteur des nappes, il était intéressant de contrôler le profil d'intensité de ces dernières sur toute leur hauteur. Enfin, pour s'assurer d'une parfaite superposition des nappes, il était important de pouvoir visualiser précisément ces dernières dans leur intégralité, y compris les parties les plus fines, aux extrémités. Pour toutes ces raisons, nous avons choisi de coupler les propriétés d'une réflexion à l'angle de Brewster avec celles du papier photographique.

Intéressons-nous à l'évolution du coefficient de transmission T et du coefficient de réflexion R lors de l'interaction d'un faisceau lumineux polarisé rectilignement avec un dioptre. En définissant le plan d'incidence comme étant le plan contenant la direction de propagation du faisceau et la normale à la surface réfléchissante, on peut distinguer deux configurations : 1) la direction de polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence, 2) la direction de polarisation est parallèle au plan d'incidence. L'évolution des coefficients T et R avec l'angle d'incidence, défini comme l'angle entre la direction de propagation et la normale à l'interface, est représentée sur la Figure 38 pour les cas 1) et 2).

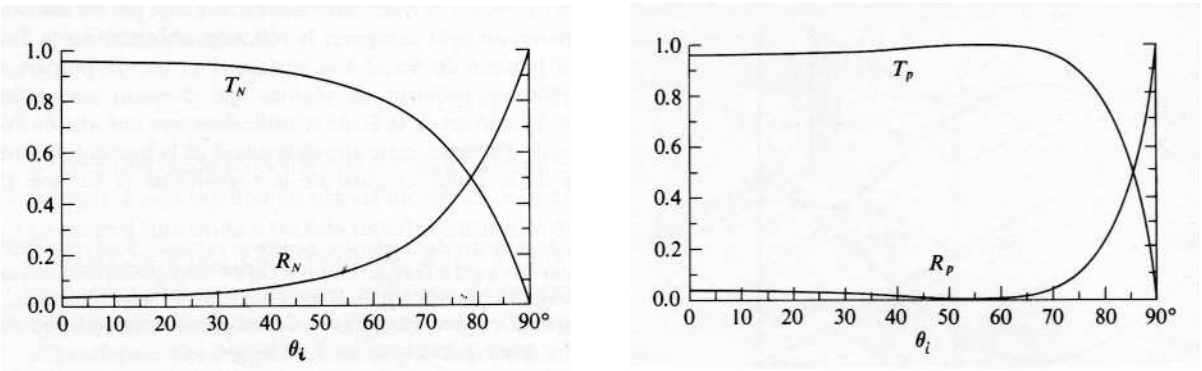


Figure 38: Évolution du coefficient de transmission T et du coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence dans le cas d'une direction de polarisation normale au plan d'incidence (à gauche) et dans le cas d'une direction de polarisation parallèle au plan d'incidence. Les indices N et P signifient respectivement normale et parallèle au plan d'incidence.

On remarque, dans le cas où la polarisation du faisceau incident appartient au plan de d'incidence, qu'il existe un angle, appelé angle de Brewster, pour lequel le coefficient de réflexion devient nul. Nous avons donc placé, sur le trajet du faisceau, une lame de verre orientée suivant un axe perpendiculaire à la fois à la direction de propagation du faisceau et à la direction de polarisation de ce dernier, comme cela est représenté sur la Figure 39.

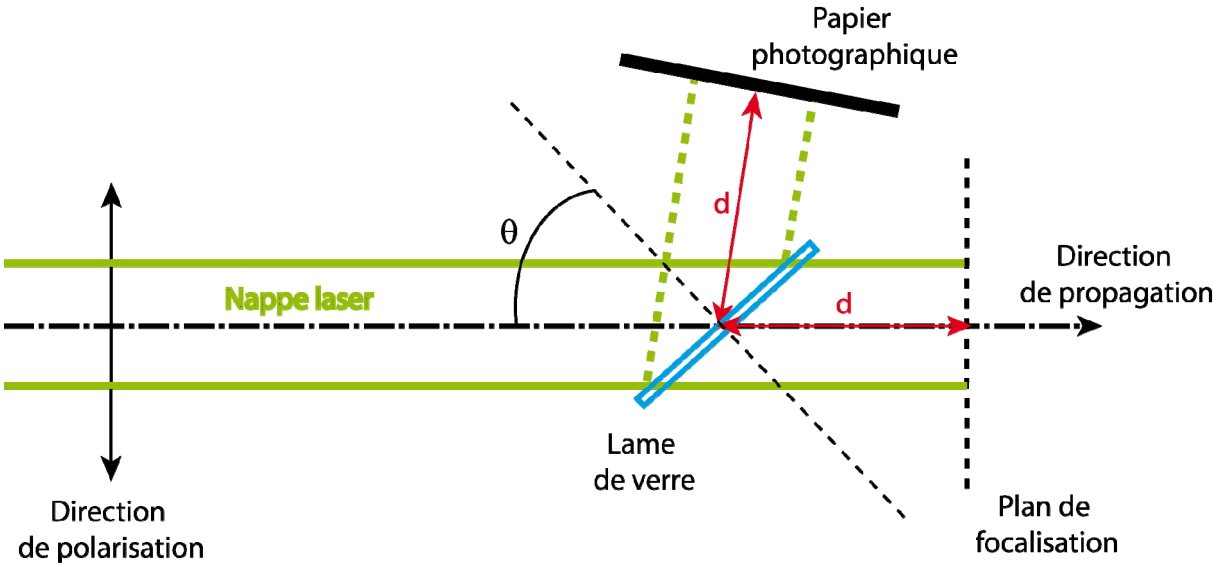


Figure 39: Schéma de principe du dispositif d'étude de l'épaisseur des nappes laser

En adoptant un angle d'incidence (θ) proche de l'angle de Brewster (57° pour la silice), il a été possible de caractériser une composante réfléchie des nappes laser, d'intensité très faible, à son point de focalisation et ce pour un laser en fonctionnement nominal. Cette caractérisation s'est faite en étudiant l'impact de cette réflexion faible sur un papier photographie. Un grand nombre d'impacts pour différentes valeurs de l'angle d'incidence nous ont permis de déterminer un angle d'incidence optimal pour exploiter toute la dynamique du papier. Une série de 100 impacts a été numérisée grâce à une binoculaire Olympus SZX16, couplée à une caméra CCD Olympus COLORVIEW1 2080x1544 pixels puis traitée avec le logiciel Matlab.

On peut voir sur la Figure 40 que chaque impact de nappe est délimité par une frontière sombre.

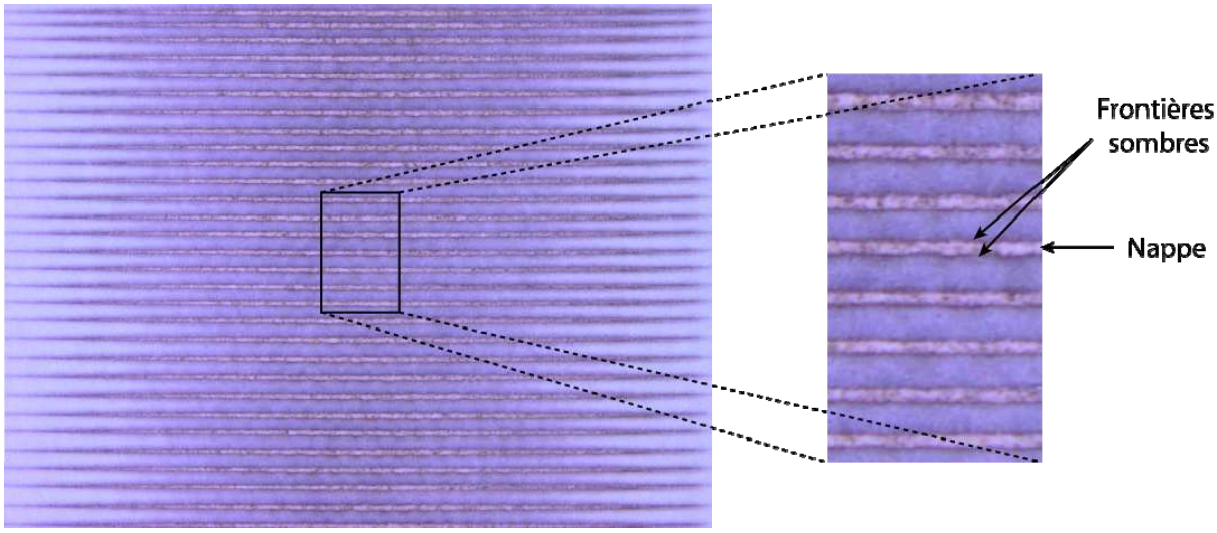


Figure 40: Série d'impact des nappes laser superposées sur papier photographique.

La procédure d'extraction de l'épaisseur des impacts est illustrée sur la Figure 41. À l'observation d'un profil d'intensité perpendiculaire à une série d'impact, on remarque que les frontières sombres évoquées précédemment sont clairement identifiables aux pics d'intensité minimum. Pour des impacts séparés d'une distance régulière bien supérieure à leur épaisseur, la mesure des distances permet d'isoler deux groupes : les grandes distances correspondent à la distance entre les nappes et les petites correspondent à la l'épaisseur des nappes. On peut estimer, compte tenu de la sensibilité du papier, que l'épaisseur mesurée est proche de l'épaisseur définit par $I_{\max}/e^2$ intégrant 95% de la puissance du faisceau. Avec cette méthode, les valeurs mesurées sont de $130\mu m \pm 20\mu m$ pour la nappe issue du YAG2, $110\mu m \pm 15\mu m$ pour la nappe issue du YAG1. La superposition des nappes a été optimisée grâce à la binoculaire. On peut donc considérer que l'épaisseur des deux nappes superposées correspond à l'épaisseur de la nappe issue du YAG 2.

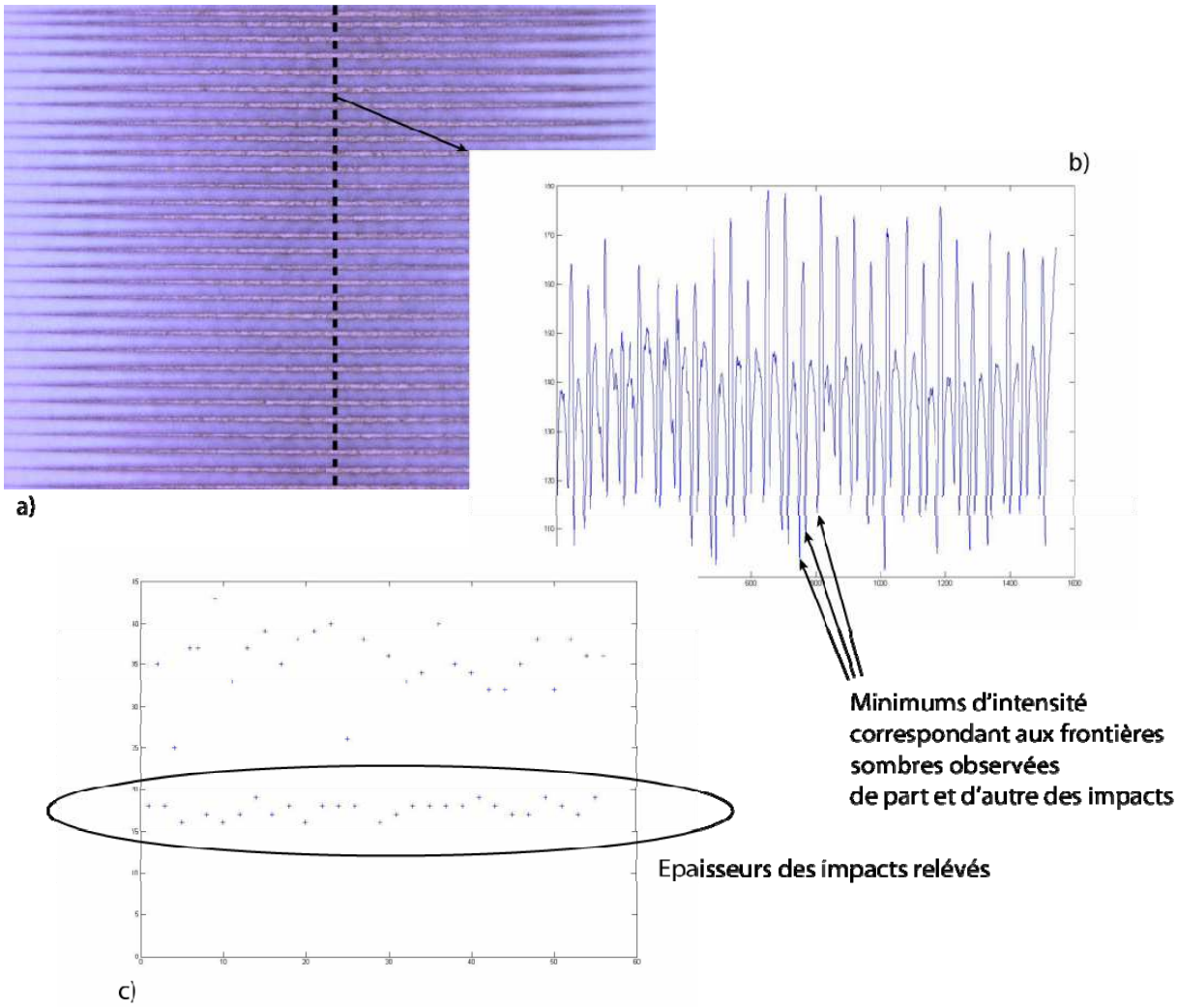


Figure 41: Schéma de principe de l'extraction de l'épaisseur des nappes laser. a) on étudie le profil d'intensité perpendiculairement à une série d'impacts, b) on repère les minimums d'intensité correspondant aux frontières sombres de part et d'autre de chaque impact, c) on détermine la distance séparant chaque minimum, ce qui nous permet, pour des impacts bien répartis, d'isoler les distances représentatives de l'épaisseur des impacts.

7.3.2. Aménagement de la chambre haute pression

Nous avons vu que les deux principales sources de rayonnement parasite étaient la lumière diffusée en régime de Mie par les particules éventuellement présentes dans l'écoulement et dans l'environnement de la flamme, ainsi que la lumière réfléchie par les surfaces environnantes. Il est important de noter que ces sources sont liées car la contribution aux réflexions de la lumière diffusée par les grosses particules est significative. C'est pourquoi de gros efforts ont été fournis pour limiter ces perturbations.

Tout d'abord, chaque ligne alimentant le brûleur est filtrée grâce à des filtres haute capacité NORGREEN piégeant toutes particules d'un diamètre supérieur à 0.01 µm. De plus, pour limiter la formation de gouttelettes d'eau dans l'environnement de la flamme et du faisceau, un écoulement ascendant de gaz inerte a été mis en place autour des blocs brûleur. Cet écoulement est filtré grâce à un filtre poreux SWAGELOK piégeant les particules d'un diamètre supérieur à 5µm. Il faut noter que cet écoulement ascendant a également été utilisé pour le diagnostic PIV. Il a permis de limiter l'encrassement des hublots par les particules d'ensemencement en entraînant ces dernières dans la partie supérieure de la chambre.

La traversée des hublots génère d'importantes perturbations lumineuses. Le hublot amont diffuse intensément dans toute la chambre. Le hublot aval diffuse également, mais surtout, une fraction du faisceau incident (estimé à 4%) est réfléchie vers le brûleur empêchant tout diagnostic Rayleigh. Pour limiter ces perturbations, des pièges à lumière, constitués de fentes, ont été installés en amont et en aval du brûleur. Les fentes de différentes tailles suivent l'épaisseur des nappes laser pour piéger au mieux la lumière parasite. De plus, le hublot aval a été supprimé pour laisser place à un piège à lumière constitué d'un cylindre fermé au fond duquel a été fixé un cône diffuseur. Le confinement du faisceau dans ce piège a considérablement amélioré le rapport signal sur bruit. Cependant, nous avons observé la désintégration progressive du cône qui a généré durant toutes nos expériences un nuage de particules métalliques en entrée du piège aval. Les perturbations lumineuses liées à la diffusion de la lumière par ce nuage de particules métalliques, bien que significatives, étaient bien inférieures à celles liées à la présence du hublot aval.

Enfin, pour atténuer l'impact des réflexions résiduelles, toutes les pièces des pièges, du brûleur (sauf celles en contacte avec l'écoulement) et de la chambre, situés à hauteur du faisceau, ont été peintes avec un primaire phosphatant noir mat haute température.

7.3.3. Caractérisation du dispositif de collection

Nous l'avons vu, les conditions expérimentales sont délicates. Le signal Rayleigh à pression atmosphérique est faible et il peut être rapidement perturbé par l'interaction du milieu environnant avec le faisceau laser. Un soin particulier a donc été porté sur la sélection des éléments optiques et des paramètres de prise de vue. Avant de décrire notre dispositif, nous allons faire un bref rappel sur la notion de rapport signal sur bruit ainsi que sur les différents types de bruit liés à l'imagerie numérique.

Dans un cas idéal, l'image enregistrée par le dispositif de collection ne serait dégradée que par l'échantillonnage spatial lié à la résolution dite « idéale » de notre système, exprimée en micromètres par pixels. Cependant, dans la réalité, de nombreuses sources de bruit inhérentes à l'observation d'un signal lumineux grâce à une caméra CCD viennent dégrader l'imagerie. Le rapport signal sur bruit est un paramètre permettant d'estimer la qualité d'un signal bruité. Cette notion est donc très souvent appliquée dans le domaine de l'imagerie numérique pour caractériser le dispositif de collection. Le rapport signal sur bruit peut alors être défini par :

$$SNR = \frac{\bar{I}}{\sigma}$$

$\bar{I}$ étant le signal moyen et σ l'écart type du bruit associé.

Dans le cadre de l'utilisation d'une caméra CCD, on peut distinguer trois sources principales de bruit : le **bruit de photons**, le **courant d'obscurité** et le **bruit de lecture**. Le **bruit de photons** est lié à la nature quantique de la lumière. De multiples observations, dans un laps de temps identique, du nombre de photons émis par une source de lumière stable en moyenne donneront des valeurs différentes, distribuées autour d'une valeur moyenne selon une loi de Poisson. Ce bruit aléatoire peut être caractérisé statistiquement par son écart type tel que :

$$\sigma = \sqrt{N_p}$$

Np étant le nombre de photons enregistrés dans le laps de temps d'observation. Il est possible d'améliorer le rapport signal sur bruit, lié au bruit de photons, en augmentant le temps de pose ou par sommation de plusieurs images.

Afin de définir le **courant d'obscurité**, nous allons brièvement rappeler le principe d'un capteur CCD. Ce type de capteur utilise un substrat semi-conducteur permettant, par effet photoélectrique, de convertir un photon incident en électron qui sera ensuite piégé dans un photosite. Ce type de substrat est très sensible à la température. L'agitation thermique dans ce matériau semi-conducteur génère des porteurs de charges, indépendamment des conditions d'illumination, qui vont être stockés dans les photosites. Cela se traduit par la présence dans l'image d'une composante bruitée appelée courant d'obscurité dont l'intensité augmente avec le temps d'exposition. Le bruit associé est appelé le **bruit thermique** et sa distribution suit également une loi de Poisson. Son écart type peut donc s'exprimer par :

$$\sigma = \sqrt{N_t}$$

N_t étant le nombre de porteurs de charge générés par agitation thermique, accumulés dans un photosite.

Le courant d'obscurité peut être considérablement réduit en refroidissant le capteur CCD. Le courant d'obscurité résiduel, faible, mais non négligeable, pourra ensuite être soustrait durant le processus de traitement. Pour cela, le bruit thermique associé pourra être réduit par sommation de plusieurs images capturées dans l'obscurité.

Le **bruit de lecture** regroupe les bruits générés par les différents éléments électroniques intervenant depuis la lecture du capteur jusqu'à la conversion analogique/numérique. Les principaux sont:

- Le **bruit de transfert** lié à la perte d'électron lors des transferts, de proche en proche, des charges contenues dans les photosites vers le registre de lecture du capteur. Il varie comme la racine carrée du produit du nombre de transferts, du coefficient d'inefficacité de transfert (de l'ordre de 1.10^{-5}) et du nombre de charges stockées dans les photosites.
- Le **bruit de l'amplificateur analogique** utilisé pour amplifier le signal très faible issu de la conversion des charges en tension. L'intensité du bruit d'amplification ne dépend que des caractéristiques de l'amplificateur.
- Le **bruit de quantification** lié à l'échantillonnage du signal pour la conversion analogique/numérique.

Le bruit de lecture est indépendant du temps d'exposition. Pour les caméras possédant une bonne dynamique, le bruit de lecture est généralement dominé par le bruit de transfert et le bruit de l'amplificateur. Le rapport signal sur bruit lié au bruit de lecture peut être amélioré par sommation de plusieurs images.

En résumé, il est préférable d'exploiter le plus possible la dynamique de la caméra, d'une part pour améliorer la résolution des détails de l'image, assimilés à des gradients d'intensité, et d'autre part pour améliorer le rapport signal sur bruit qui, rappelons-le, diminue avec l'intensité du signal.

Comme cela a été présenté précédemment, le dispositif que nous avons utilisé se compose tout d'abord d'une caméra CCD intensifiée PIMAX GENIII de Princeton Instrument. Cette dernière est équipée d'un capteur 1024x1024pixels. Cette caméra présente trois avantages pour notre étude : 1) un gain important pouvant aller jusqu'à 255, qui permet d'observer des signaux d'intensité très faible, 2) un temps d'exposition pouvant être réduit jusqu'à 500ps, permettant de s'affranchir de la chimiluminescence ainsi que des sources de lumière extérieures sans avoir recours à l'utilisation d'un filtre passe-bande et donc sans perte de signal, 3) une dynamique élevée de 16 bits, soit 65536 niveaux de gris, particulièrement bien adaptée à l'étude de forts gradients d'intensité.

Il faut tout de même remarquer que l'utilisation d'un gain très élevé est souvent déconseillée, car elle peut générer des non-linéarités dans la matrice image. Cependant, nous verrons par la suite que les conditions expérimentales ont requis l'utilisation de tels gains, que la qualité de l'image s'en est trouvée légèrement dégradée, mais qu'aucune non-linéarité n'a été observée.
Compte tenu du dimensionnement de la chambre haute pression et de la distance de mise au point des objectifs disponibles au laboratoire et sur le marché, le choix des configurations optiques était limité. Parmi le matériel disponible, deux configurations ont retenu notre attention : 1) un objectif Macro MicroNikkor 105mm f\2.8 couplé à un doubleur de focale KENKO MC7, 2) un objectif Macro MicroNikkor 85mm f\1.4 couplé à un multiplicateur de focale variable VIVITAR. Ces configurations ont en commun l'utilisation d'un multiplicateur de focale qui permet d'augmenter le grossissement mais entraîne une perte de signal importante. En effet, le doubleur de focale KENKO représente une perte équivalente à deux valeurs de diaphragme, soit une division du signal par 4. Cependant, compte tenu des éléments évoqués en tout début de paragraphe, ces multiplicateurs de focale nous ont semblé indispensables. La résolution « idéale », c'est-à-dire qui ne prend pas en compte les effets des aberrations optiques et les divers bruits liés à l'utilisation de la caméra CCD, est similaire pour les deux configurations ($16.8 \mu m / pixel$ et $20.8 \mu m / pixel$ respectivement pour les configurations 1) et 2)). L'avantage de la deuxième configuration est l'utilisation d'un objectif de plus grande ouverture qui permet d'augmenter la quantité de lumière reçu par le capteur CCD. Cependant, les premiers essais ont révélé que malgré ce gain en intensité, la configuration 2) était, de loin, la moins performante à cause d'une dynamique très faible de l'image. En effet, malgré le bruit introduit par la nécessité de travailler avec un gain élevé pour compenser la perte de luminosité due au passage à une ouverture de 2.8, nous avons remarqué que le contraste était bien plus élevé sur les images réalisées avec la configuration 1). Cependant, comme cela a été évoqué plus haut, il est généralement déconseillé de travailler avec un gain élevé, l'intensificateur pouvant, dans ce cas, générer des non-linéarités dans la matrice image. Nous avons donc étudié l'impact de l'intensificateur sur le bruit de l'image. La Figure 42 représente l'image d'un fond lumineux quasi homogène normalisé par l'intensité moyenne de l'image, visualisé pour différentes valeurs du gain de l'intensificateur. Pour que les images soient comparables, nous nous sommes efforcés de maintenir une intensité similaire dans l'image en jouant sur le temps d'exposition. Cela implique de négliger la dépendance du courant d'obscurité et du bruit de Poisson avec le temps d'exposition.

Pour ces expériences, ce dernier varie de $4.4ms$ à $80\mu s$ pour un gain allant de 40 à 240. Il parait donc raisonnable de penser qu'on puisse s'affranchir de la variation des bruits évoqués précédemment entre les différentes images capturées.

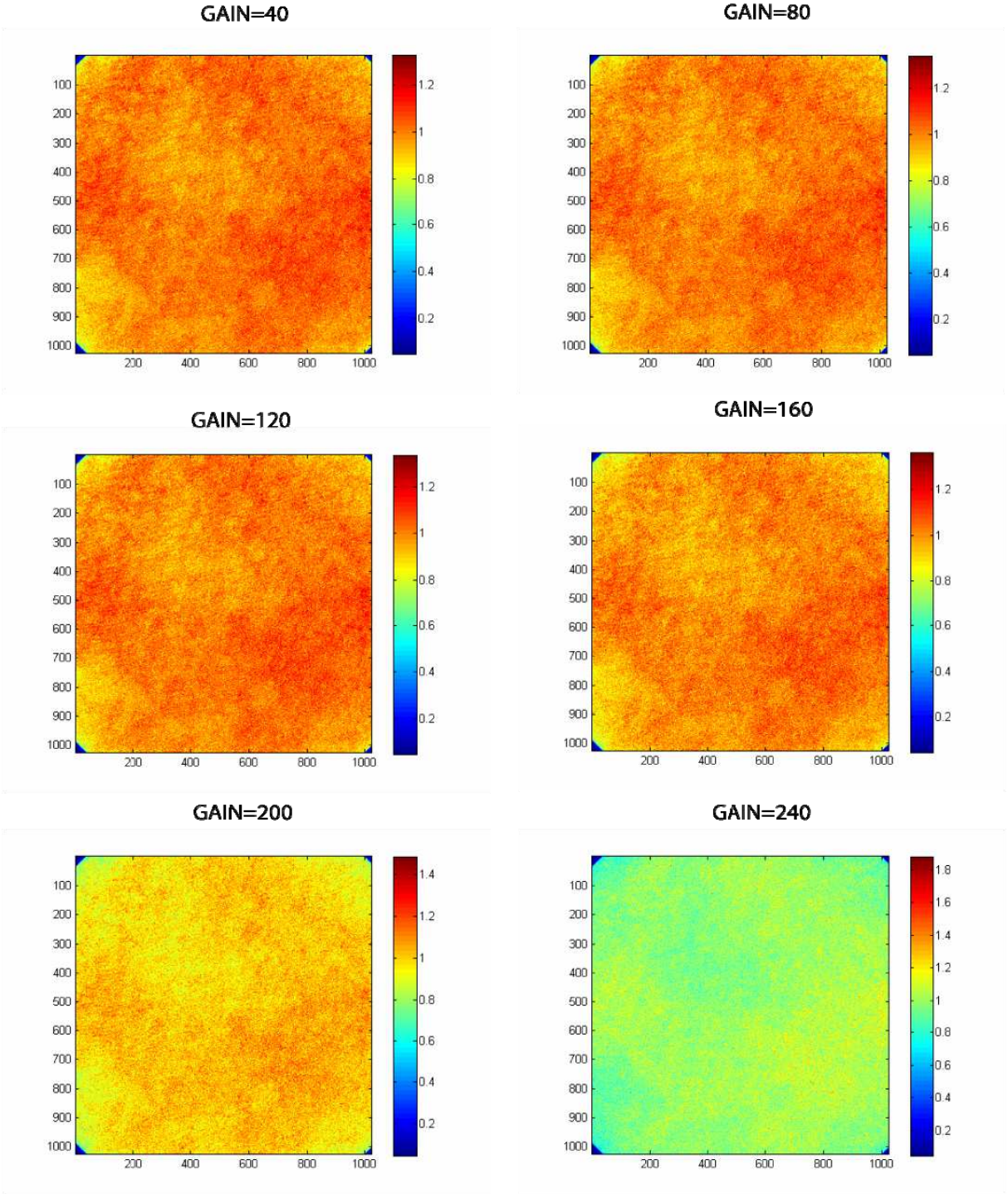


Figure 42: Images d'un fond lumineux quasi homogène normalisées par la valeur de l'intensité moyenne de l'image pour différentes valeurs du GAIN.

A l'observation de ces images, on remarque que l'augmentation du gain de l'intensificateur se traduit par l'introduction d'un bruit impulsionnel, caractérisé par des pixels isolés ayant des valeurs d'intensité bien plus élevées que celles des pixels environnants. Cela est particulièrement mis en valeur par la colorimétrie de l'image correspondant à un gain de 240. Le fond lumineux « s'efface » derrière un petit nombre de pixels de plus grandes valeurs. Ce bruit peut être aisément réduit par sommation de plusieurs images ou par filtrage. La résolution idéale élevée de notre configuration est un avantage pour la réduction de ce bruit. En effet, ce dernier se manifeste à l'échelle d'un pixel (soit $16.8\mu m$), c'est-à-dire à une échelle bien plus faible que celle d'un front de flamme. On pourrait donc filtrer ce bruit sans que cela ne vienne perturber significativement la résolution finale de notre diagnostic. La Figure 43 représente l'évolution de l'écart type des variations d'intensité pixel à pixel le long d'une ligne verticale, au centre d'une image moyenne du fond lumineux, en fonction du gain de l'intensificateur et du nombre d'image utilisée pour calculer l'image moyenne.

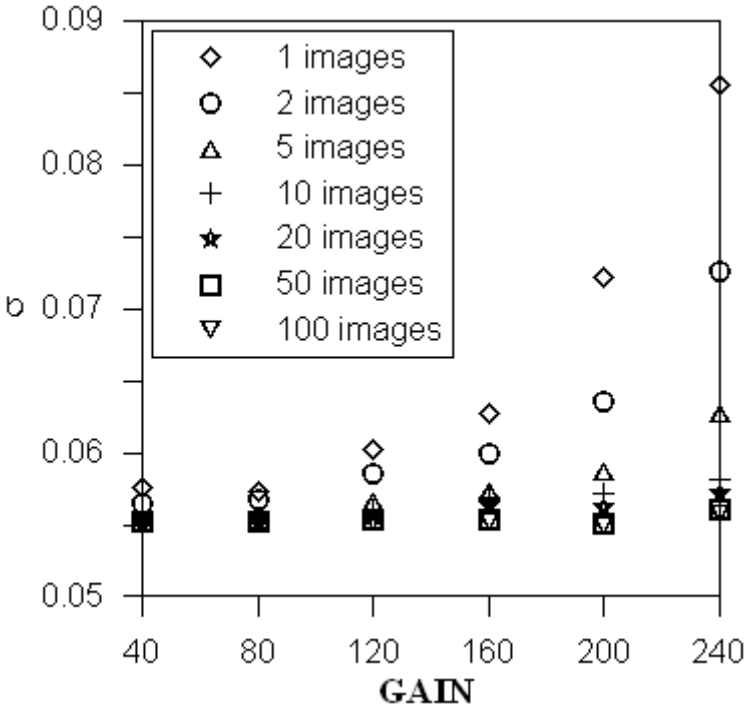


Figure 43: Évolution de l'écart type des variations d'intensité pixel à pixel le long d'une ligne verticale, au centre d'une image moyenne du fond lumineux, en fonction de la valeur du gain et du nombre d'images instantanées utilisées pour le calcul de l'image moyenne.

On remarque qu'une moyenne sur un petit nombre d'images suffit à réduire considérablement le bruit impulsionnel introduit par un gain élevé. Le bruit résiduel, caractérisé par un écart type d'environ 0.055, correspond aux autres sources de bruits du dispositif de collection.

Nous avons vu que le bruit impulsionnel pouvait aisément être réduit mais qu'en est-il des non-linéarités évoquées précédemment. Pour tenter de les mettre en évidence, nous avons étudié la variation d'intensité le long d'une ligne verticale centrée sur une image moyenne du fond lumineux (moyenne calculée sur 100 images) pour différentes valeurs du gain de l'intensificateur. Pour s'affranchir du bruit résiduel, les images moyennes ont été filtrées avec un simple filtre médian opérant sur une matrice 9x9 pixels. Les profils obtenus sont représentés sur la Figure 44.

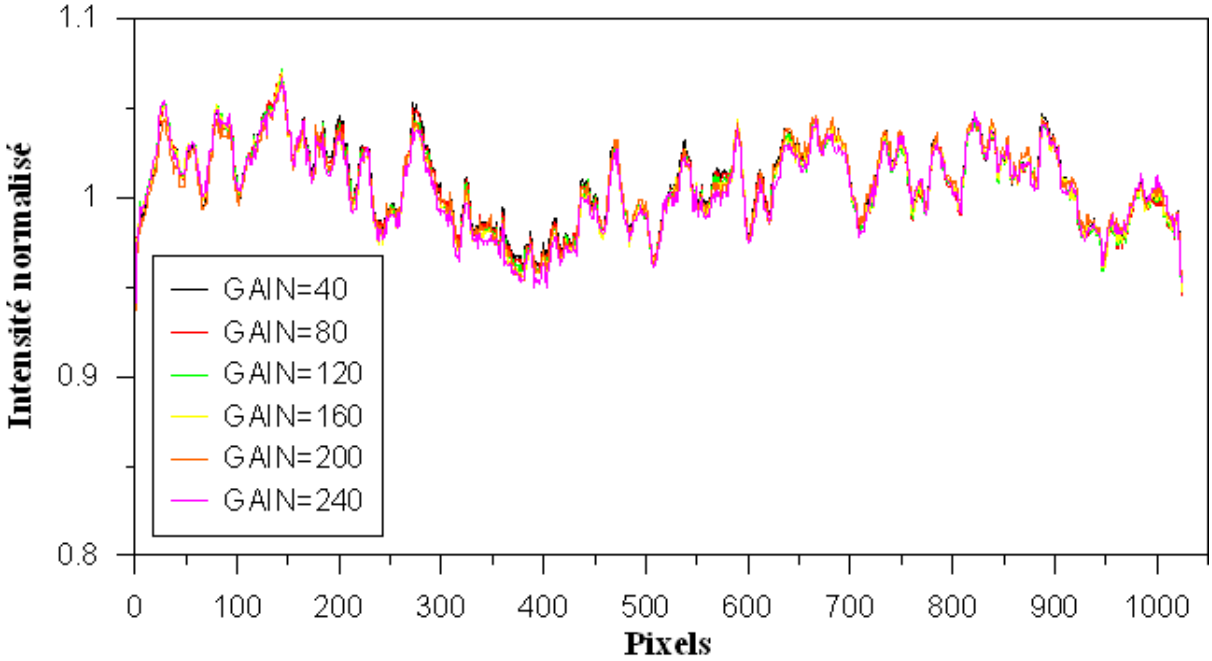


Figure 44: Intensité le long d'une ligne verticale centrée sur l'image moyenne du fond lumineux (moyenne calculée sur 100 images) pour différentes valeurs du gain de l'intensificateur. Les images moyennes ont été filtrées avec un filtre médian opérant sur une matrice 9x9 pixels, pour s'affranchir du bruit de pixellisation.

Il faut préciser tout d'abord que les variations d'intensité sont dues à l'inhomogénéité du fond lumineux. On remarque que quelle que soit la valeur du gain, les profils d'intensité sont cohérents. Aucune non-linéarité n'est observée. L'utilisation du gain élevé est donc une solution viable. Nous avons donc choisi d'utiliser un gain de 240 nous permettant de travailler avec un signal dans les gaz frais (exprimé en niveau de gris) compris entre 35000 (sur le pic d'intensité de la nappe laser) et 18000 (au plus près de la zone du champ perturbé par la présence des écrans utilisés pour masquer les réflexions sur le brûleur).

Pour caractériser la résolution de notre dispositif sur cet intervalle d'intensité, nous avons étudié la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) du signal émis par le fond lumineux à travers une mire USAF 1951. Le signal a été moyenné sur 30 images afin de réduire le bruit lié à l'utilisation d'un gain élevé et il a été normalisé par une image moyenne du fond sans

mire (calculée sur 100 images instantanées), dans les mêmes conditions d'éclairement. La Figure 45 représente l'image de cette mire normalisée par le fond lumineux moyenné, pour les deux conditions extrêmes d'illumination (sur le pic d'intensité de la nappe laser et au plus proche des zones du champ perturbées par les écrans).

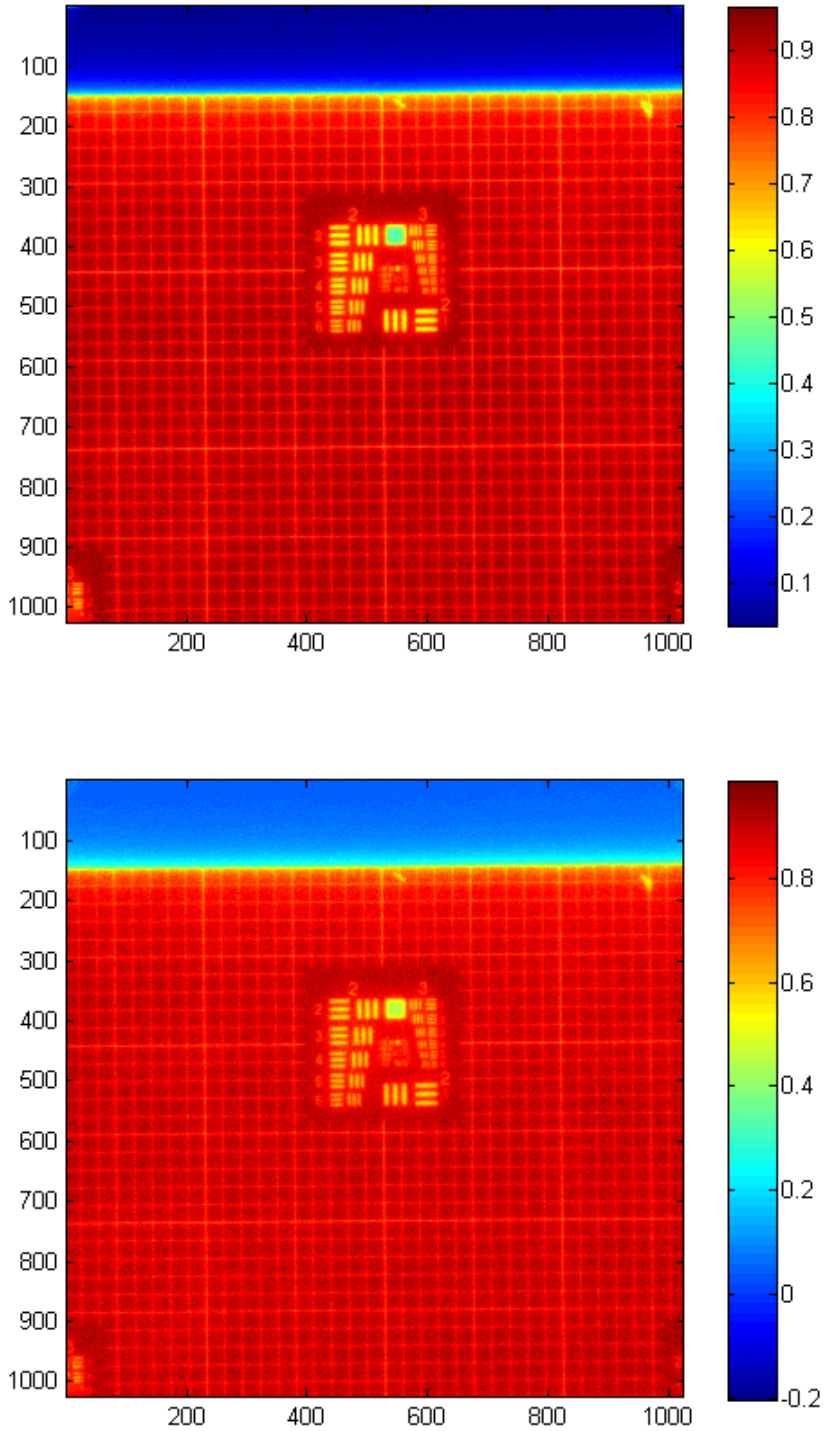


Figure 45: Image de la mire USAF 1951 normalisée par l'image moyenne du fond lumineux (calculée sur 100 images instantanées) dans une condition d'illumination similaire à celle rencontrée sur le pic d'intensité de la nappe laser (en haut) et proche de la zone perturbée par les écrans (en bas).

Comme nous pouvons le voir, la mire USAF 1951 se compose de plusieurs groupes de six cibles verticales et horizontales. Le dimensionnement des cibles est résumé dans le Tableau 4.

Paires de lignes par millimètre								
Cibles	**Groupes**							
	0	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**
1	1.00	2.00	4.00	8.00	16.00	32.00	64.00	128.00
2	1.12	2.24	4.49	8.98	17.96	35.92	71.84	143.70
3	1.26	2.52	5.04	10.08	20.16	40.32	80.63	161.30
4	1.41	2.83	5.56	11.31	22.63	45.25	90.51	181.00
5	1.59	3.17	6.35	12.70	25.40	50.80	101.60	203.20
6	1.78	3.56	7.13	14.25	28.51	57.02	114.00	228.10
Paires de trait par millimètre = LP				Espacement (mm) = 1/(2LP)				
Largeur trait (mm) = 1/(2LP)				Résolution (mm) = 1/LP				

Tableau 4: Récapitulatif des caractéristiques d'une mire USAF 1951. Issue de [Newport]. Notons que la mire utilisée pour notre étude démarre au groupe 2.

Comme on pouvait s'y attendre, proche des écrans où l'intensité du signal est environ de Imax/2 (Imax correspondant à la valeur du pic d'intensité de la nappe laser), l'image est légèrement plus bruitée. La Figure 46 représente la fonction transfert de modulation pour chacun des cas précédemment évoqués, déterminée par le calcul du contraste de Michelson communément utilisé pour caractériser la résolution d'un dispositif optique. Ce contraste s'exprime par :

$$C_M = \frac{I_{MAX} - I_{MIN}}{I_{MAX} + I_{MIN}} \tag{53}$$

I_{MAX} et I_{MIN} correspondant respectivement à l'intensité maximale et minimale observée sur chaque cible de la mire.

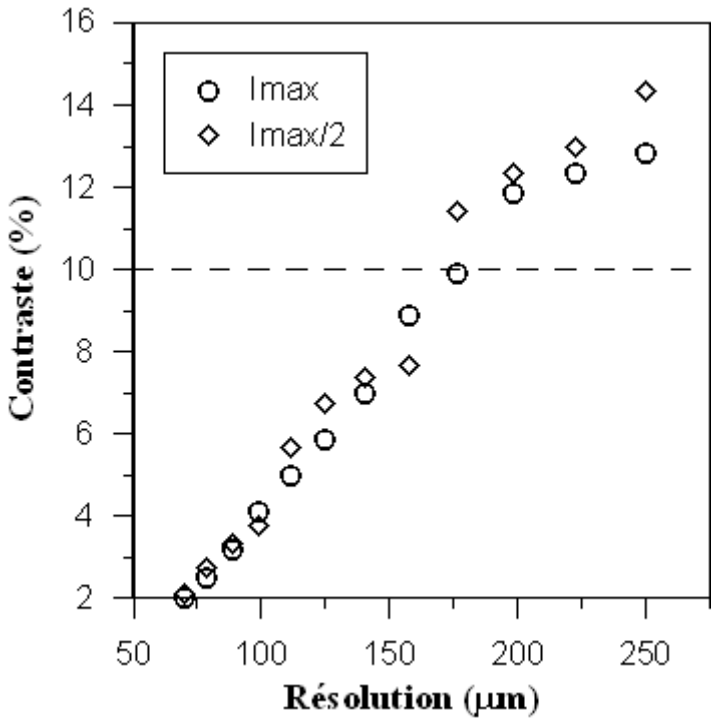


Figure 46: FTM du signal émis par le fond lumineux à travers la mire USAF 1951 pour les deux conditions extrêmes d'illumination rencontrées au niveau du pic d'intensité de la nappe laser (Imax) et proche de la zone perturbée par les écrans (Imax/2).

On remarque que malgré un bruit visiblement plus important proche des écrans, la résolution est équivalente sur toute la zone de mesure. La valeur relevée est d'environ 170μm à 10% de contraste. Précisons tout de même que cette valeur ne constitue pas une limite absolue pour l'imagerie car, comme nous pouvons le voir sur les images de la mire, des structures plus fines peuvent être résolues avec un contraste inférieur à 10%. Cependant, à l'observation des profils d'intensité perpendiculaires aux cibles, il ne parait pas judicieux de se fier aux structures observées avec un contraste inférieur à 5%. On note tout de même que les points de mesure du contraste sont plus disparates dans le cas Imax/2, ce qui traduit la présence d'un bruit plus important.

7.3.4. La procédure d'acquisition et de traitement

Plusieurs séries d'images ont été réalisées pour l'étude de la structure interne de front de flamme par diffusion Rayleigh :

- Pour chaque configuration étudiée, une série de 500 images du signal Rayleigh à travers la flamme a été enregistrée. Ces images seront nommées I_{FLAMME} .
- Le signal de référence est celui de la nappe laser dans l'air à pression atmosphérique et à 300 K. À la fin de chaque journée d'expérimentation, une série de 1000 images de la nappe laser dans l'air a été enregistrée. Ces images seront nommées I_{AIR} .
- Pour caractériser les perturbations liées aux réflexions et au courant d'obscurité, une série de 1000 images des nappes laser dans un écoulement d'Hélium, dont la section efficace de diffusion Rayleigh est 66 fois inférieure à celle de l'air, a été enregistrée. Ces images seront nommées $I_{BACKGROUND}$.

Le traitement des données expérimentales se déroule en deux étapes. 1) l'extraction des profils de température avec l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs, 2) la correction de ces profils pour tenir compte de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme.

La première étape débute par le calcul du signal de référence moyen et le background moyen :

$$I_{AIR\cdot MEAN} = \frac{\sum_{1}^{1000} I_{AIR}}{1000} \tag{54}$$

$$I_{BACKGROUND\cdot MEAN} = \frac{\sum_{1}^{1000} I_{BACKGROUND}}{1000} \tag{55}$$

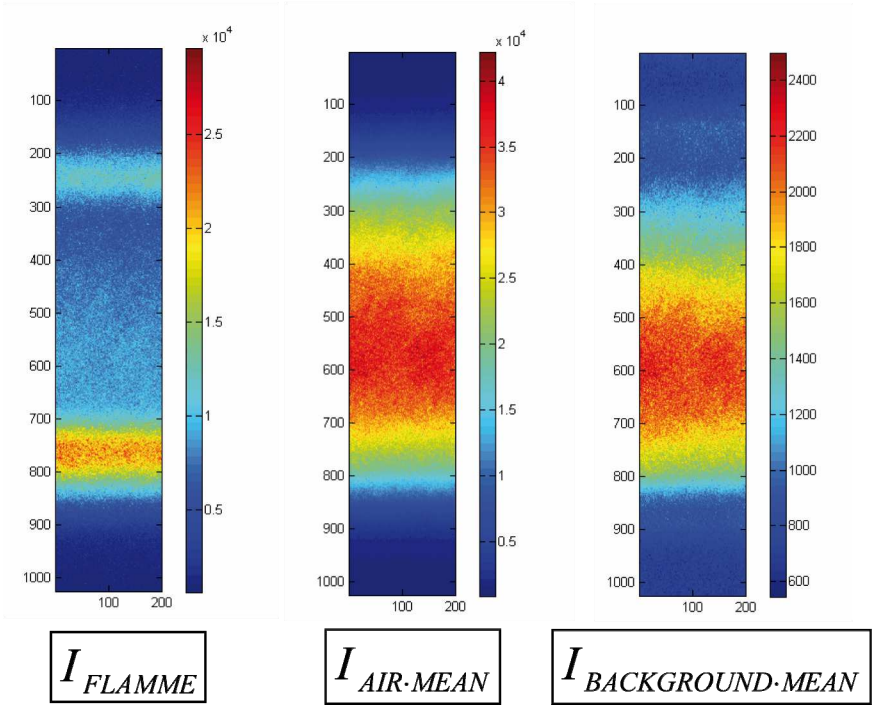


Figure 47: Exemples d'images Rayleigh. Signal instantané dans la flamme (à gauche), signal de référence dans l'air moyenné sur 1000 images (au milieu) et signal dans l'hélium moyenné sur 100 images (à droite).

Il faut ensuite soustraire le background moyen aux images de la flamme et au signal de référence moyen :

$$I_{FLAMME\cdot CLEAN} = I_{FLAMME} - I_{BACKGROUND\cdot MEAN} \tag{56}$$

$$I_{AIR\cdot MEAN\cdot CLEAN} = I_{AIR\cdot MEAN} - I_{BACKGROUND\cdot MEAN} \tag{57}$$

Dans un premier temps, le champ de densité moléculaire normalisé est déterminé en considérant l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à celle des réactifs. On introduit la section efficace de diffusion Rayleigh de l'air σ_{rAIR} et celle des réactifs $\sigma_{rREACTIF}$. On obtient ainsi :

$$I^{\sigma_r = cste}_{DENSITE\cdot FLAMME\cdot NORM} = \frac{\sigma_{rAIR}}{\sigma_{rREACTIFS}} \cdot \frac{I_{FLAMME\cdot CLEAN}}{I_{AIR\cdot MEAN\cdot CLEAN}} \tag{58}$$

Le champ de température est déterminé par :

$$I^{\sigma_r = cste}_{TEMPERATURE} = \frac{300}{I_{DENSITE-FLAMME-NORM}} \tag{59}$$

Ces champs sont représentés sur la Figure 48.

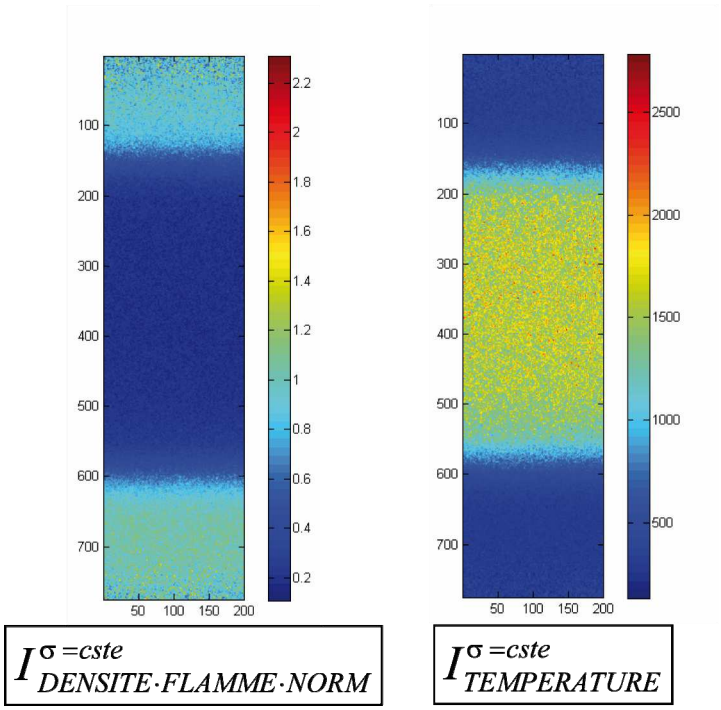


Figure 48: Exemples d'images Rayleigh. Champ de densité normalisé (à gauche) et champs de température correspondant (à droite).

Afin de réduire le bruit lié à l'amplificateur, le profil central, ainsi que quinze profils consécutifs de part et d'autre du profil central (soit 31 profils au total localisés sur la Figure 49) ont été extraits puis moyennés. Le profil de température obtenu, représenté lui aussi sur la Figure 49, sera considéré dans la suite de nos travaux comme un **profil de température instantané** et noté $T_{\sigma_r=cste}(z)$.

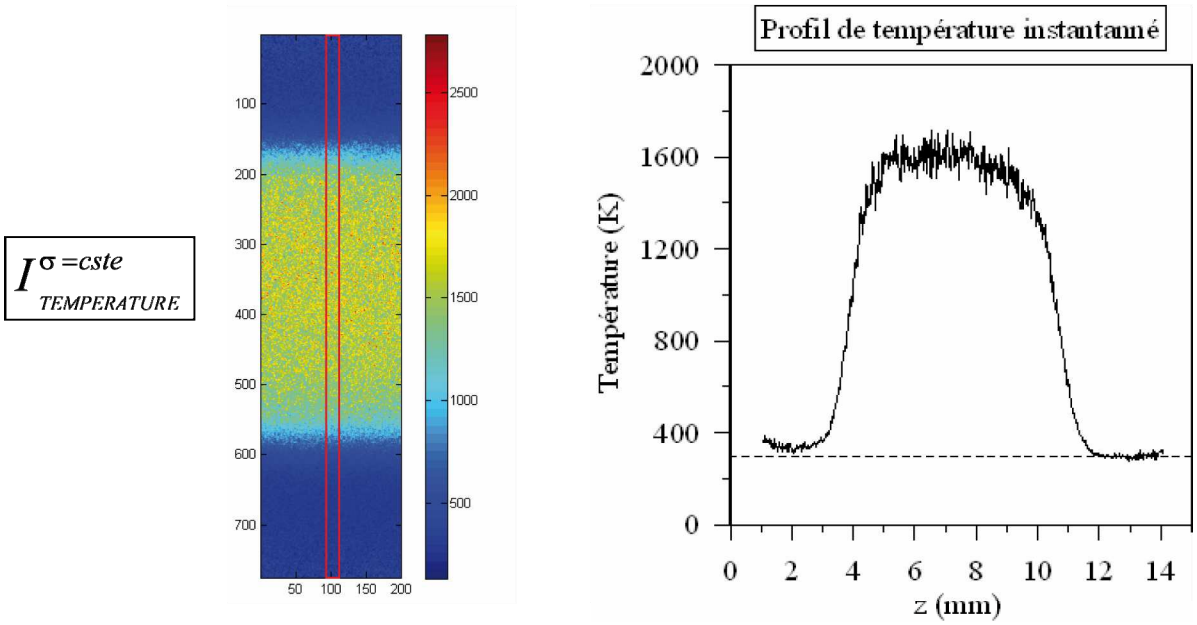


Figure 49: Schéma de principe de l'extraction du profil de température instantané. La portion du champ de température couverte par les 31 profils verticaux sélectionnés est repérée par le rectangle rouge.

Notons que le grandissement ayant été estimé à $16.8\mu m / pixels$, la sélection de 31 profils consécutifs représente une distance de $521\mu m$, ce qui est suffisamment faible pour que la géométrie des flammes ne vienne en aucun cas perturber les caractéristiques du profil $T_{\sigma_r=cste}(z)$.

Dans un deuxième temps, le profil $T_{\sigma_r=cste}(z)$ va être corrigé pour tenir compte de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme. Afin de déterminer la valeur de la section efficace de diffusion Rayleigh en chaque point du front de flamme, nous avons déterminé numériquement les profils d'espèces par simulation numérique 1D de flamme laminaire en configuration de jets opposés. Les caractéristiques des calculs numériques sont détaillées dans le chapitre suivant. De plus, une étude complète de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme est présentée dans le chapitre 9. C'est pourquoi **la deuxième étape du traitement sera décrite à la fin du chapitre 9.**

Dans ce chapitre, les caractéristiques du régime de diffusion Rayleigh ont été exposées. Nous avons vu que les propriétés de ce régime de diffusion pouvaient, sous certaines hypothèses, être utilisées pour caractériser, de façon non intrusive, la densité moléculaire et la température d'un écoulement réactif. Après une brève description des avancées réalisées dans l'application de ce diagnostic à l'étude des écoulements réactifs, nous avons démontré la viabilité de notre dispositif d'étude de la diffusion Rayleigh 2D dans une configuration de flamme à jets opposés. Enfin, le protocole de traitement d'image a été présenté.

8. Etude numérique de la structure interne du front de flamme : Calculs 1D

Aujourd'hui, différents outils numériques sont disponibles pour l'étude de la cinétique chimique dans les flammes, ainsi que pour la simulation de flammes 1D. Les trois principaux sont CHEMKIN, COSILAB et CANTERA. Notons que CANTERA est une suite « Open source ». Dans notre étude, nous avons utilisé CANTERA et CHEMKIN.

Nous allons débuter ce chapitre en décrivant les deux configurations qui vont être simulées dans nos travaux : la flamme 1D se propageant librement simulée avec CANTERA et les flammes 1D en configuration de jets opposés simulées avec CHEMKIN. Nous rappellerons les hypothèses mises en jeu dans ces simulations, ainsi que les équations à résoudre.

Nous nous intéresserons ensuite à l'un des paramètres fondamentaux de ces simulations : le choix du modèle de transport permettant de calculer les propriétés de diffusion du gaz en chacun des points du domaine. Nous décrirons les deux principaux modèles utilisés dans ce type de simulation et nous résumerons les travaux scientifiques visant à les caractériser.

Enfin, nous détaillerons la mise en œuvre de nos simulations en mettant l'accent sur l'impact des paramètres de convergence et le choix des mécanismes réactionnels.

8.1. Les différentes configurations simulées

Deux configurations ont été simulées pour effectuer des comparaisons avec nos résultats expérimentaux. Afin de nous rapprocher de nos conditions expérimentales, visant à caractériser l'impact de l'étirement sur la structure interne d'un front de flamme dans une configuration à jets opposés, nous avons modélisé une flamme de prémélange 1D dans cette même configuration. Pour compléter cette étude, les caractéristiques des fronts de flammes laminaires non étirés ont été extraites de simulations de flamme de prémélange 1D se propageant librement. 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. Pour chacune des configurations modélisées, nous allons décrire succinctement la méthode de résolution en nous basant sur la documentation de CHEMKIN, tout en sachant que les méthodes de résolution sont similaires pour CANTERA.

8.1.1. Flamme 1D se propageant librement

La flamme plate se propageant librement est une configuration très souvent utilisée en simulation car elle se caractérise par une absence de contrainte thermique ou aérodynamique (étirement aérodynamique, courbure…). Les grandeurs ainsi simulées correspondent aux grandeurs fondamentales laminaires non étirées que l'on prend généralement comme référence. La géométrie simplifiée permet de réaliser un calcul monodimensionnel. Dans cette configuration, on considère les hypothèses suivantes :

- la propagation de la flamme est monodimensionnelle
- la flamme se propage dans des conditions adiabatiques
- la propagation de la flamme est stationnaire
- la variation de pression à travers le front de flamme est négligée

Simuler ce type d'écoulement revient à résoudre suivant x, l'équation de continuité :

$$\rho u = cste \tag{60}$$

l'équation de conservation de l'énergie :

$$\dot{M}\, c_p \frac{dT}{dx} - \frac{d}{dx}\left(\lambda \frac{dT}{dx}\right) + \left(\rho \sum_{k=1}^{K} Y_k V_k c_{pk}\right)\frac{dT}{dx} + \sum_{k=1}^{K} \dot{\omega} W_k h_k = 0 \tag{61}$$

l'équation de conservation des espèces :

$$\dot{M}\, \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx}\left(\rho Y_k V_k\right) - \dot{\omega}_k W_k = 0 \tag{62}$$

et l'équation d'état :

$$\rho = \frac{p\overline{W}}{RT} \tag{63}$$

Dans ces équations, x représente la coordonnée spatiale, $\dot{M}$ la densité de flux massique, T la température, Y_k la fraction massique de l'espèce k, p la pression, u la vitesse du fluide, ρ sa masse volumique, W_k la masse molaire de l'espèce k, $\overline{W}$ la masse molaire moyenne du mélange, R la constante universelle des gaz parfaits, λ la conductivité thermique du mélange, c_p la capacité calorifique à pression constante du mélange, c_{pk} la capacité calorifique à pression constante de l'espèce k, $\dot{\omega}_k$ le taux de production par unité de volume de l'espèce k, h_k l'enthalpie spécifique de l'espèce k et V_k la vitesse de diffusion de l'espèce k.

8.1.2. Flammes 1D en configuration de jets opposés

Les équations présentées ici résultent de la méthode de dérivation décrite par [Kee, Miller et al., 1989]. Les hypothèses posées dans le cadre de la simulation d'une flamme 1D se propageant librement sont conservées. Pour caractériser l'impact de la géométrie de l'écoulement à jets opposés, une contribution radiale est introduite dans l'équation de conservation de la masse et l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Ainsi, l'équation de conservation de la masse est exprimée en coordonnée cylindrique par:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho u r)=0 \tag{64}$$

u et v étant respectivement les composantes axiales et radiales de la vitesse du fluide et ρ sa masse volumique. En considérant que u, v et v/r ne dépendent que de x, deux fonctions de cette même variable peuvent être définies :

$$G(x)=-\frac{\rho v}{r} \quad \text{et} \quad F(x)=\frac{\rho u}{2} \tag{65}$$

vérifiant :

$$G(x)=\frac{d(F(x))}{dx} \tag{66}$$

Ces deux fonctions permettent d'introduire la composante radiale de l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$H-2\frac{d}{dx}\left(\frac{FG}{\rho}\right)+\frac{3G2}{\rho}+\frac{d}{dx}\left[\mu\frac{d}{dx}\left(\frac{G}{\rho}\right)\right]=0 \tag{67}$$

avec :

$$H=\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial r}=cste \tag{68}$$

Les équations de conservation de l'énergie et des espèces sont identiques à celles utilisées dans la simulation de flamme 1D se propageant librement, c'est-à-dire :

$$\dot{M}\, c_p \frac{dT}{dx} - \frac{d}{dx}\left(\lambda \frac{dT}{dx}\right) + \left(\rho \sum_{k=1}^{K} Y_k V_k c_{pk}\right)\frac{dT}{dx} + \sum_{k=1}^{K} \dot{\omega} W_k h_k = 0 \qquad (69)$$

$$\dot{M}\frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx}\left(\rho Y_k V_k\right) - \dot{\omega}_k W_k = 0 \qquad (70)$$

Il ne manque plus que l'équation d'état :

$$\rho = \frac{p\overline{W}}{RT} \qquad (71)$$

On rappelle que, dans ces équations, x et r sont respectivement la coordonnée axiale et radiale, $\dot{M}$ la densité de flux massique, T la température, Y_k la fraction massique de l'espèce k, W_k la masse molaire de l'espèce k, p la pression, u la vitesse du fluide, ρ sa masse volumique, W_k la masse molaire de l'espèce k, $\overline{W}$ la masse molaire moyenne du mélange, R la constante universelle des gaz parfaits, λ la conductivité thermique du mélange, c_p la capacité calorifique du mélange à pression constante, c_{pk} la capacité calorifique à pression constante de l'espèce k, $\dot{\omega}_k$ le taux de production molaire de l'espèce k par unité de volume, h_k l'enthalpie spécifique de l'espèce k et V_k la vitesse de diffusion de l'espèce k.

8.2. Les modèles de transport

8.2.1. Description des modèles de transport

Quelle que soit la configuration simulée, la résolution du système d'équations nécessite de déterminer la vitesse de diffusion de chaque espèce dans le mélange. L'expression de cette dernière est fournie par la théorie cinétique des gaz :

$$V_k = \underbrace{\frac{1}{X_k \overline{W}} \sum_{j=1}^{K} W_j D_{kj} \frac{dX_j}{dx}}_{1} - \underbrace{\frac{D_k^T}{\rho Y_k}\frac{1}{T}\frac{dT}{dx}}_{2} \qquad (72)$$

D_{kj} est le coefficient de diffusion multicomposant caractérisant la diffusion de l'espèce k dans l'espèce j et D_k^T est le coefficient de diffusion thermique de l'espèce k.

Le premier terme de l'équation correspond à la vitesse de diffusion ordinaire. Il caractérise le phénomène de diffusion moléculaire lié aux gradients d'espèces. Le deuxième terme correspond à la vitesse de diffusion thermique liée à l'effet Soret, c'est-à-dire qu'il caractérise la diffusion moléculaire liée au gradient de température. Ce phénomène touche principalement les espèces légères. Cependant, [Rosner, Israel et al., 2000] ont montré que la contribution de l'effet Soret pouvait également être significative pour des espèces lourdes.

La méthode de résolution la plus précise de la vitesse de diffusion consiste à tenir compte de toutes les interactions pouvant avoir lieu entre les différentes espèces composant le mélange. C'est ce qu'on appelle communément le **modèle de transport multicomposant**. L'évaluation du coefficient de diffusion multicomposant, du coefficient de diffusion thermique et de la conductivité thermique de chaque espèce est alors une tache très coûteuse en temps de calcul, mais exempte de tout biais lié à une quelconque approximation.

Dans le but de réduire ce temps de calcul, il est possible d'utiliser un modèle d'approximation appelé **modèle de transport moyenné sur le mélange** ('Mixture-averaged transport model ») dans lequel la vitesse de diffusion s'exprime par :

$$Vk = \underbrace{-\frac{1}{X_k} D_{km} \frac{dX_k}{dx}}_{1} \underbrace{- \frac{D_{km}\Theta_k}{X_k} \frac{1}{T} \frac{dT}{dx}}_{2} \tag{73}$$

Le premier terme correspond à la vitesse de diffusion ordinaire exprimée par une loi de Fick, dans laquelle D_{km} représente le coefficient de diffusion de l'espèce k, moyenné sur le mélange et qui s'exprime par :

$$D_{km} = \frac{1 - Y_k}{\sum_{j \neq k}^{K} X_j / D_{jk}} \tag{74}$$

Le deuxième terme correspond à une vitesse de diffusion thermique définie pour les espèces les plus légères uniquement. Θ_k est appelé le ratio de diffusion thermique, dont la formule ne sera pas rappelée ici. Cette formulation de la diffusion thermique, bien que moins coûteuse en temps calcul, est considérablement moins précise que la formulation de l'effet Soret précédemment décrite.

8.2.2. Impact du modèle de transport

L'impact du modèle de transport sur les grandeurs simulées a fait l'objet de nombreuses études, portant sur le rôle de la vitesse de diffusion ordinaire et/ou de l'effet Soret. Dans les travaux de [Ern and Giovangigli, 1998] et [Ern and Giovangigli, 1999], il est montré que l'inclusion de l'effet Soret dans le cadre de la simulation d'une flamme laminaire se propageant librement, diminue légèrement la vitesse de propagation dans la partie pauvre et l'augmente dans la partie riche. [Bongers and De Goey, 2003] ont montré que, dans le cadre de la simulation d'une flamme laminaire 1D, le choix de la vitesse ordinaire de diffusion avait un impact négligeable sur le calcul des vitesses de propagation pour des mélanges pauvres CH_4/Air et H_2/Air. En revanche un léger écart est observé aux alentours de la stœchiométrie ainsi que sur toute la gamme de richesse de flammes CH_4/O_2 et H_2/O_2, démontrant ainsi l'impact de la dilution en N_2 sur le rendement du modèle. De plus, les auteurs ont mis en évidence que l'effet Soret avait un impact très faible sur la vitesse de propagation laminaire d'une flamme CH_4/Air voir négligeable pour la partie pauvre. En revanche, l'impact est sensiblement plus important pour une flamme H_2/Air, même s'il reste faible dans la partie pauvre.

[Yang, Law et al., 2010] ont réalisé une étude très complète sur l'impact de l'effet Soret dans la simulation de flamme de prémélange H_2/Air 1D se propageant librement et de flammes de prémélange H_2/Air 1D à jets opposés. Ils ont notamment focalisé leur attention sur l'impact de l'effet Soret sur la diffusion de la molécule H_2 et du radical H, deux espèces jouant un rôle primordial dans la propagation d'un front de flamme. Pour le cas d'une flamme se propageant librement (Figure 50), les auteurs ont montré que l'effet Soret avait un impact très faible sur le flux de combustion laminaire dans la partie pauvre ainsi que dans la partie très riche. L'impact est légèrement plus important dans une plage de richesse comprise entre 1 et 2.5.

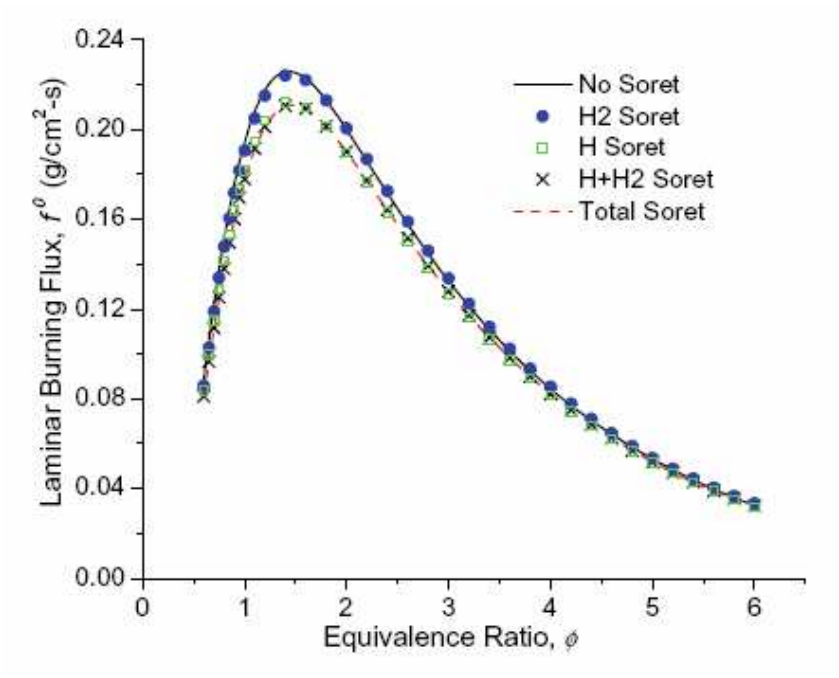


Figure 50: Simulation numérique de l'évolution du flux de combustion laminaire avec la richesse d'une flamme H_2/Air plate se propageant librement pour différents niveaux de prise en compte de l'effet Soret. Issue de [Yang, Law et al., 2010].

Ils remarquent également que la contribution de l'effet Soret est liée principalement aux espèces légères. Pour une richesse de 1.4, pour laquelle l'impact de l'effet Soret est le plus important, le profil de fraction molaire de H_2 peut être sensiblement modifié par l'inclusion de l'effet Soret, tout comme celui du radical H. Dans le cas de flammes laminaires à contre-courant, l'impact est beaucoup plus important. Dans la partie pauvre, comme on peut le voir sur la Figure 51, on observe que la température de la flamme est significativement plus élevée lorsque l'effet Soret est inclus. De plus, les limites d'extinction sont repoussées. Cela est en accord avec les résultats de [Ern and Giovangigli, 1998] et [Ern and Giovangigli, 1999]. Ce phénomène est lié à la divergence de l'écoulement qui favorise la diffusion de l'hydrogène vers le front de flamme, augmentant ainsi localement la stœchiométrie.

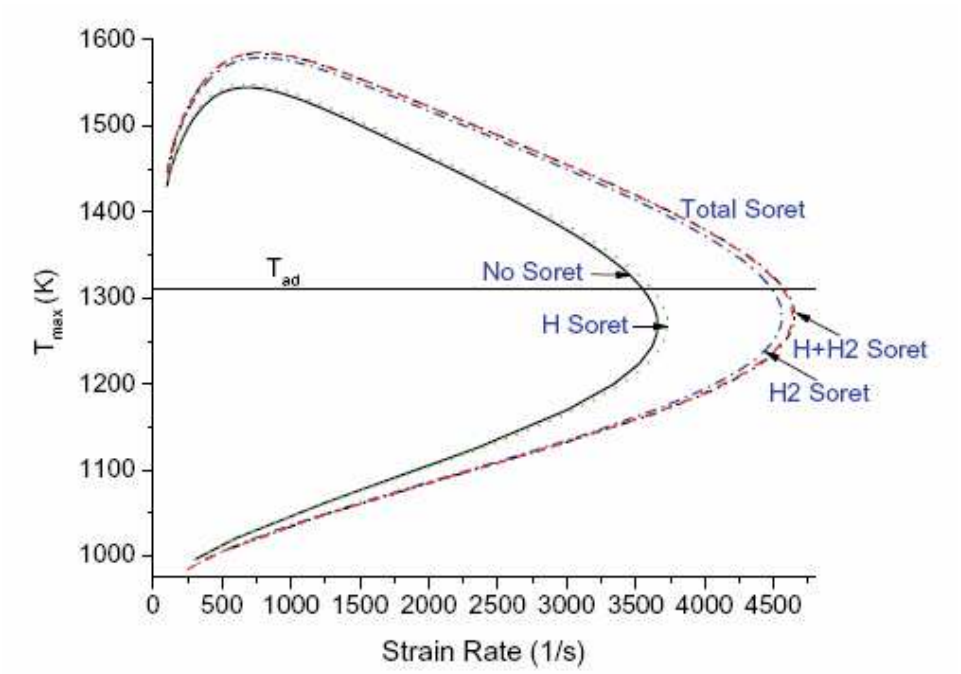


Figure 51: Simulation numérique de l'impact de l'étirement sur la température d'une flamme pauvre H_2/Air (phi=0.35) pour différents niveaux de prise en compte de l'effet Soret. Issue de [Yang, Law et al., 2010]

Pour des flammes riches, on observe la tendance inverse, comme le montre la Figure 52. La température de flamme diminue lorsqu'on inclut l'effet Soret. De plus, les limites d'extinction se resserrent. Cette fois-ci, la diffusion accrue de l'hydrogène éloigne la flamme de la stœchiométrie, la rendant plus sensible à l'étirement. Ces conclusions rejoignent les préconisations de [Kee, Miller et al., 1989] mettant en avant le modèle multicomposant couplé à l'effet Soret pour la simulation de flammes étirées.

Enfin, notons que [Grcar, Bell et al., 2009] rapportent que le modèle « mixture-averaged », agrémenté de l'effet Soret, fournit des résultats satisfaisants lors de l'implication d'espèces légères.

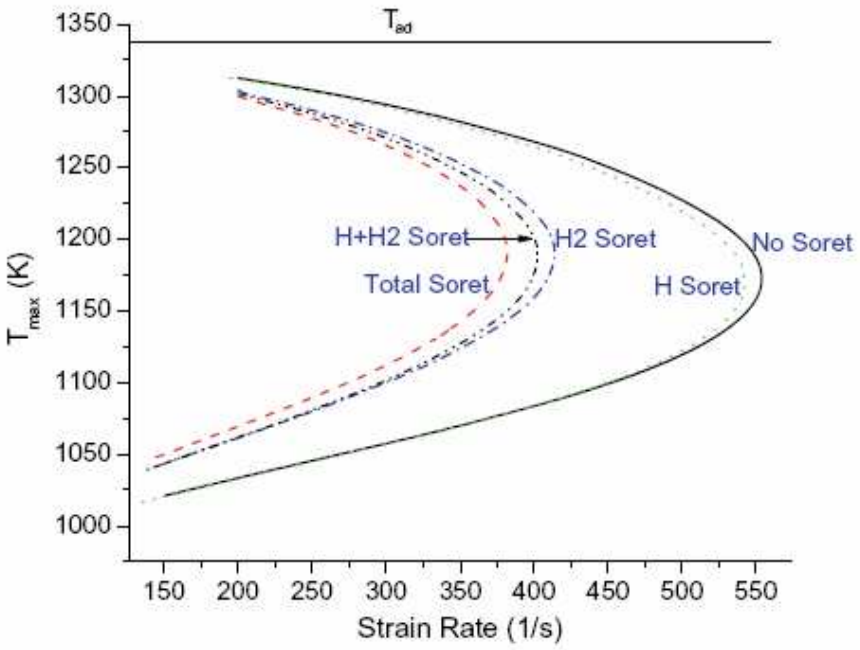


Figure 52: Simulation numérique de l'impact de l'étirement sur la température d'une flamme riche H_2/Air (phi=5.5) pour différents niveaux de prise en compte de l'effet Soret. Issue de [Yang, Law et al., 2010].

8.3. Mise en œuvre de la simulation

8.3.1. Présentation des codes sources

Comme cela a été évoqué précédemment, nous avons utilisé CANTERA pour la simulation de flamme 1D se propageant librement et OPPDIF (suite CHEMKIN) pour la simulation de flammes 1D en configuration de jets opposés.

Quelle que soit la suite utilisée ou la configuration simulée, le principe de résolution est identique. Un maillage grossier est appliqué au domaine de calcul défini par l'utilisateur. Le système d'équations est discrétisé spatialement en utilisant la méthode des différences finies. Une solution initiale peut alors être estimée pour démarrer le calcul. La solution initiale est utilisée comme point de départ pour la méthode de Newton amortie qui étudie la convergence d'une succession d'itération.

Deux cas peuvent se présenter :

1) la séquence d'itération converge, dans la limite des critères de convergence définis par l'utilisateur. Dans ce cas, le maillage est raffiné en interpolant la solution précédente et on tente d'appliquer la méthode de Newton à partir de cette nouvelle solution.
2) la séquence d'itération ne converge pas. Une nouvelle solution de départ doit être trouvée pour la résolution du problème stationnaire. Pour cela, on considère temporairement le problème comme instationnaire en réintroduisant les termes de dérivé temporelle dans les équations de conservation des espèces et de l'énergie. Le système est, cette fois, discrétisé temporellement. Les paramètres de discrétisation temporelle (durée des pas de temps, nombre des pas de temps) sont définis par l'utilisateur. On utilise alors la même méthode de Newton amortie que précédemment. Comme cela est évoqué dans le manuel de PREMIX, la convergence d'une méthode de Newton amortie est considérablement favorisée dans le cadre de la résolution d'un problème transitoire, ce qui facilite l'obtention d'une nouvelle solution de départ pour la résolution du problème stationnaire. Si, avec cette nouvelle solution de départ, la méthode de Newton converge, on est dans le cas 1). Sinon, on résout à nouveau le problème en instationnaire pour générer une autre solution de départ. Et ainsi de suite.

Le maillage est raffiné jusqu'à ce qu'il satisfasse les critères de maillage définis par l'utilisateur. Dans la section suivante, les principaux paramètres vont être décrits et leur influence sur les résultats de la simulation sera étudiée.

8.3.2. Etude de la convergence

Différents paramètres permettent à l'utilisateur d'influer sur la simulation. À notre connaissance, peu d'études ont été réalisées sur l'impact de ces paramètres sur la convergence. On peut citer les travaux de [Bergthorson, 2005] ainsi que ceux de [Benezech, 2008]. Nous allons donc étudier ici l'influence sur les caractéristiques fondamentales de la flamme, des principaux paramètres que sont les paramètres de maillage et les paramètres du domaine.

8.3.3. Paramètres de maillage

Un maillage efficace doit offrir un bon compromis entre le nombre de points utilisés pour le calcul et la précision de celui-ci. Dans le cadre de la simulation de flamme 1D, il est nécessaire, pour assurer une bonne précision de calcul, de résoudre à la fois de forts gradients, comme c'est le cas pour les profils de température par exemple et de fortes courbures, comme c'est le cas au niveau des pics de certaines espèces, le tout sans surcharger de points les zones plus monotones comme en début et en fin du domaine correspondant au gaz frais et aux gaz brûlés. CANTERA propose 4 paramètres de maillage :

- RATIO permet de limiter le ratio des distances séparant deux couples de points successifs.
- SLOPE permet de contrôler le nombre de points dans les régions de fort gradient.
- CURVE permet de contrôler le nombre de points dans les régions de courbure importante.
- PRUNE permet de supprimer des points de calculs rendus inutiles. En effet, dans certaines configurations, les zones de fort gradient ou de forte courbure peuvent se déplacer au cours du calcul. Ainsi, une zone de forte densité en points de maillage peut ne plus correspondre à une zone de fort gradient ou de forte courbure. La suppression de certains de ces points allègera le calcul sans nuire à sa précision.

CHEMKIN ne propose que deux paramètres de maillage qui sont le GRAD et le CURVE. Par analogie entre la documentation de CHEMKIN et les fichiers source de CANTERA, nous sommes arrivés à la conclusion que ces deux paramètres étaient équivalents au SLOPE et au CURVE. Ainsi, même si l'étude de convergence a été réalisée avec CANTERA, les conclusions, quant au choix des valeurs de ces deux paramètres, s'appliquent aux deux suites numériques.

Afin de déterminer l'influence de ces paramètres sur la convergence et de caractériser le poids de chacun d'entre eux dans la simulation, nous avons étudié l'impact de ces paramètres sur la vitesse de propagation de flamme laminaire, le gradient maximum de température et les valeurs des pics des principaux radicaux liés au phénomène de combustion, c'est-à-dire O, H, et OH.

Le but étant de définir les paramètres adéquats pour décrire précisément les fronts de flamme investigués, les calculs ont été uniquement réalisés dans une configuration de flamme 1D se propageant librement, en utilisant un modèle de transport moyenné sur le mélange, limitant ainsi le temps de calcul.

Nous considérerons que les conclusions de cette étude peuvent s'appliquer à la simulation 1D d'une flamme en configuration de jets opposés. Les calculs ont été réalisés pour des flammes CH_4/Air, H_2/CH_4/Air (avec 50% de H_2 dans le combustible) et H_2/CO/Air (avec 50% de H_2 dans le combustible), à la stœchiométrie, en utilisant le mécanisme réactionnel GRI-Mech 3.0 ([Smith, Golden et al.]), couplé au modèle de transport « mixture-averaged ». Les gradients et les courbures résolues dans ces calculs sont donc toujours supérieurs à ceux rencontrés dans nos conditions expérimentales, assurant ainsi une marge raisonnable dans le choix des paramètres de maillage.

Commençons par la simulation d'une flamme de prémélange CH_4/Air. L'essentiel des résultats de notre étude de convergence sera présenté en fonction de la valeur des paramètres de convergence. Cependant, il est important de conserver à l'esprit le nombre de points de maillage qu'impliquent ces paramètres, car les ressources informatiques nécessaires au calcul augmentent rapidement avec la précision du maillage. La Figure 53 représente l'évolution du nombre de points avec la valeur des paramètres slope et curve. Les effets du prune et du ratio ont été supprimés en leur attribuant respectivement les valeurs 0 et 20. Les effets du curve ont été isolés en attribuant au slope la valeur 1. Nous avons ensuite isolé les effets du slope de la même manière puis l'évolution simultanée des deux paramètres a été étudiée.

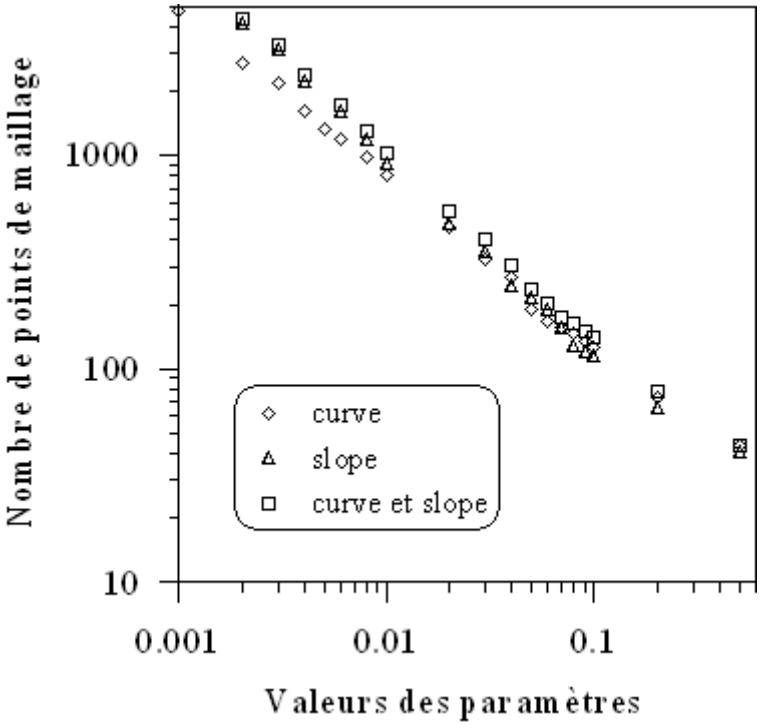


Figure 53: Évolution du nombre de points de maillage en fonction de la valeur des paramètres de convergence pour trois cas : variation en fonction du curve à slope fixé (« curve »), variation en fonction du slope à curve fixé (« slope ») et variation en fonction du curve et du slope de valeurs identiques (« curve et slope »). L'échelle est logarithmique en abscisse et en ordonnée.

On remarque que la variation simultanée des deux paramètres introduit plus de points que la variation d'un paramètre isolé. Cependant, la différence observée est assez faible.

Cela met en évidence le fait que pour que les deux paramètres jouent un rôle dans la simulation, il est nécessaire que leurs valeurs soient proches l'une de l'autre. Dans le cas contraire, le raffinage de la grille sera dominé par le paramètre de plus grande valeur.

Intéressons-nous maintenant à l'influence de chacun de ces paramètres sur la convergence de la solution. Pour cela, nous avons étudié l'évolution de certaines grandeurs fondamentales (vitesse fondamentale de propagation de flamme, température de gaz brûlés, gradient maximum de température, valeur des pics de fraction molaire des principaux radicaux) avec les paramètres de convergence. Pour se faire, nous avons calculé l'erreur relative entre la grandeur calculée pour un paramètre donné et une valeur de référence de cette grandeur calculée pour un très grand nombre de points de maillage (entre 3000 et 4000). L'erreur relative s'exprime donc par :

$$erreur(\%) = 100 * \frac{G(npts) - G(npts_{\max})}{G(npts_{\max})} \qquad (75)$$

$G(npts)$ correspond à la grandeur calculée pour un nombre de points quelconque et $G(npts_{\max})$ correspond à la valeur de cette grandeur calculée pour un très grand nombre de points.

La Figure 54 représente l'évolution de l'erreur relative sur la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire en fonction du nombre de points du maillage pour des paramètres de convergence évoluant séparément ou simultanément.

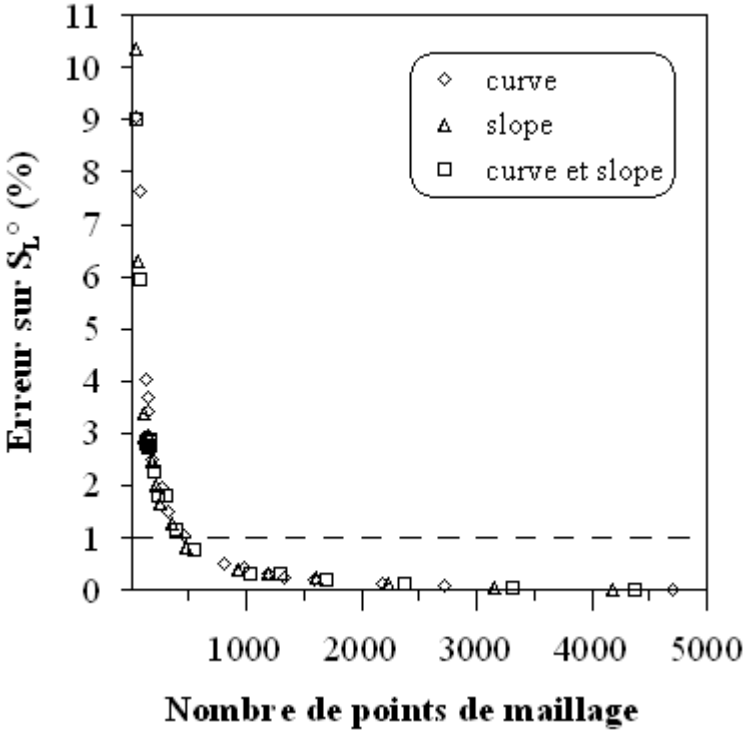


Figure 54: Évolution de l'erreur relative sur la vitesse de propagation fondamentale de flamme laminaire en fonction du nombre de points de maillage pour une variation du curve à slope fixe (« curve »), une variation du slope à curve fixe (« slope ») et une variation simultanée des deux paramètres.

Il apparaît clairement que l'erreur relative converge vers une erreur nulle pour le très grand nombre de points considérés. La valeur calculée avec le nombre de points maximum peut donc légitimement être prise comme référence. On remarque que quel que soit le paramètre qui varie, l'erreur relative passe sous la barre des 2% pour un nombre de points supérieur à 250. La barre des 1% d'erreur relative n'est franchie que pour un nombre de points supérieur à 500.

La Figure 55 représente l'évolution de cette même erreur en fonction de la valeur des paramètres de convergence. Afin d'améliorer la lisibilité, l'axe des abscisses est représenté en échelle logarithmique.

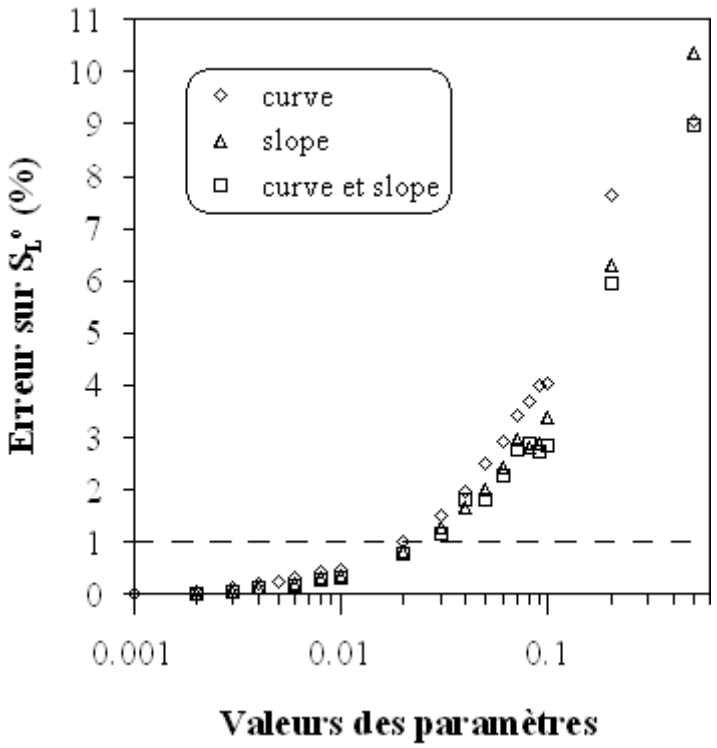


Figure 55: Évolution de l'erreur relative sur la vitesse de propagation fondamentale de flamme laminaire en fonction de la valeur des paramètres de maillage pour une variation du curve à slope fixe (« curve »), une variation du slope à curve fixe (« slope ») et une variation simultanée des deux paramètres.

On remarque que le curve seul résout moins bien la grandeur de vitesse. L'écart entre le slope seul et la variation simultanée du curve et du slope est faible. Pour ces deux derniers cas, le passage sous la barre des 2% d'erreur relative se fait pour des valeurs de paramètre inférieures à 0.05. Pour une précision supérieure à 1%, la valeur des paramètres doit être inférieure à 0.02.

Notre étude étant basée sur la mesure du gradient maximum de température, il était intéressant de décrire comment la valeur calculée de celui-ci varie avec les paramètres de maillage. Pour cela, les profils de température ont été fittés sous Matlab grâce à un polynôme d'ordre 3 appliqué dans la zone de fort gradient. Les résultats sont présentés sur la Figure 56.

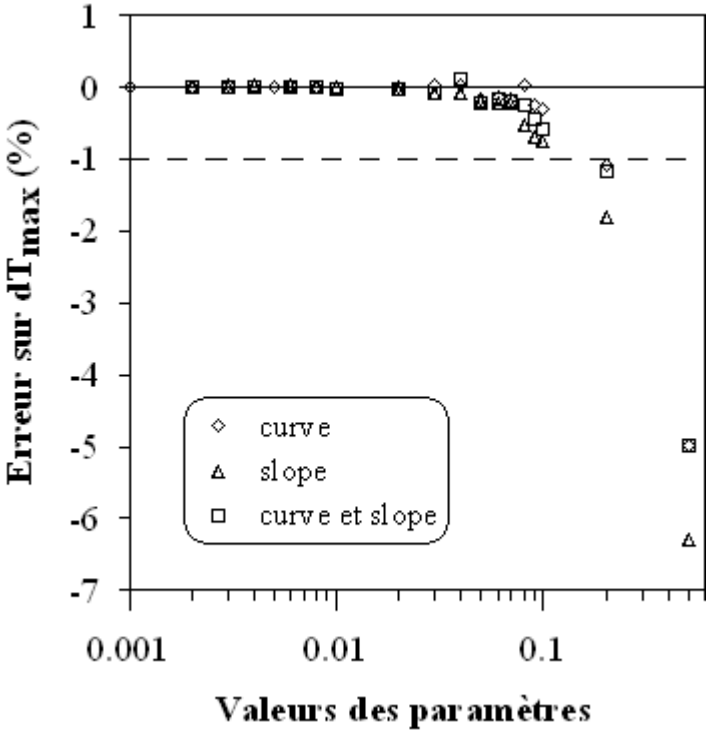


Figure 56: Évolution de l'erreur relative sur le gradient maximum de température en fonction de la valeur des paramètres de maillage. Comme précédemment, le rôle de chacun des paramètres est étudié séparément puis simultanément.

On remarque que la valeur du gradient maximum de température converge plus rapidement vers la solution de référence puisqu'on passe sous la barre des 1% d'erreur avec des paramètres de maillage inférieurs à 0.1.

Intéressons-nous à présent à la résolution des pics de fraction molaire de quelques espèces radicalaires jouant un rôle important dans la propagation d'un front de flamme laminaire. La Figure 57 représente l'évolution de l'erreur relative sur la valeur du pic de fraction molaire de l'espèce H en fonction de la valeur des paramètres de maillage.

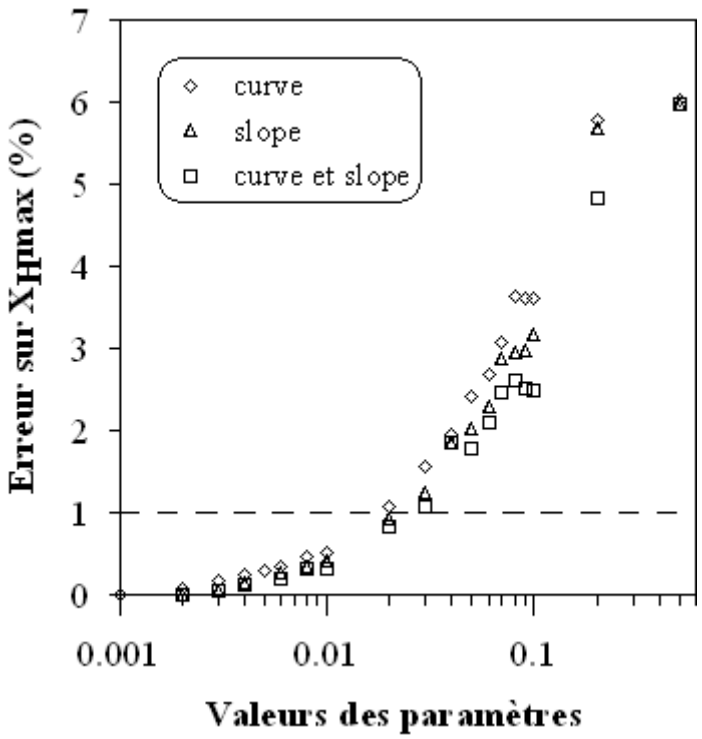


Figure 57: Évolution de l'erreur relative sur la valeur du pic de fraction molaire de l'espèce H en fonction de la valeur des paramètres de maillage pour une variation du curve à slope fixe (« curve »), une variation du slope à curve fixe (« slope ») et une variation simultanée des deux paramètres.

Contrairement à nos attentes, l'influence du paramètre curve, destiné à résoudre les zones de forte courbure, est toujours plus faible que celle du slope. On note un écart d'environ 0.5% entre les résultats fournis par ces deux paramètres quand leur valeur est supérieure à 0.02. L'écart se réduit par la suite. On remarque également que sur toute la gamme de points, une évolution simultanée des deux paramètres assure un gain de précision significatif par rapport au cas d'une variation du curve à slope fixé, mais aussi par rapport au cas d'une variation du slope à curve fixé. Il faut garder à l'esprit que cela est en partie dû à un nombre de points plus importants dans le cas d'une évolution simultanée des deux paramètres.

Compte tenu des résultats précédents, il nous semble logique de faire évoluer les paramètres de maillage simultanément. C'est pourquoi la Figure 58 représente l'évolution de l'erreur relative sur la valeur du pic de fraction molaire des espèces H, OH et O en fonction de la valeur des paramètres de maillage, identique pour le curve et le slope.

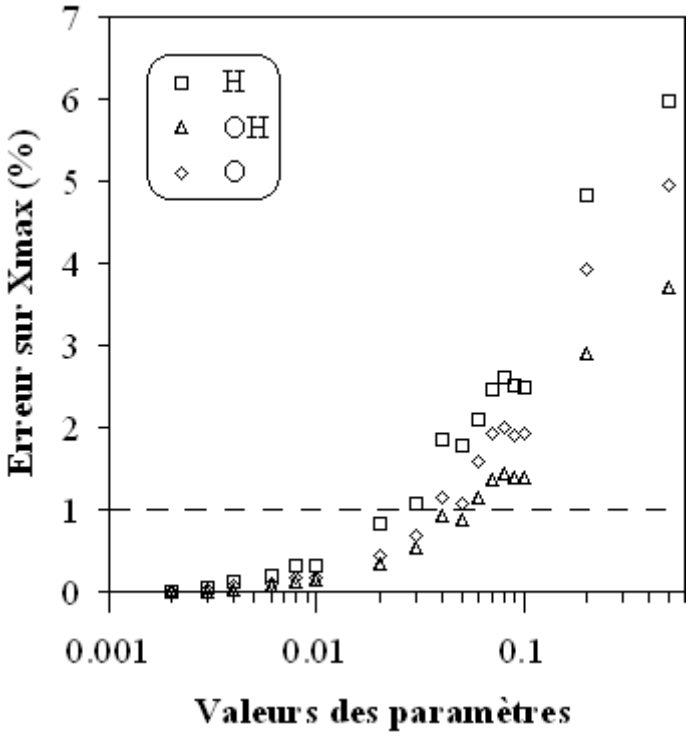


Figure 58: Évolution de l'erreur relative sur la valeur du pic de fraction molaire des espèces H, OH et O en fonction de la valeur des paramètres de maillage évoluant simultanément.

Sur les trois espèces représentées, H est la plus difficile à résoudre. Le passage sous la barre des 2% d'erreur relative nécessite des paramètres de maillage inférieurs à 0.05 pour H et inférieurs à 0.1 pour O et OH.

En conclusion, pour résoudre une flamme 1D se propageant librement pour un mélange CH_4/Air, il ne semble par raisonnable d'adopter une valeur de paramètre de maillage supérieur à 0.1, pour laquelle l'erreur relative sur la détermination des grandeurs caractéristiques est comprise entre 2 à 3%. Compte tenu des autres sources d'incertitude liées à la détermination des constantes de réaction utilisées dans les mécanismes cinétiques, il ne semble pas nécessaire d'adopter une valeur de paramètre inférieure à 0.02, sauf peut-être pour effectuer des comparaisons entre différents mécanismes cinétiques. De plus, une valeur de paramètre de 0.02 définit un maillage d'environ 500 points impliquant une consommation significative des ressources informatiques, très proche de la limite que nous nous sommes fixée (500 Mo par calcul).

L'ajout d'hydrogène modifie la structure d'une flamme laminaire de prémélange notamment en réduisant l'épaisseur de flamme. Nous avons donc cherché à confronter les conclusions précédentes aux résultats de calculs effectués sur des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air à richesse 1, avec une teneur molaire en hydrogène de 50% dans le combustible.

La Figure 59 représente l'évolution de l'erreur relative sur la vitesse fondamentale de propagation laminaire en fonction de la valeur des paramètres de maillage évoluant simultanément.

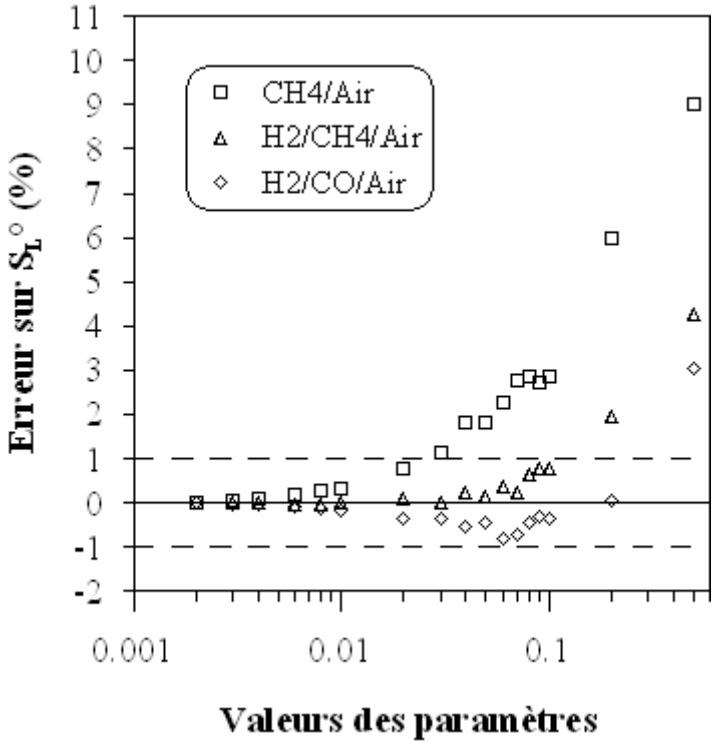


Figure 59: Évolution de l'erreur relative sur la vitesse fondamentale de propagation laminaire en fonction de la valeur des paramètres de maillage (curve = slope) pour un mélange CH_4/Air, H_2/CH_4/Air (50% de H_2 dans le combustible) et H_2/CO/Air (50% de H_2 dans le combustible) de richesse 1.

On remarque que malgré des gradients de grandeur plus forts que pour une flamme CH_4/Air, les flammes à base d'hydrogène semblent être résolues plus rapidement. Cela est dû à la nature et au nombre d'espèces mises en jeu dans la réaction de combustion. La combustion du méthane génère plus d'espèces intermédiaires que la combustion de l'hydrogène ou que la combustion d'un mélange H_2/CO/Air. La convergence est donc facilitée. De même, pour une flamme H_2/CH_4/Air, ces espèces intermédiaires sont présentes dans des quantités plus faibles. La résolution de leurs profils de fraction molaire a donc un impact beaucoup plus faible sur la chimie de la flamme.

En revanche, comme on pouvait s'y attendre, la résolution du gradient maximum de température est plus délicate pour les flammes avec ajout d'hydrogène. Cela est mis en évidence sur la Figure 60 qui représente l'évolution de l'erreur relative sur le gradient maximum de température en fonction de la valeur des paramètres de maillage évoluant simultanément. Logiquement, plus les gradients de température sont forts, plus ils nécessitent de points pour être résolus.

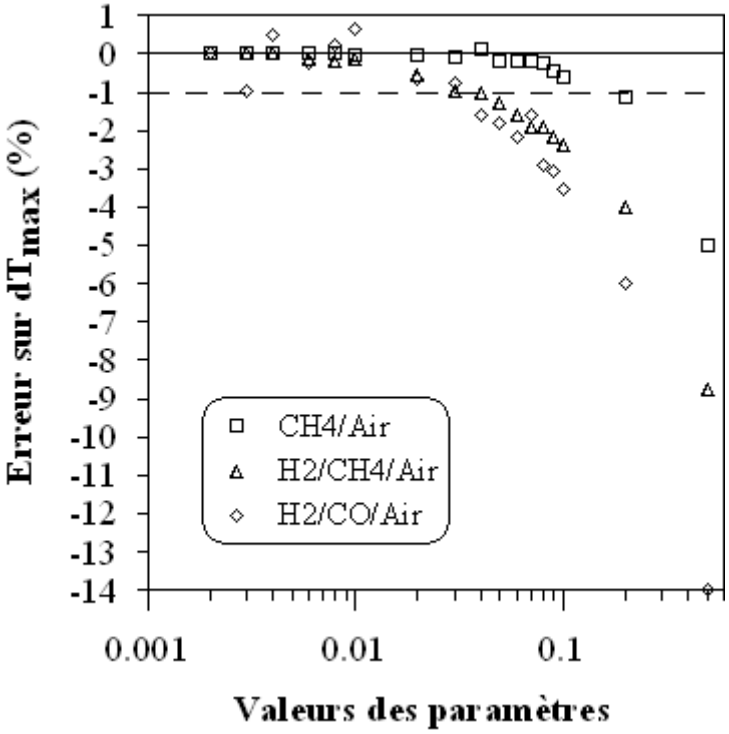


Figure 60: Évolution de l'erreur relative sur le gradient maximum de température en fonction de la valeur des paramètres de maillage (slope=curve) pour un mélange CH_4/Air, H_2/CH_4/Air (50% de H_2 dans le combustible) et H_2/C_O/Air (50% de H2 dans le combustible) de richesse 1.

La Figure 61 représente l'évolution de l'erreur relative sur la valeur du pic de fraction molaire de l'espèce H en fonction de la valeur des paramètres de maillage (curve = slope) pour les mélanges CH_4/Air, H_2/CH_4/Air (50% de H_2 dans le combustible) et H_2/CO/Air (50% de H_2 dans le combustible), de richesse 1. Les erreurs relatives sur ces mélanges évoluent de façon similaire avec tout de même une convergence légèrement plus rapide pour le mélange H_2/CH_4/Air.

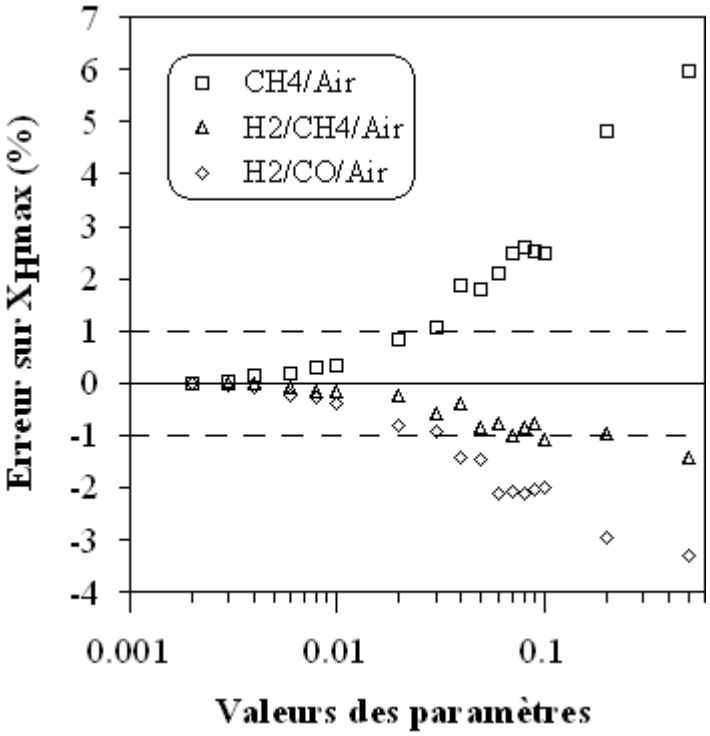


Figure 61: Évolution de l'erreur relative sur la valeur du pic de fraction molaire de l'espèce H en fonction de la valeur des paramètres de maillage (slope=curve) pour un mélange CH_4/Air, H_2/CH_4/Air (50% de H_2 dans le combustible) et H_2/CO/Air (50% de H_2 dans le combustible) de richesse 1.

En conclusion, la plage de valeur pour les paramètres de maillage curve et slope définie à partir des observations faites sur le calcul des flammes CH_4/Air s'applique aux cas des flammes H_2/CH_4/air et H_2/CO/Air. En effet, parmi les grandeurs sur lesquelles nous avons focalisé notre attention, seule la résolution du gradient maximum de température souffre de l'ajout d'hydrogène, mais dans des proportions d'erreur relative similaires à celles rencontrées dans le cas CH_4/Air.

L'influence du ratio est beaucoup plus faible et ne fera donc pas l'objet d'une étude détaillée. En effet, il est principalement utilisé pour affiner légèrement le maillage dans la zone des gaz frais pour résoudre la zone de préchauffage. Un ratio de 3 nous a semblé approprié.

Le prune n'ayant pas été utilisé, il ne sera pas fait ici d'étude de son influence sur la convergence.

8.3.4. Paramètre du domaine

Tout d'abord, quelle que soit la configuration simulée, l'utilisateur peut définir le nombre de points de la solution initiale. Ce dernier peut être légèrement augmenté pour faciliter le démarrage du calcul, notamment dans le cadre de la simulation de flammes pauvres. Dans ce cas, un maillage initial de 15 points au lieu de 7 par défaut a donné de bons résultats.

Dans le cas de la simulation de flamme 1D se propageant librement, l'utilisateur peut également faire varier la longueur du domaine de calcul. Un domaine trop petit peut nuire au développement de la flamme, car il faut rappeler que l'adiabaticité de la flamme est imposée sous la forme d'un gradient nul à la fin du domaine de calcul. À l'opposé, un domaine trop grand peut nuire à la construction de la solution initiale, particulièrement pour des flammes pauvres. Cette dernière prend la forme d'une rampe linéaire sur 70% du domaine, évoluant des conditions initiales à celles des gaz brûlés à l'équilibre thermodynamique. Ainsi, sur un domaine trop grand, le profil de cette rampe peut être trop éloigné de celui de la solution. Par défaut, la longueur du domaine est de 3cm. Cependant, pour vérifier la pertinence de cette valeur, nous avons étudié l'impact de la longueur du domaine sur la température des gaz brûlés. Nous avons conclut qu'une longueur de domaine de 5cm nous était un bon compromis.

Les différentes configurations simulées ainsi que les hypothèses qu'elles impliquent ont été présentées. Nous avons vu que quelle que soit la configuration étudiée, le choix du modèle de transport était une étape importante. Pour les mélanges étudiés dans nos travaux, caractérisés entre autre par une faible richesse, un modèle de transport moyenné sur le mélange semble être satisfaisant pour le calcul d'une flamme laminaire de prémélange 1D se propageant librement. En revanche, il a été montré que la divergence de l'écoulement, dans le cas d'une configuration à jets opposés, pouvait nécessiter un modèle multi composants couplé à la prise en compte de l'effet Soret, notamment pour des mélanges à base d'espèces très diffusives comme l'hydrogène.

Enfin, l'influence des principaux paramètres de la simulation a été caractérisée, nous permettant de définir une plage de valeur assurant une précision de calcul appropriée à notre étude.

Cette partie nous a permis de mettre en évidence les difficultés liées à l'étude de la structure interne d'une flamme de prémélange H_2CH_4/Air et H_2/CO/Air par l'étude de la diffusion Rayleigh. Un travail de développement important a été fourni pour maîtriser la stabilité des flammes à jets opposés ainsi que pour optimiser les diagnostics optiques :

- L'installation du brûleur à contre-courant dans la chambre haute pression a permis d'une part de travailler dans des conditions de sécurité optimales et d'autre part de se placer dans des conditions favorables pour le diagnostic Rayleigh.
- Nous avons pu nous affranchir de la contamination en métaux carbonyles grâce à l'utilisation de cuivre et de laiton pour l'alimentation en CO et à la présence d'un piège froid.
- Le diagnostic PIV et Rayleigh ne pouvant être réalisé simultanément, un gros effort a été fourni pour assurer la stabilité des flammes et la reproductibilité des expériences dans les différentes configurations.
- La mise au point de solutions techniques pour limiter la pollution lumineuse dans la chambre haute pression a permis d'appliquer un diagnostic Rayleigh de forte puissance à l'étude de la structure interne de flamme de prémélange à jets opposés.
- La caractérisation du dispositif de collection a montré que notre configuration optique était viable, même si elle utilise un gain de l'intensificateur élevé.
- Une étude de la convergence réalisée sur nos outils numériques (CANTERA) a permis de caractériser la précision de ce type de calcul pour l'étude des mélanges étudiés dans nos travaux.

Partie 3 : Résultats et discussions

Cette partie est dédiée à la présentation et à la discussion des résultats numériques et expérimentaux. Nous débuterons par l'étude numérique de la variation de section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flammes laminaire. Ensuite, nous étudierons l'influence de la richesse, de la concentration en hydrogène et de l'étirement sur le profil de température d'une flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air. Pour finir, nous traiterons de la même manière le cas du prémélange H_2/CO/Air.

9. Etude numérique de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flamme laminaire de prémélange.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la section efficace de diffusion Rayleigh est un paramètre clé dans notre étude. Cependant, c'est une grandeur difficile à évaluer à travers le front de flamme, car elle dépend de la composition du gaz qui évolue depuis les gaz frais jusque dans les gaz brûlés. C'est pourquoi, dans la littérature, des hypothèses d'approximation sont régulièrement adoptées pour estimer la valeur de cette section efficace. Ce chapitre est dédié à l'étude de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flamme. Nous commencerons par étudier l'influence de la composition du mélange sur les profils de section efficace. Ensuite, nous évaluerons les principales hypothèses dans le cas des flammes H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air. Cette étude repose sur les résultats de calculs numériques de flamme 1D se propageant librement (CANTERA), réalisés, quels que soient les prémélanges, avec le mécanisme réactionnel GRI-Mech 3.0 ([Smith, Golden et al.]), couplé à un modèle de transport « mixture-averaged ».

9.1. Influence de la composition du mélange

9.1.1. Calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh

Nous avons vu que, dans le cas d'un gaz constitué de molécules isotropes, la section efficace de diffusion Rayleigh, pour une direction d'observation perpendiculaire à la polarisation du rayonnement incident, était reliée à l'indice de réfraction du milieu par la relation :

$$\sigma_r = \frac{4\pi^2}{\lambda^4}\left(\frac{n_0 - 1}{N_0}\right)^2 \qquad (76)$$

On rappelle que σ_r est la section efficace de diffusion Rayleigh du milieu (sr/m), n_0 est son indice de réfraction dans les conditions standard de température et de pression, λ est la longueur d'onde du rayonnement incident (m) et N_0 est le nombre de Loschmidt qui représente la densité molaire d'un gaz dans les conditions standards de température et de pression ($2.6867.10^{25}m^{-3}$).

Dans notre étude, le calcul de l'indice de réfraction du mélange en chaque point du front de flamme repose sur la méthode décrite par [Gardiner, Hidaka et al., 1981]. Cette dernière est basée sur l'emploi de la réfractivité molaire des espèces composant le mélange. La réfractivité molaire est reliée à l'indice de réfraction par l'équation de Lorenz-Lorentz :

$$R_L = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} * \frac{1}{\rho_m} \qquad (77)$$

R_L est la réfractivité molaire du milieu (cm^3/mol), n est l'indice de réfraction de ce dernier et ρ_m est la densité molaire du milieu (mol/cm^3). Les auteurs ont tabulé les valeurs de la réfractivité molaire d'un grand nombre d'espèces stables et instables fréquemment rencontrées dans l'étude de phénomène de combustion pour quelques longueurs d'onde usuelles. Comme cela est précisé dans le travail cité, des espèces présentes en petites quantités peuvent tout de même influencer significativement la valeur de l'indice de réfraction du milieu. C'est pourquoi, dans notre étude numérique, nous avons choisi de prendre en compte toutes les espèces ayant, en un endroit du front de flamme, une fraction molaire supérieure à 0.001. Ainsi, le Tableau 5 regroupe les espèces prises en compte dans le calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh pour les configurations étudiées, accompagnées de leur réfractivité molaire, pour une longueur d'onde de 532 nm.

Espèces	Réfractivité molaire (cm^3/mol)
H_2	2.086
CO	5.034
CH_4	6.630
O_2	4.065
N_2	4.484
H_2O	3.782
CO_2	6.690
O	1.879
H	1.746
OH	5.333
CH_3	5.701

Tableau 5 : Réfractivité molaire des espèces prises en compte pour le calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme. Issue de [Gardiner, Hidaka et al., 1981].

On remarque des écarts significatifs entre les réfractivités molaires des espèces mises en jeu. La molécule d'hydrogène, mais aussi les radicaux O et H ont une réfractivité molaire plus faible que les molécules composées d'atomes de carbone ou d'oxygène comme le dioxyde de carbone ou le méthane. Nous verrons par la suite que ces écarts peuvent influencer significativement le profil de section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme, selon la composition du mélange.

La réfractivité molaire du mélange peut être déterminée à partir de la réfractivité molaire de chaque espèce, grâce au théorème de Gladstone-Dale :

$$\langle RL \rangle = \sum_{i=1}^{N} RL_i * X_i \qquad (78)$$

$\langle R_L \rangle$ est la réfractivité molaire du mélange, R_{Li} est la réfractivité molaire de l'espèce i, X_i est la fraction molaire de l'espèce i et N est le nombre d'espèces composant le mélange.

Grâce à l'équation de Lorenz-Lorentz, on peut alors remonter à la valeur de l'indice de réfraction du milieu :

$$n = \left(\frac{1 + 2\rho_m \langle R_L \rangle}{1 - \rho_m \langle R_L \rangle} \right)^{1/2} \qquad (79)$$

En utilisant pour ρ_m la valeur de la densité molaire dans les conditions standards de température et de pression, la valeur de l'indice de réfraction peut alors être injectée dans l'équation de la section efficace de diffusion Rayleigh.

Nous pouvons à présent déterminer les profils de section efficace du mélange à travers des flammes $H_2/CH_4/Air$ et $H_2/CO/Air$.

9.1.2. Le mélange $H_2/CH_4/Air$

La Figure 62 représente la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme laminaire CH_4/Air pour différentes valeurs de richesse. Les valeurs sont issues d'un calcul de flamme 1D se propageant librement (CANTERA). Les valeurs de section efficace sont représentées en fonction de la variable d'avancement définie à partir de la température, comme cela a été fait par [Lafay, Renou et al., 2008]:

$$c = \frac{T - Tu}{Tb - Tu} \tag{80}$$

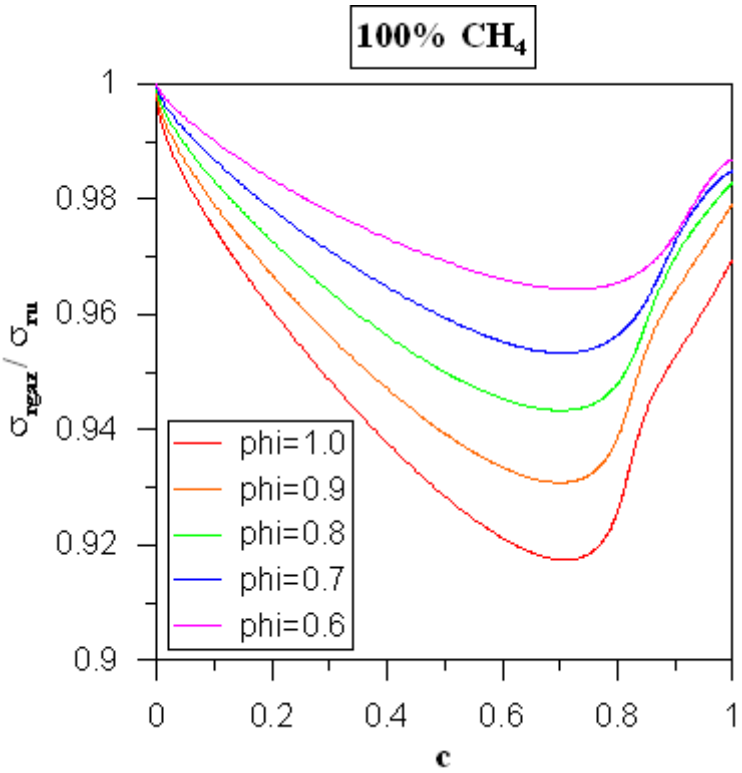


Figure 62: Evolution de la section efficace de diffusion Rayleigh en fonction de la variable d'avancement dans une flamme laminaire de prémélange CH_4/Air pour différentes valeurs de richesse. La densité molaire est fixée à sa valeur dans les gaz frais. Modélisation de flamme 1D se propageant librement (CANTERA).

On remarque que l'évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh n'est pas linéaire. Tandis que l'écart à la valeur dans les gaz frais est compris entre 1.5% et 3% dans les gaz brûlés, il peut atteindre 8% pour une flamme à la stœchiométrie aux environs de c=0.7. Globalement, pour toutes les richesses présentées, l'écart est maximal aux alentours de c=0.7 avec des valeurs comprises entre 3% et 8 %. Plus une flamme est pauvre, plus l'écart à la valeur dans les gaz frais se réduit et ce, sur tout le domaine occupé par le front de flamme. Afin d'expliquer l'origine de ce profil, nous avons tracé l'évolution des fractions molaires des différentes espèces prises en compte dans le calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh, pondérées par leur réfractivité molaire respective, en fonction de la variable d'avancement pour une flamme CH_4/Air de richesse 1(Figure 63) et 0.6 (Figure 64). Compte tenu de la valeur importante du produit $RL_{N2}.X_{N2}$, ce dernier a été représenté seul sur la Figure 65 dans le cas d'une flamme CH_4/Air pour plusieurs valeurs de richesse.

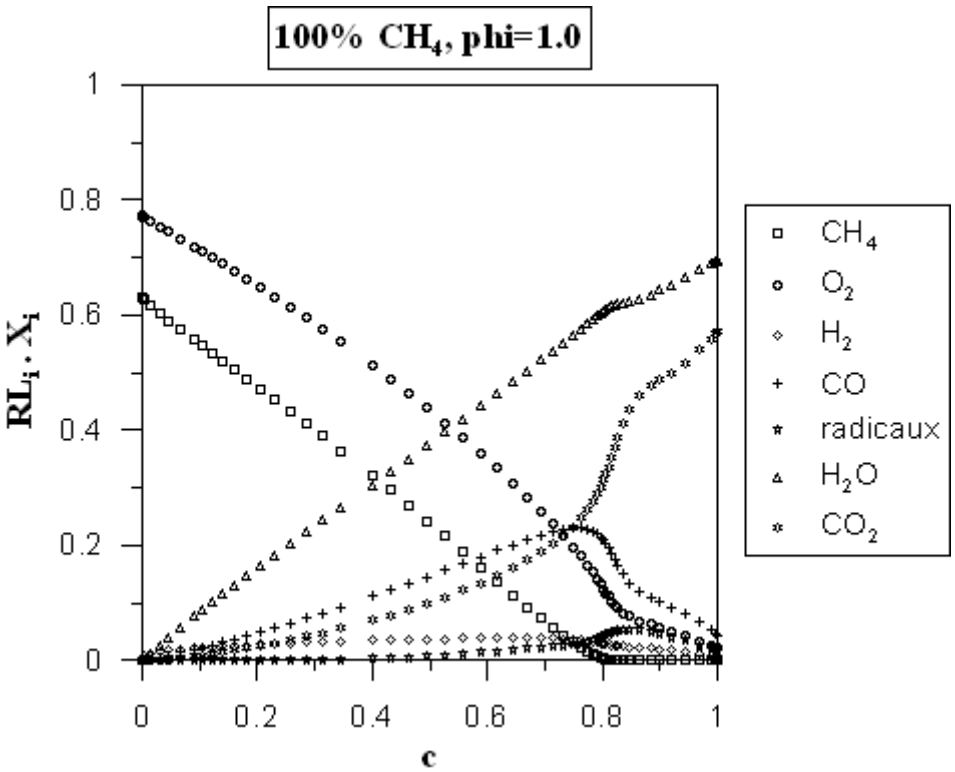


Figure 63: Évolution du produit de la fraction molaire des espèces par la réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme CH_4/Air de richesse 1. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

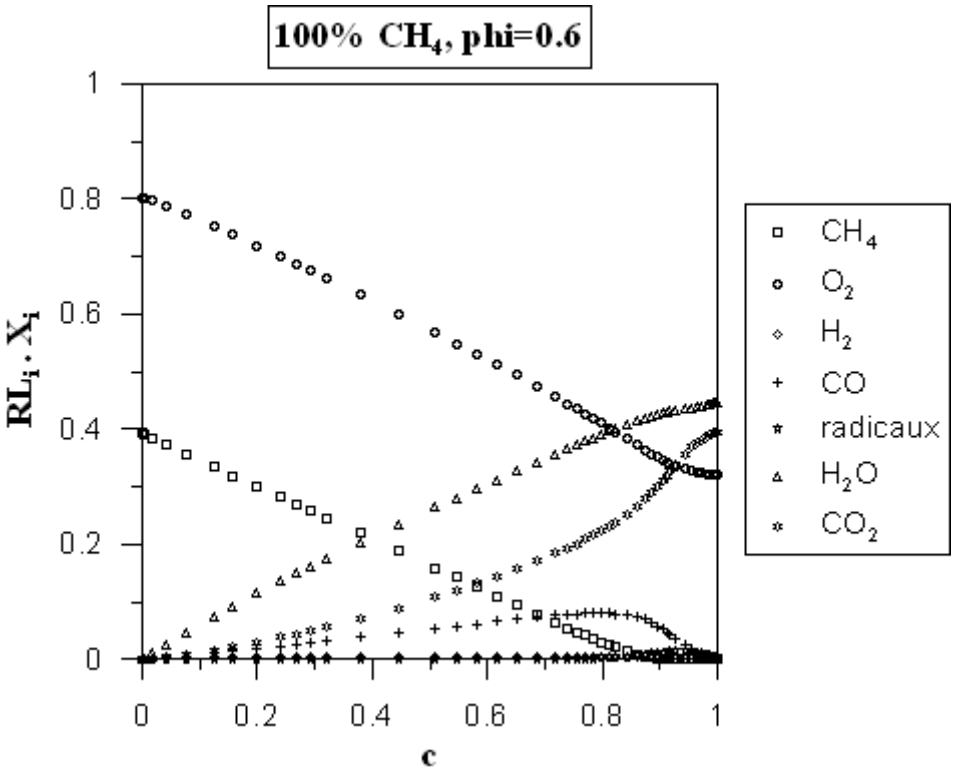


Figure 64: Évolution du produit de la fraction molaire des espèces par la réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme CH_4/Air de richesse 0.6. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

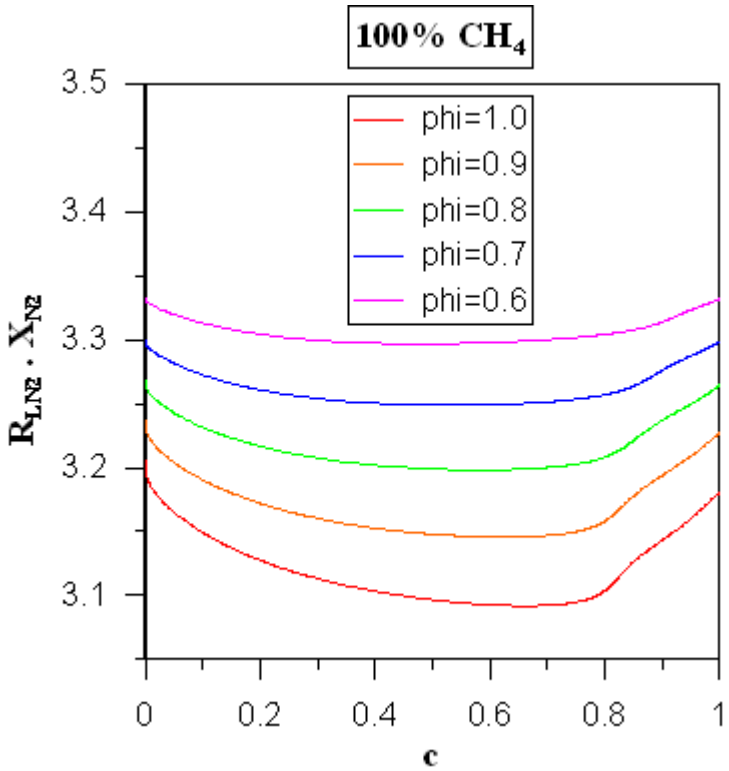


Figure 65: Évolution du produit de la fraction molaire de N_2 par sa réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme CH_4/Air pour différentes valeurs de richesse. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

Comme on pouvait s'y attendre, la contribution de N_2 à la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh est la plus importante, compte tenu de sa fraction molaire importante et d'une valeur de réfractivité molaire élevée. Logiquement, la contribution de N_2 diminue lorsque la richesse augmente. Cependant, on remarque des variations dans le profil de cette espèce, à travers le front de flamme, de plus en plus marquées au fur et à mesure que la richesse augmente. Nous reviendrons sur ce point plus tard.

Intéressons-nous à présent au rôle des autres espèces. On remarque que, N_2 mis à part, la réfractivité molaire du mélange stœchiométrique est influencée majoritairement par CH_4 et O_2 dans les gaz frais. La formation d'espèces intermédiaires, de faible réfractivité molaire, ne suffit pas à compenser la baisse de la réfractivité molaire engendrée par la diminution de la fraction molaire des réactifs, d'où une décroissance accrue de la réfractivité molaire du gaz et donc de la section efficace de diffusion Rayleigh. De plus, le fait que les espèces intermédiaires soient le fruit de la dissociation des réactifs implique que la consommation de ces derniers augmente le nombre global de molécules dans le mélange, ce qui entraîne une diminution de la fraction molaire des espèces majoritaire et donc une diminution de la réfractivité molaire du mélange.

Peu après c=0.7, l'oxydation du monoxyde de carbone en dioxyde de carbone entraîne une augmentation significative de la fraction molaire de ce dernier, qui possède une forte réfractivité molaire. CO_2 et H_2O dominent alors l'évolution de la section efficace qui augmente.

Dans le cas de la flamme CH_4/Air à richesse 0.6, la fraction molaire des produits de combustion précédemment cités est plus faible et son évolution à travers le front de flamme plus monotone. De plus, la variation de fraction molaire de O_2 est plus faible compte tenu du fait que ce réactif est présent en excès. C'est pourquoi la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh est moins marquée pour cette flamme pauvre.

Intéressons-nous à présent à l'influence de l'ajout d'hydrogène. La Figure 66 représente l'évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme H_2/CH_4/Air stœchiométrique, pour différentes concentrations d'hydrogène dans le combustible.

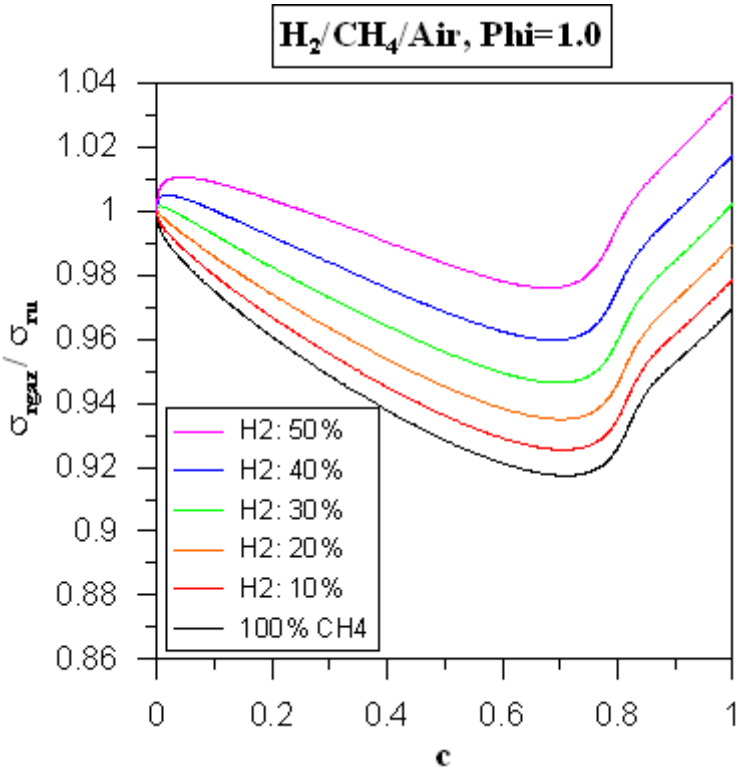


Figure 66: Évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh en fonction de la variable d'avancement à travers une flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air à la stoechiométrie, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible. Modélisation de flamme 1D se propageant librement (CANTERA).

On remarque que l'ajout d'hydrogène dans une flamme de prémélange CH_4/Air stœchiométrique modifie significativement la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh. La section efficace des gaz brûlés augmente avec la concentration en hydrogène.

Elle est inférieure d'environ 3% à la section efficace des gaz frais pour 0% de H_2 dans le combustible, égale à cette dernière pour environ 30% de H_2 dans le combustible et finit par être supérieure d'environ 4% à la section efficace des gaz frais pour 50% de H_2 dans le combustible. De plus, l'écart entre la section efficace dans les gaz frais et la section efficace minimum (c=0.7) réduit lorsque la teneur en hydrogène augmente, passant de 8% pour une flamme CH_4/Air à environ 2% pour 50% de H_2 dans le combustible. Enfin, on remarque que pour des concentrations en hydrogène dans le combustible supérieures à 30%, la section efficace de diffusion Rayleigh augmente légèrement en début de domaine ($c<0.1$). Pour expliquer l'allure de ces profils, nous avons tracé l'évolution des fractions molaires des différentes espèces prises en compte, pondérées par leur réfractivité molaire, à travers une flamme H_2/CH_4/Air stœchiométrique, pour le cas 50% de H_2 dans le combustible (Figure 67).

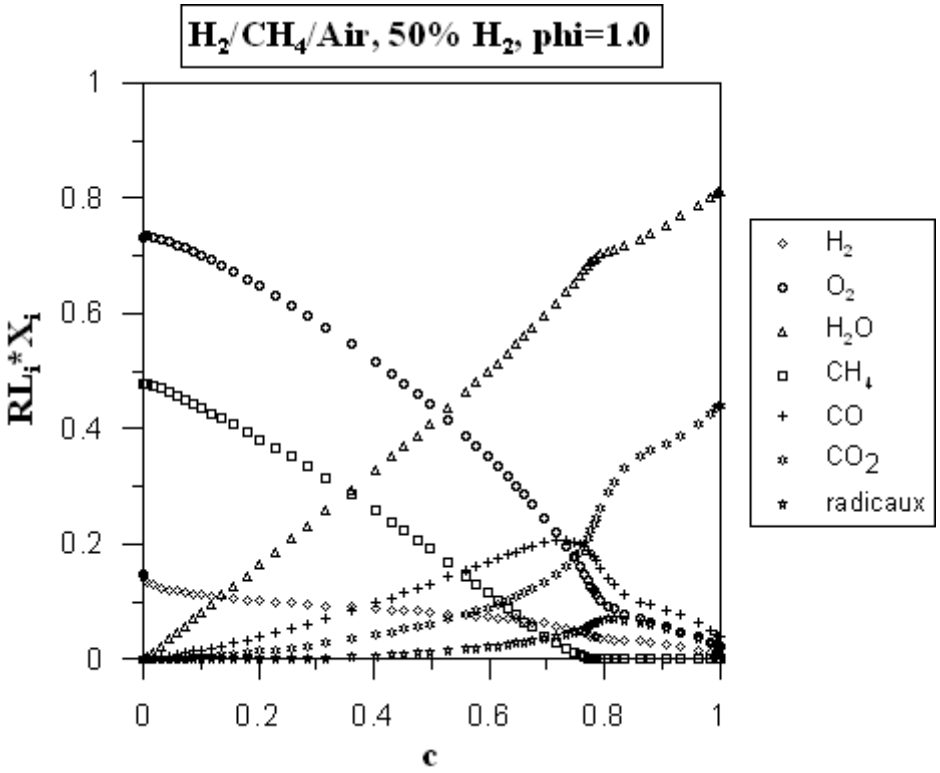


Figure 67: Évolution du produit de la fraction molaire des espèces par leur réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air de richesse 1, avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

Comme précédemment, l'évolution du produit de la fraction molaire de N_2 par sa réfractivité molaire a été représentée à part sur la Figure 68, dans le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air stœchiométrique, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

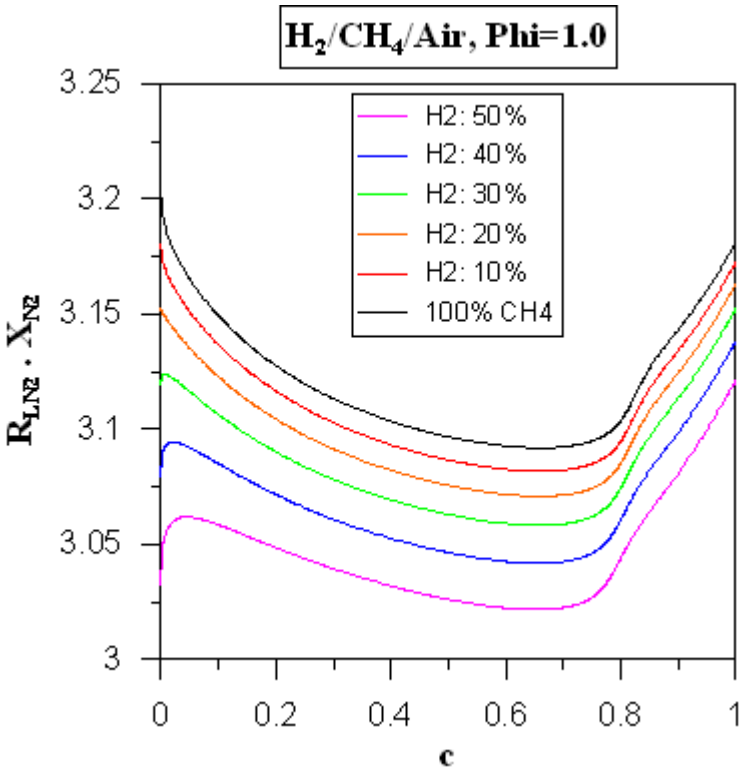


Figure 68: Évolution du produit de la fraction molaire de N_2 par sa réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme CH_4/Air stœchiométrique, pour différentes concentrations d'hydrogène dans le combustible. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

On remarque que le poids de N_2 dans la section efficace de diffusion Rayleigh diminue lorsque la teneur en hydrogène augmente. Cela s'explique par le fait que, à richesse égale, la combustion de l'hydrogène nécessite moins de molécules d'air que la combustion du méthane. Ainsi, plus la teneur en hydrogène augmente dans le mélange, plus la quantité d'Air nécessaire à la combustion des réactifs diminue.

À l'observation des profils de fraction molaire pondérée de N_2, on constate la croissance de la section efficace de diffusion Rayleigh observée pour $c<0.1$. L'augmentation de la fraction molaire de N_2 ne peut provenir que d'une diminution du nombre de molécules autre que N_2. A l'observation des profils d'espèces, on remarque une baisse significative de la fraction molaire de H_2 en tout début de domaine, due à la formation de molécules d'eau par réaction entre O_2 et H_2. A la stœchiométrie, cette réaction met en jeu 3 molécules de réactifs pour former 2 molécules de produit (H_2O). On a donc une diminution du nombre de molécules composant le gaz, ce qui se traduit par une augmentation du poids de l'azote dans le gaz.

L'augmentation de la section efficace de diffusion Rayleigh dans les gaz brûlés est également due par N_2. En effet, comme nous l'avons évoqué précédemment, la formation de molécule d'eau à partir des molécules d'hydrogène tend à réduire le nombre de molécules composant le mélange et donc à favoriser le poids de N_2.

De plus, plus la proportion de H_2 dans le combustible est importante, plus la formation de CO_2, de forte réfractivité molaire, est faible. Cela favorise d'autant plus le poids de N_2 dans les gaz brûlés.

Afin de caractériser l'impact de la richesse sur la section efficace de diffusion Rayleigh d'un mélange à base d'hydrogène, nous avons représenté l'évolution de cette dernière en fonction de la variable d'avancement pour une flamme H_2/CH_4/Air, avec 50% d'hydrogène dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse.

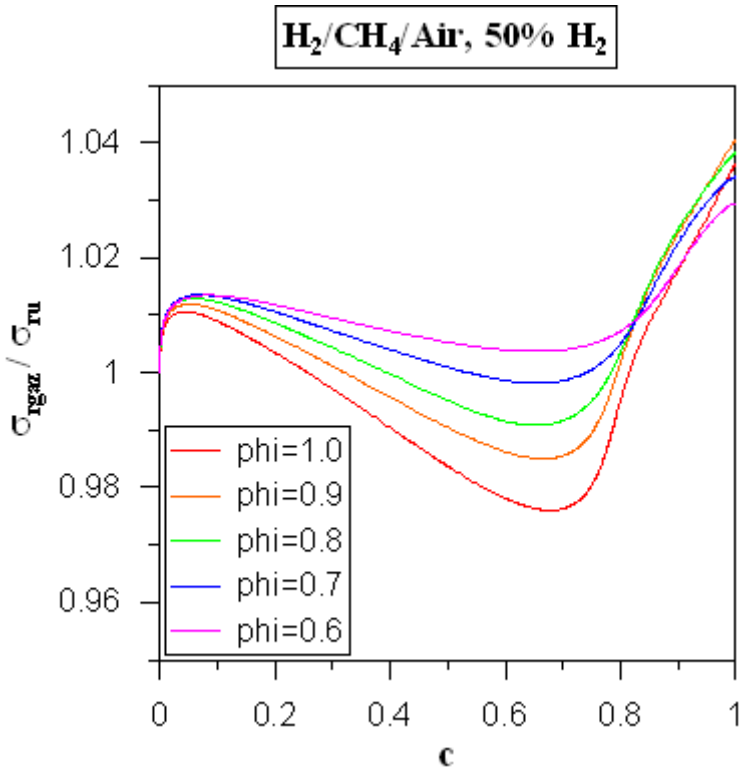


Figure 69: Évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh en fonction de la variable d'avancement à travers une flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air, avec une concentration en H_2 de 50% dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse. Modélisation de flamme 1D se propageant librement (CANTERA).

Comme pour une flamme CH_4/Air, le côté pauvre du mélange tend globalement à lisser le profil de section efficace à travers le front de flamme. L'amplitude des variations est d'environ 6% pour phi=1 contre environ 3% pour phi=0.6. Cependant, on remarque que l'augmentation de la section efficace au début du domaine est plus marquée pour des flammes pauvres. De plus, dans les gaz brûlés, on remarque que la section efficace passe par une valeur maximale, rencontrée pour phi=0.9, lorsque la richesse varie.

La Figure 70 représente l'évolution de la fraction molaire de N_2 pondérée par sa réfractivité molaire, à travers une flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air, avec 50% d'hydrogène, pour différentes valeurs de richesse. L'accroissement de la fraction molaire pondérée en début de domaine est similaire pour les richesses étudiées.

De plus, la fraction molaire pondérée dans les gaz brûlés augmente continuellement avec la richesse. Il faut donc s'intéresser aux profils des autres espèces pour caractériser l'évolution de la section efficace.

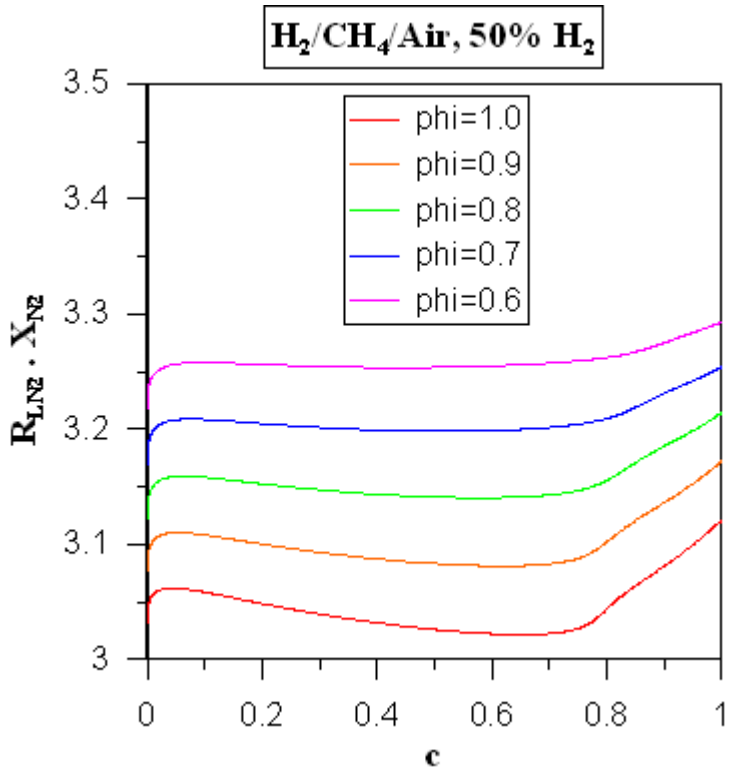


Figure 70: Évolution du produit de la fraction molaire de N_2 par sa réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, avec 50% d'hydrogène dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

Nous avons donc représenté les profils de fraction molaire pondérée des espèces mises en jeu pour phi=0.6 (Figure 71) et phi=0.9 (Figure 72). On remarque qu'il n'y a pas de différences notables dans l'évolution des fractions molaires pondérées au début du domaine, mis à part un écart de proportion. Il est donc raisonnable de penser que l'augmentation de la section efficace de diffusion Rayleigh, au début du domaine, est plus marquée pour les flammes pauvres parce que les proportions de N_2 sont plus importantes, permettant ainsi à cette espèce d'imposer un peu plus son profil d'évolution.

Concernant les gaz brûlés, on constate que, pour phi=0.9, l'importante fraction molaire pondérée d'H_2O et CO_2 et O_2 suffit à compenser la baisse de la fraction molaire pondérée de N_2 avec l'augmentation de richesse, d'où une section efficace des gaz brûlés plus importante pour phi=0.9 que pour phi=0.6. Ce n'est plus le cas lorsqu'on s'approche de phi=1.0. D'où une décroissance de la section efficace de diffusion Rayleigh du mélange.

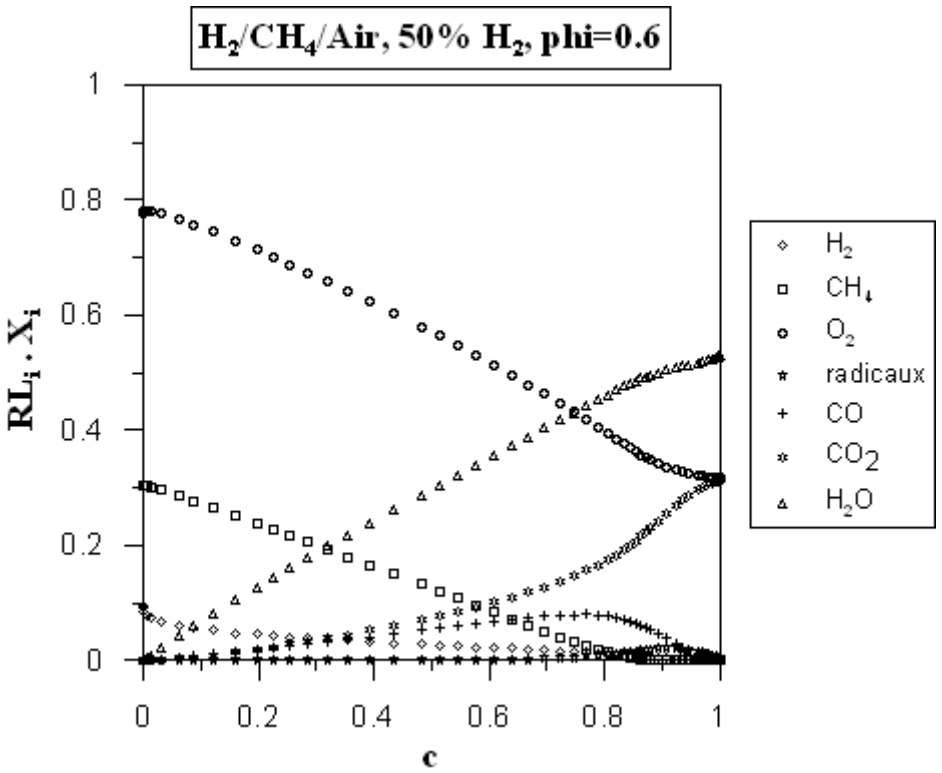


Figure 71: Évolution du produit de la fraction molaire des espèces par leur réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

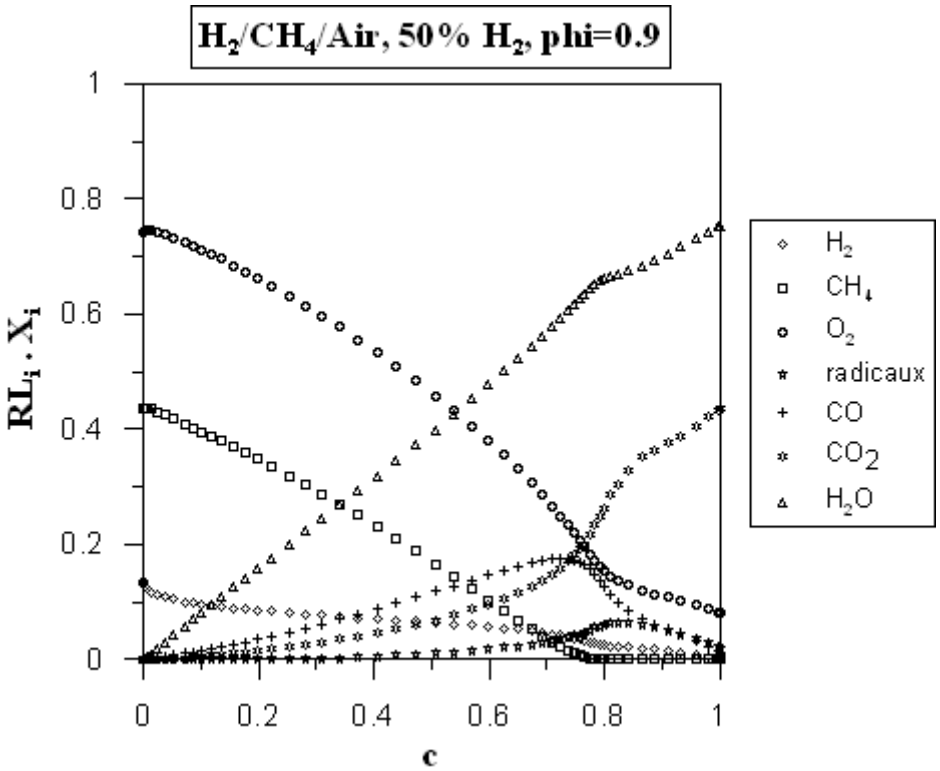


Figure 72: Évolution du produit de la fraction molaire des espèces par leur réfractivité molaire en fonction de la variable d'avancement dans le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air de richesse 0.9, avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

9.1.3. Le mélange H_2/CO/Air

Intéressons-nous à présent au mélange H_2/CO/Air. Nous avons représenté sur les figures la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers deux flammes de prémélange H_2/CO/Air pondérée par sa valeur dans les gaz frais. La Figure 73 représente le cas avec 10% d'hydrogène dans le combustible et la Figure 74 représente le cas avec 50% d'hydrogène dans le combustible, à chaque fois pour différentes valeurs de richesse.

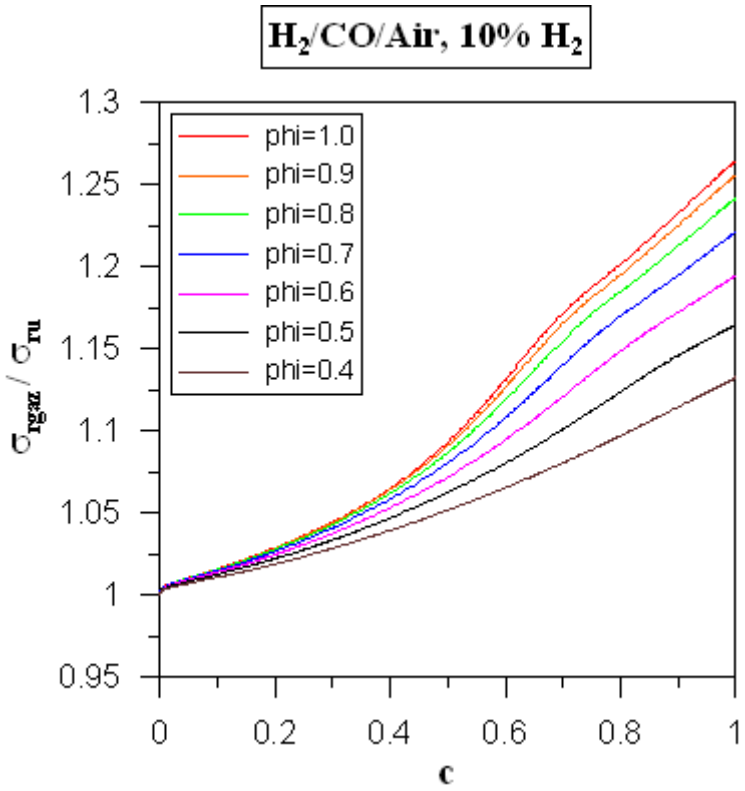


Figure 73:Variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme de prémélange H_2/CO/Air normalisée par sa valeur dans les gaz frais, avec 10% de H_2 dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

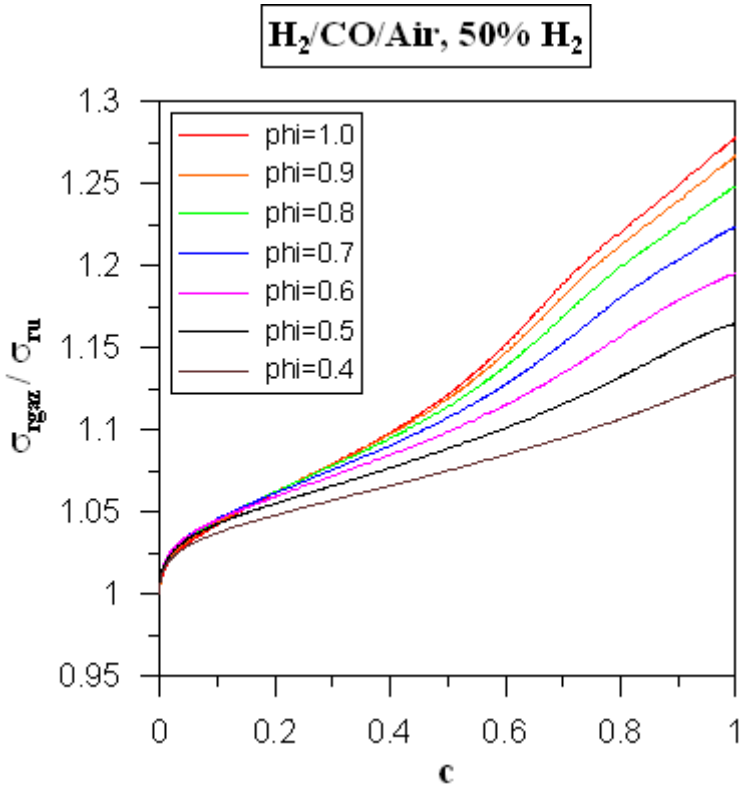


Figure 74: Variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme de prémélange H_2/CO/Air normalisée par sa valeur dans les gaz frais, avec 50% de H_2 dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

Contrairement au cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, dont les profils de section efficace évoluent autour d'une valeur minimale localisée aux alentours de c=0.7, le profil de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme H_2/CO/Air augmente constamment à travers le front de flamme. On remarque que quelque soit la teneur en hydrogène, la croissance de la section efficace est plus marquée lorsqu'on se rapproche de la stœchiométrie, particulièrement pour c>0.5. De plus, l'écart entre la section efficace des gaz frais et des gaz brûlés est bien plus important que dans le cas d'une flamme H_2/CO/Air. Ainsi, on observe des écarts de section efficace de 12% à 25% pour des richesses allant de 0.4 à 1.0, dans le cas d'un mélange avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les écarts sont similaires pour le cas d'un prémélange avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Dans ce dernier cas, on distingue une croissance de la section efficace pour c<0.1 qui rappelle celle observée pour un mélange H_2/CH_4/Air.

Pour expliquer l'allure de ces profils, nous avons tracé pour une flamme H_2/CO/Air avec 10% d'hydrogène dans le combustible : 1) la variation de la fraction molaire de N_2 pondérée par sa réfractivité molaire pour différentes valeurs de richesses (Figure 75), 2) la variation de la fraction molaire des différentes espèces prises en compte pondérée par leur réfractivité molaire pour une richesse 1.0 (Figure 76) et 0.4 (Figure 77).

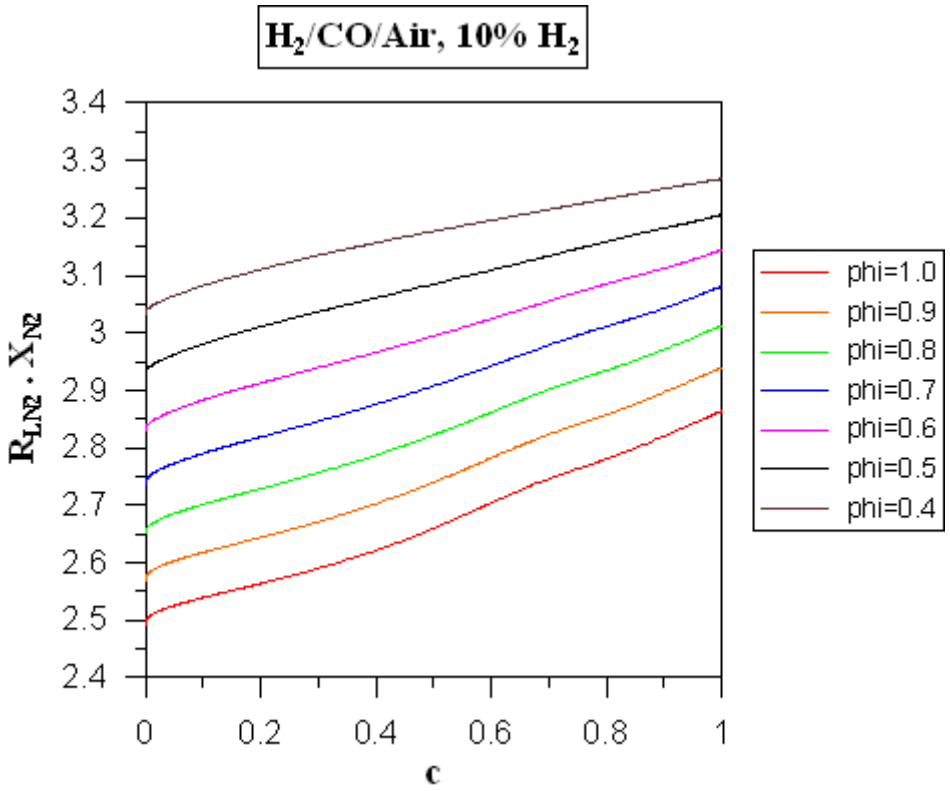


Figure 75: Variation de la fraction molaire de N_2 pondérée par sa réfractivité molaire, à travers une flamme H_2/CO/Air avec 10% de H_2 dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

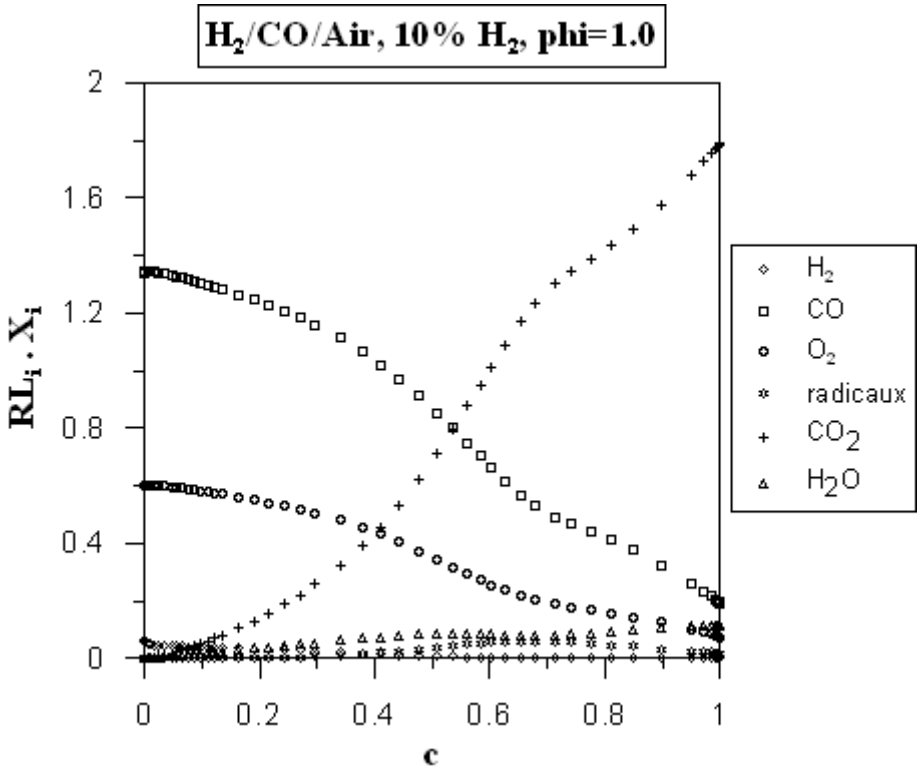


Figure 76: Variation de la fraction molaire des différentes espèces mises en jeu, pondérée par leur réfractivité molaire, à travers une flamme H_2/CO/Air stoechiométrique avec 10% de H_2 dans le combustible. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

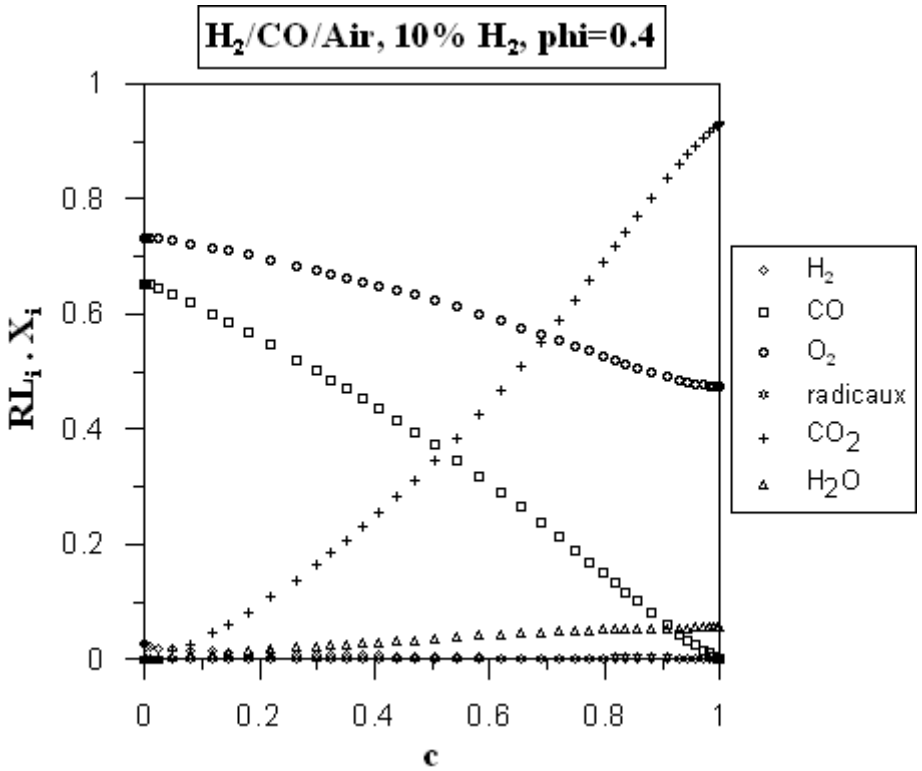


Figure 77: Variation de la fraction molaire des différentes espèces mises en jeu, pondérée par leur réfractivité molaire, à travers une flamme H_2/CO/Air stoechiométrique avec 10% de H_2 dans le combustible. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

Contrairement au cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, la fraction molaire de N_2 augmente continuellement à travers la flamme. Cela provient en partie du fait que la combustion d'un mélange H_2/CO/Air implique peu d'espèces intermédiaires en comparaison de la combustion d'un mélange H_2/CH_4/Air. Ainsi, la réaction consiste globalement à consommer 3 molécules (H_2, CO et O_2) pour en former 2 (H_2O et CO_2). Le nombre de molécules de N_2 demeurant à peu près constant, sa fraction molaire augmente continuellement à travers le front de flamme.

Comme dans le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, la fraction molaire pondérée de N_2 augmente lorsque la richesse diminue, car la quantité d'azote contenue dans le mélange croit lorsqu'on diminue la richesse. Compte tenu du poids important de N_2 dans la section efficace de diffusion Rayleigh, on peut en déduire que c'est cette espèce qui est responsable de l'augmentation globale de la section efficace lorsque la richesse diminue.

Nous avons remarqué sur la Figure 73 et Figure 74 que la croissance de la section efficace de diffusion Rayleigh était plus marquée pour c>0.5 et que cette tendance s'accentuait lorsque la richesse augmentait. Cette tendance se retrouve dans les profils de fraction molaire pondérée de N_2. En observant les profils d'espèces pondérés sur la Figure 76 et la Figure 77, on voit clairement que, N_2 mis à part, ceux sont CO, O_2 et CO_2 qui dominent la réfractivité molaire du mélange.

Pour une flamme stœchiométrique, la fraction molaire pondérée de CO_2 croit fortement à partir de c=0.5. Elle domine largement celle des autres espèces dans les gaz brûlés. En revanche, pour une richesse égale à 0.4, la variation de la fraction molaire pondérée de CO_2 est plus douce et sa valeur dans les gaz brûlés est plus faible ce qui est du, d'une part au fait que la quantité de CO présente initialement dans le mélange est plus faible et d'autre part au fait que l'excès d'air introduit dans le mélange pauvre demeure dans les gaz brûlés ce qui diminue la proportion de CO_2 par rapport au mélange stœchiométrique. Ainsi, le nombre de molécules présentes dans les gaz brûlés est plus important, diminuant ainsi la proportion de N_2. De plus, la somme des fractions molaires pondérées des espèces composant les gaz brûlés, N_2 mis à part, est plus faible pour une flamme pauvre, favorisant encore un peu plus l'accroissement de la réfractivité molaire du mélange et donc de la section efficace de diffusion Rayleigh du mélange pour c>0.5.

Intéressons-nous maintenant à l'impact de la teneur en hydrogène sur la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme H_2/CO/Air. La Figure 78 représente la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme de prémélange H_2/CO/Air stœchiométrique, pour différentes teneurs en hydrogène, en fonction de la variable d'avancement.

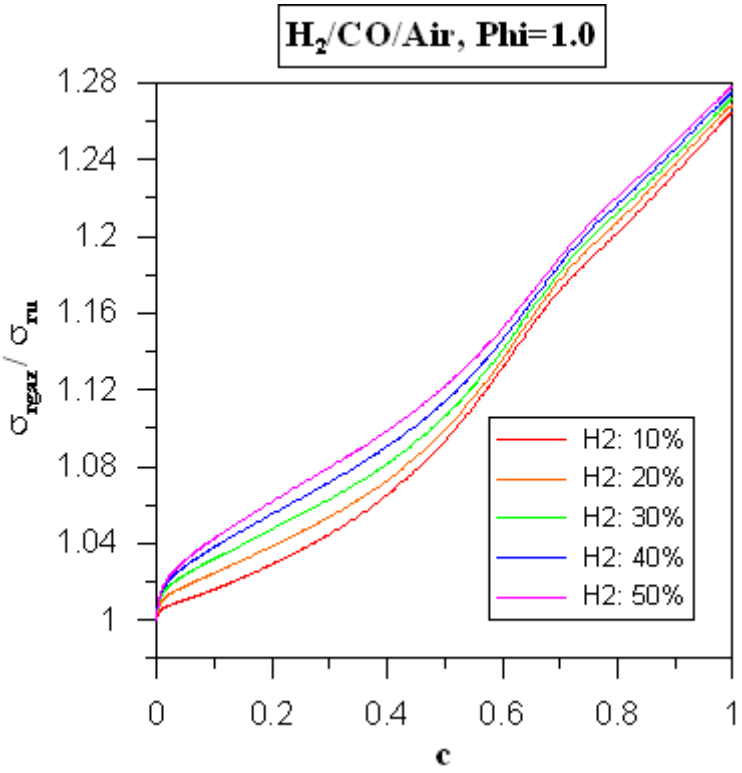


Figure 78: Variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme H_2/CO/Air stoechiométrique, normalisée par sa valeur dans les gaz frais, pour différentes teneurs en H_2 dans le combustible, en fonction de la variable d'avancement. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

On remarque que la section efficace augmente avec la teneur en hydrogène dans le combustible, particulièrement pour c<0.6. On peut ainsi observer un écart d'environ 4% entre 10% et 50% d'hydrogène dans le combustible aux environs de c=0.3. Cependant, ces écarts sont bien inférieurs à ceux observés entre la section efficace des gaz frais et des gaz brûlés. On note que cet écart est compris entre 26% et 28%.

Intéressons-nous aux profils d'espèces pondérés par leur réfractivité molaire, représentés sur la Figure 79 pour N_2 et sur la Figure 80 pour les autres espèces avec 50% d'hydrogène dans le combustible.

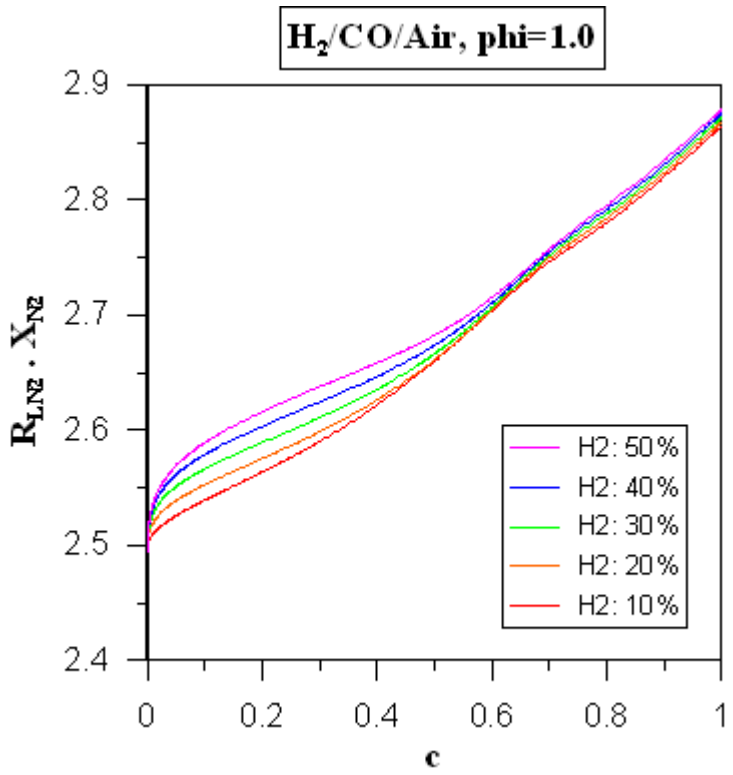


Figure 79: Variation de la fraction molaire de N_2 pondérée par sa réfractivité molaire, à travers une flamme H_2/CO/Air stoechiométrique, pour différentes teneurs en H_2 dans le combustible, en fonction de la variable d'avancement. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

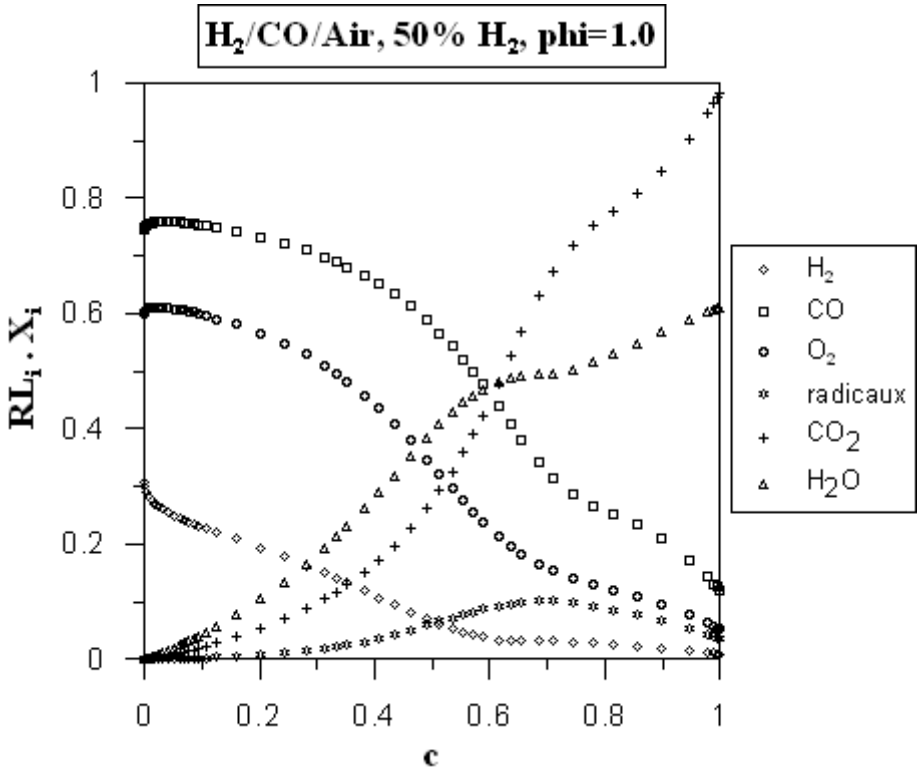


Figure 80: Variation de la fraction molaire des différentes espèces mises en jeu, pondérée par leur réfractivité molaire, à travers une flamme H_2/CO/Air stoechiométrique, pour différentes teneurs en H_2 dans le combustible, en fonction de la variable d'avancement. Modélisation 1D d'une flamme se propageant librement (CANTERA).

Comme pour le cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, les profils de section efficace de diffusion Rayleigh du mélange et ceux de fractions molaires pondérées de N_2 montrent un accroissement significatif pour c<0.1 qui s'accentue lorsque la teneur en hydrogène augmente. La comparaison des profils d'espèces sur la Figure 80 (50% d'hydrogène dans le combustible) avec ceux de la Figure 76 (10% d'hydrogène dans le combustible) permet de tirer les mêmes conclusions que pour les flammes H_2/CH_4/Air, c'est-à-dire que la présence d'hydrogène dans les gaz frais stimule, dès le début du domaine, la formation de molécules d'eau, ce qui se traduit par une diminution du nombre de molécules, toutes espèces confondues, augmentant ainsi la proportion de l'azote.

On remarque également que plus la teneur en hydrogène dans le combustible est importante, plus le poids de l'eau dans la réfractivité molaire du mélange est important. De plus, la fraction molaire pondérée de l'eau augmente fortement pour c<0.5. Cela explique les écarts plus importants observés pour la fraction molaire pondérée de N_2 et donc pour la section efficace de diffusion Rayleigh lorsque c<0.5.

Dans cette partie, grâce aux simulations 1D de flamme de prémélange se propageant librement, réalisées avec la suite CANTERA, nous avons pu déterminer les variations de section efficace de diffusion Rayleigh à travers des flammes H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air. Ainsi, nous avons pu évaluer la pertinence de deux hypothèses destinées à approximer la valeur de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme : 1) l'hypothèse d'une section efficace constante et égale à celle des réactifs, 2) l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh depuis sa valeur dans les gaz frais jusqu'à celle dans les gaz brûlés.

Pour un mélange H_2/CH_4/Air, l'hypothèse d'une section efficace constante et égale à celle des réactifs peut introduire des erreurs de 3 à 5% dans les gaz brûlés et jusqu'à 8% dans le front de flamme. Cette erreur tend à diminuer avec la richesse et lorsque la teneur en hydrogène augmente. L'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh depuis sa valeur dans les gaz frais jusqu'à celle dans les gaz brûlés semble plus appropriée. Elle permettrait, d'une part de corriger les écarts observés entre les deux valeurs évoquées précédemment, d'autre part de corriger légèrement les écarts observés dans le front de flamme, mais seulement pour une teneur en hydrogène dans le combustible inférieure à 30%. Au-delà, une telle hypothèse accroîtrait les écarts observés. Globalement, cette hypothèse se traduirait par des écarts compris entre 2 et 6%.

En revanche, pour des mélanges H_2/CO/Air, cette hypothèse permettrait d'améliorer considérablement la précision de la mesure, par rapport à l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme. En effet, nous avons observé que la section efficace de diffusion Rayleigh à travers une flamme H_2/CO/Air augmentait continuellement depuis les gaz frais jusqu'aux gaz brûlés. L'écart estimé entre les sections efficaces du gaz dans ces deux états, correspondant à l'erreur qui serait commise en utilisant l'hypothèse d'une section efficace constante à travers la flamme, est compris entre 25 et 28%. On peut estimer que l'erreur commise en utilisant l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace serait comprise entre 3 et 6% pour la gamme de composition étudiée dans ce chapitre.

Cependant, il s'agit de l'erreur sur la valeur de la section efficace. Il serait intéressant de quantifier l'impact de cette erreur sur la perception que nous avons des grandeurs caractéristiques de la structure interne d'un front de flamme grâce au diagnostic Rayleigh. C'est ce que nous allons voir dans le prochain chapitre.

9.2. Influence de l'étirement

Afin d'étudier l'influence de l'étirement sur le profil de section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme, des modélisations de flammes 1D en configuration de jets opposés (OPPDIF) ont été réalisées pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air, avec le mécanisme GRI 3.0 et le modèle de transport multi composants, agrémenté de l'effet Soret. Pour chaque prémélange, nous nous sommes intéressés à la richesse minimale et maximale étudiées dans nos travaux. Pour chacune de ces richesses, les profils de section efficace de diffusion Rayleigh ont été déterminés numériquement pour la valeur minimale et maximale de la gamme d'étirement étudiée. Pour comparer ces profils, nous les avons normalisés par la valeur de la section efficace dans les gaz frais et représentés en fonction de la variable d'avancement.

La Figure 81 et la Figure 82 représentent l'évolution de cette section efficace normalisée en fonction de la variable d'avancement, respectivement pour des flammes de prémélange CH_4/Air et H_2/CH_4/Air avec 50% d'hydrogène dans le fuel, de richesse 0.6 et 0.8, pour les valeurs minimale et maximale des gammes d'étirements étudiées.

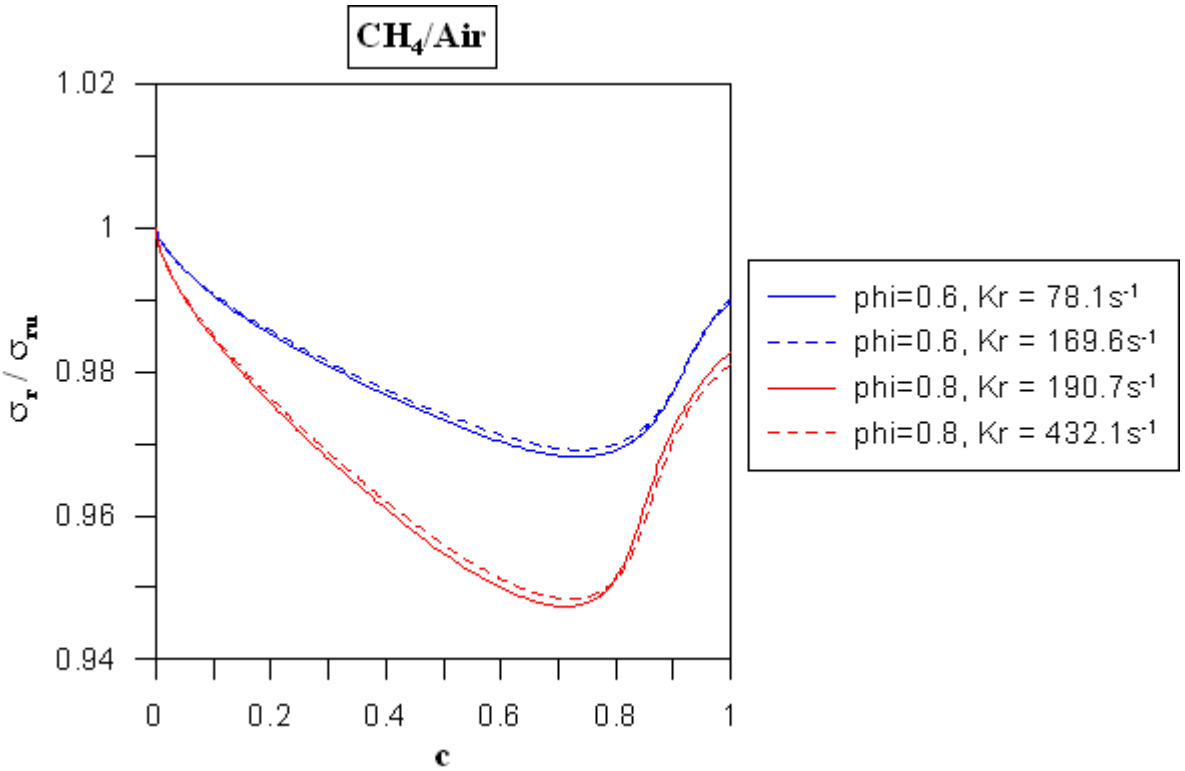


Figure 81 : Évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh normalisée par sa valeur dans les gaz frais en fonction de la variable d'avancement pour des flammes laminaires de prémélange CH_4/Air de richesse 0.6 et 0.8, pour les valeurs minimale et maximale des gammes d'étirements étudiées. (OPPDIF).

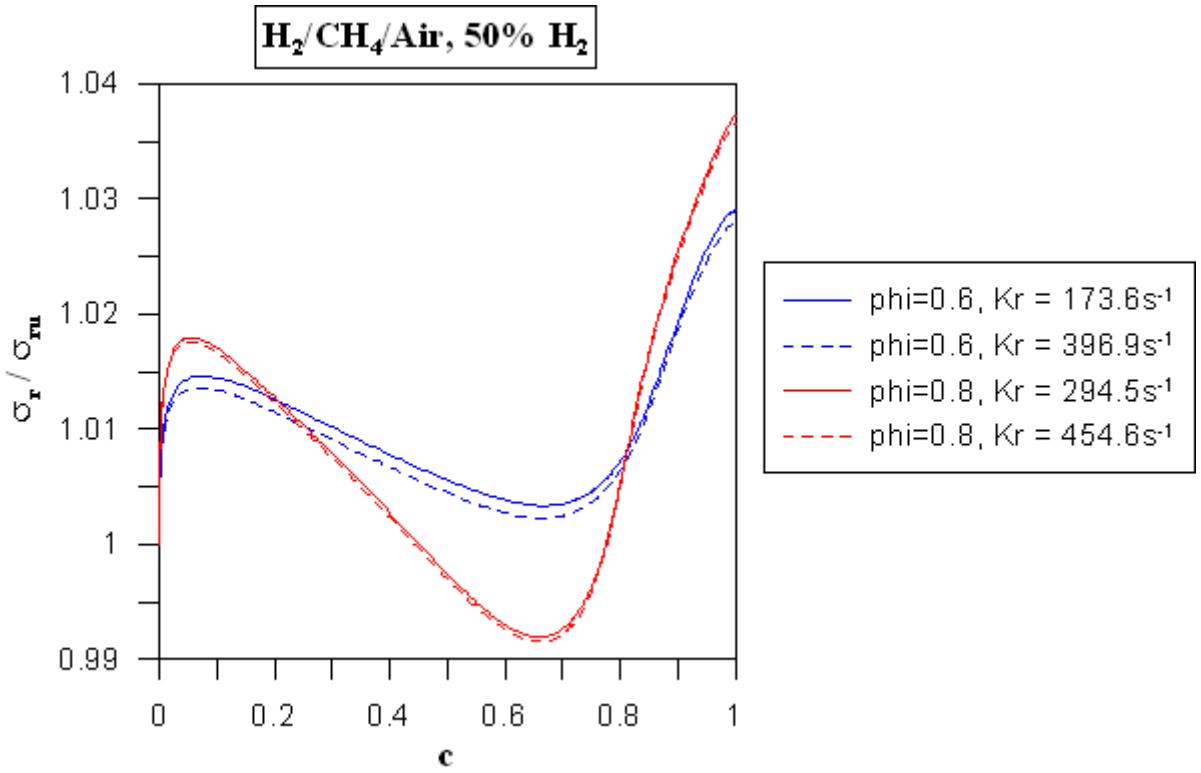


Figure 82: Évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh normalisée par sa valeur dans les gaz frais en fonction de la variable d'avancement pour des flammes laminaires de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6 et 0.8, avec 50% d'hydrogène dans le combustible, pour les valeurs minimale et maximale des gammes d'étirements étudiées. (OPPDIF).

On remarque que l'influence de l'étirement est très faible, quelle que soit la richesse. L'écart est inférieur à 0.5%, quelle que soit la valeur de la variable d'avancement.

La Figure 84 et la Figure 85 représentent l'évolution de la section efficace normalisée en fonction de la variable d'avancement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air avec respectivement 10 et 50% d'hydrogène dans le fuel, de richesse 0.4 et 0.6, pour les valeurs minimale et maximale des gammes d'étirements étudiées.

On remarque que l'influence de l'étirement est là aussi très faible, quelle que soit la richesse. L'écart est inférieur à 0.5%, quelle que soit la valeur de la variable d'avancement.

Quelque soit le prémélange étudié, l'influence de l'étirement sur la section efficace de diffusion Rayleigh exprimée en fonction de la variable d'avancement est négligeable. Nous pouvons donc, pour une composition de mélange donnée, corriger les profils de température pour toutes les conditions d'étirement avec le profil de section efficace déterminé pour une seule valeur de l'étirement. Il n'est donc pas nécessaire de faire autant de calculs qu'il y a de cas expérimentaux.

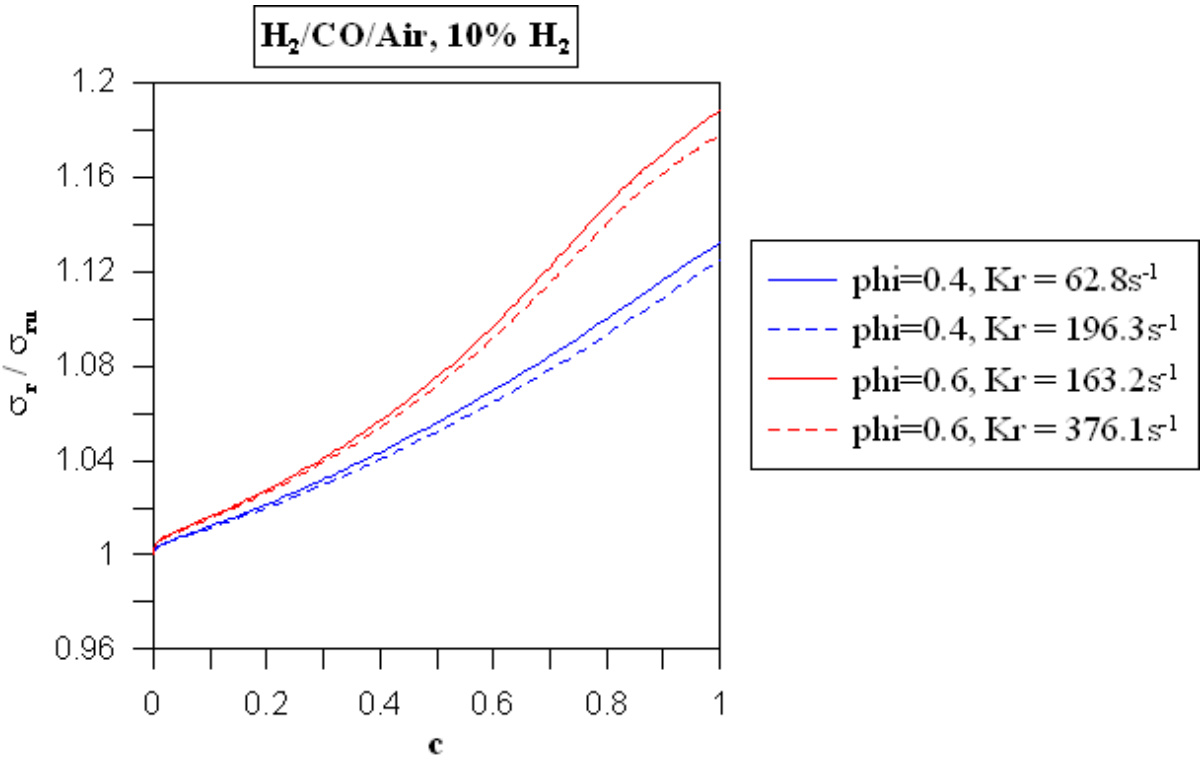


Figure 83: Évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh normalisée par sa valeur dans les gaz frais en fonction de la variable d'avancement pour des flammes laminaires de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.6 et 0.8, avec 10% d'hydrogène dans le combustible, pour les valeurs minimale et maximale des gammes d'étirements étudiées. (OPPDIF).

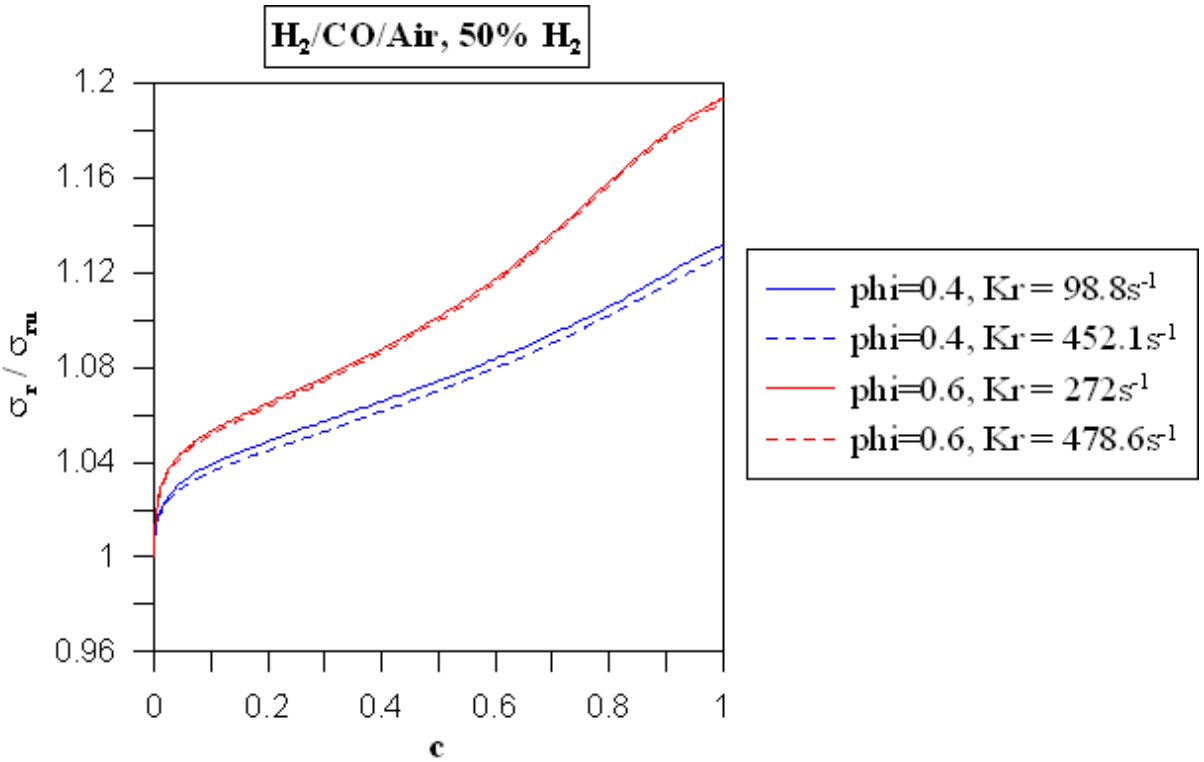


Figure 84: Évolution de la section efficace de diffusion Rayleigh normalisée par sa valeur dans les gaz frais en fonction de la variable d'avancement pour des flammes laminaires de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.6 et 0.8, avec 50% d'hydrogène dans le combustible, pour les valeurs minimale et maximale des gammes d'étirements étudiées. (OPPDIF).

9.3. Influences de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh sur la détermination des grandeurs caractéristiques de la structure interne du front de flamme

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 7, le signal Rayleigh, recueilli par le dispositif de collection, dépend de l'intensité de la source laser, de la configuration optique utilisée, de la densité du milieu investigué ainsi que de sa section efficace de diffusion Rayleigh. Or, les calculs précédents ont montré que la section efficace de diffusion Rayleigh variait significativement à travers le front de flamme à cause de la variation de la composition du gaz. Des hypothèses ont étaient avancées pour approximer ces variations. Les deux principales étant l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme et l'hypothèse d'une section efficace évoluant linéairement à travers le front de flamme. À partir des résultats de simulation 1D de flammes se propageant librement (CANTERA), nous allons étudier, pour des flammes H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air, la validité de ces deux hypothèses. Nous focaliserons notre attention sur l'erreur introduite sur la température maximale de la flamme, les caractéristiques du gradient maximum de température et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding. Nous décrirons tout d'abord le principe de l'étude, puis nous détaillerons nos résultats pour quelques cas représentatifs. Par souci de clarté, l'étude de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh a été traitée en **Annexe C**.

9.3.1. Principe de l'étude

La densité molaire en chaque point (z) du front de flamme, issue de la simulation numérique est considérée comme la densité molaire de référence notée $N_{ref}(z)$. Le profil de température de référence est déterminé par la loi des gaz parfaits :

$$T_{ref}(z) = \frac{P}{R \cdot N_{ref}(z)} \tag{81}$$

$T_{ref}(z)$ représente la température du gaz en un point de l'axe de calcul de coordonnée z, P est la pression du gaz considérée constante à travers le front de flamme et égale à la pression atmosphérique ($101325 Pa$), R est la constante des gaz parfaits ($8.314 J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$) et $N_{ref}(z)$ est la densité molaire du gaz en un point de l'axe de calcul de coordonnée z ($mol \cdot m^{-3}$).

Nous avons vu dans le chapitre dédié à la mise en place du diagnostic Rayleigh que la densité molaire à travers le front de flamme pouvait être déduite du signal de diffusion Rayleigh du gaz et du signal de diffusion Rayleigh de l'air dans les mêmes configurations d'émission laser et d'acquisition :

$$\frac{N(z)}{N_{AIR}} = \frac{\sigma_{rAIR}}{\sigma_r(z)} \frac{I_{//}(z)}{I_{// AIR}(z)} \tag{82}$$

D'où

$$N(z) = \frac{1}{\sigma_r(z)} \cdot \underbrace{\left[\frac{I_{//}(z)}{I_{// AIR}(z)} \cdot N_{AIR} \cdot \sigma_{rAIR} \right]}_{i} \tag{83}$$

$N(z)$ est la densité molaire du gaz au point z, $\sigma_r(z)$ est la section efficace de diffusion Rayleigh du gaz au point (z), $I_{// AIR}(z)$ est l'intensité du signal de diffusion Rayleigh de l'air enregistrée au point z (rappelons que la densité molaire de l'Air, N_{AIR}, est uniforme dans le champ d'observation, mais que l'intensité laser ne l'est pas), $I_{//}(z)$ est l'intensité du signal de diffusion Rayleigh du gaz enregistrée au point z et σ_{rAIR} est la section efficace de diffusion Rayleigh de l'Air.

Cette formule met en évidence le fait que la perception du profil de densité molaire dépend du profil de section efficace à travers le front de flamme. Le terme i est évidemment constant au point z, quelle que soit la valeur choisie pour représenter la section efficace en ce point. Dans le cas où la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh avec la température est négligée, comme dans notre étude, on peut considérer que le cas d'une section efficace de diffusion Rayleigh calculée en tenant compte de la composition du mélange est identique au cas de référence. La densité molaire de référence s'exprime donc :

$$N_{ref}(z) = \frac{1}{\sigma_{rref}(z)} \cdot \underbrace{\left[\frac{I_{// ref}(z)}{I_{// AIR}(z)} \cdot N_{AIR} \cdot \sigma_{rAIR} \right]}_{i} \tag{84}$$

On peut alors déterminer la densité molaire en tout point du front de flamme dans le cas où l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante et égale à celle des gaz frais a été retenue, en fonction de N_{ref} :

$$\frac{N_{\sigma_r=cste}(z)}{N_{ref}(z)} = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rREACTIFS}} \tag{85}$$

Soit :

$$N_{\sigma_r=cste}(z) = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rREACTIFS}} \cdot N_{ref}(z) \tag{86}$$

$N_{\sigma_r=cste}(z)$ est la densité molaire au point z déterminée en tenant compte de l'hypothèse d'une section efficace constante et égale à celle des réactifs, $N_{ref}(z)$ est la densité molaire de référence au point (z).

Pour évaluer l'hypothèse d'une section efficace évoluant linéairement depuis sa valeur dans les gaz frais jusqu'à celle dans les gaz brûlés, l'équation linéaire de l'évolution de la section efficace a été déterminée à partir des valeurs de cette section efficace dans le mélange réactif et dans les produits :

$$\sigma_r^{linéaire}(z) = a \times \sigma_r(z) + b \tag{87}$$

Où :

$$a = \frac{\sigma_{rPRODUITS} - \sigma_{rREACTIFS}}{z_{produits} - z_{réactifs}} \tag{88}$$

$$b = \sigma_{rREACTIFS} - a \times z_{réactifs} \tag{89}$$

Le profil de densité molaire déterminé en utilisant l'hypothèse d'une section efficace évoluant linéairement à travers le front de flamme s'exprime alors en fonction de la densité molaire de référence :

$$N_{lineaire}(z) = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_r^{linéaire}} \cdot N_{ref}(z) \tag{90}$$

$N_{lineaire}(z)$ est la densité molaire au point z déterminée en tenant compte de l'hypothèse d'une variation linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh depuis sa valeur dans les gaz frais jusqu'à celle dans les gaz brûlés. $N_{ref}(z)$ est la densité molaire de référence calculée au point z.

Les profils de température pour ces deux hypothèses, $T_{\sigma_r=cste}(z)$ et $T_{linéaire}(z)$, ont été déterminés grâce à la loi des gaz parfaits, comme le profil de température de référence.

L'évaluation des hypothèses a été faite sur deux grandeurs caractéristiques de la structure interne du front de flamme : la température des gaz brûlés et le gradient maximum de température. Ce dernier n'a pas pu être déterminé directement à partir des points issus du calcul numérique. En effet, même si les paramètres de maillage que nous avons sélectionnés pour nos calculs sont robustes, il demeure, en certains endroits du maillage, des variations significatives du gradient de température calculé pour chaque couple de points de maillage, s'apparentant à un bruit impulsionnel. Ces écarts empêchent toute étude de l'évolution du gradient de température à travers la flamme. Nous avons donc choisi d'approximer le profil de température par une fonction polynomiale grâce à une méthode des moindres carrés. Le maillage initialement irrégulier dans la zone du front de flamme ainsi que le nombre important de points (environ 350 points) déstabilisaient la procédure d'approximation. Nous avons donc préalablement effectué une interpolation du profil de température par un spline cubique. Les coefficients ainsi obtenus ont été appliqués à un maillage restructuré régulièrement de 101 points. Le profil de température ainsi obtenu a pu être approximé par un polynôme de degré 8 avec une erreur inférieure à 1%. Pour améliorer la précision de l'étude des caractéristiques du gradient maximum de température, les coefficients du polynôme ont été appliqués à un maillage restructuré régulièrement de 1001 points.

Enfin, l'erreur introduite sur chaque grandeur par chacune des hypothèses à été calculée comme dans l'exemple ci-dessous, s'appliquant à l'évaluation de l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme :

$$erreur(\%) = \frac{\left(grandeur_{\sigma=cste} - grandeur_{ref}\right)}{grandeur_{ref}} \times 100 \qquad (91)$$

9.3.2. Influence des hypothèses sur la variation de la section efficace

Le prémélange H_2/CH_4/Air :

Commençons par évaluer l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. La Figure 85 et la Figure 86 représentent l'erreur introduite par cette hypothèse sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(GradT)_{max}$ et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, en fonction de la richesse pour une flamme CH_4/Air et une flamme H_2/CH_4/Air ayant une teneur en H_2 dans le combustible de 50%. Nous avons également représenté l'erreur sur les coordonnées du gradient maximum de température ($z(GradT_{max})$ et $T(GradT_{max})$).

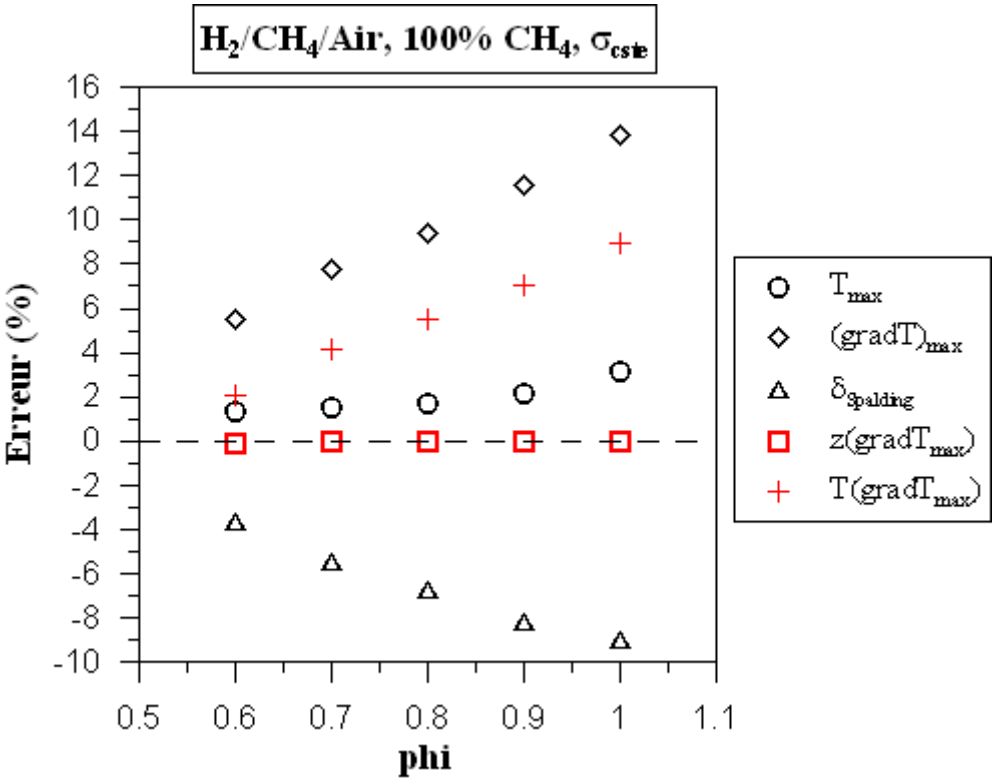


Figure 85: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, 100% CH_4 pour différentes valeurs de richesse.

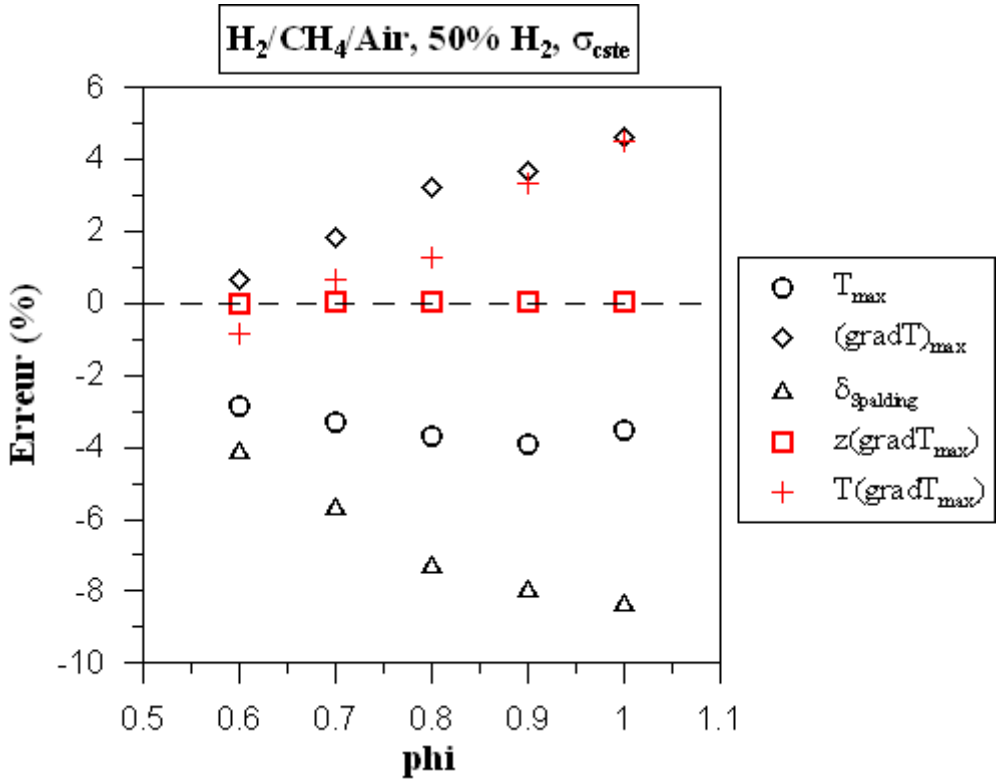


Figure 86: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, 50% H_2 pour différentes valeurs de richesse.

On remarque tout d'abord que l'erreur sur la température des gaz brûlés n'augmente que très légèrement avec la richesse. En effet, cette erreur est comprise entre 1.5 et 3% dans le cas 100% CH_4 et entre -2.5 et -3.5% dans le cas 50% H_2. On retrouve les écarts entre la valeur de section efficace de diffusion Rayleigh dans les réactifs et celle dans les gaz brûlés, observés pour les mêmes mélanges. On remarque en revanche que la teneur en hydrogène semble avoir un impact significatif sur la détermination de T_{max}. En effet, on surestime la température des gaz brûlés dans le cas 100% CH_4 tandis qu'on la sous-estime dans le cas 50% H_2. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin.

Contrairement à l'erreur sur la température des gaz brûlés, l'erreur sur le gradient maximum de température est significativement influencée par la richesse. En effet, l'erreur évolue de 5 à 14% entre phi=0.6 et phi=1.0 pour le cas 100% CH_4 tandis que pour le cas 50% H_2, elle évolue de 1 à 4.5%. Dans les deux cas, nous surestimons le gradient maximum de température. L'erreur semble diminuer lorsque la teneur en hydrogène augmente.

L'erreur sur l'épaisseur de flamme est également influencée significativement par la richesse. En effet, pour 100% CH_4 comme pour 50% H_2, l'erreur évolue de -4 à -9% lorsque la richesse croit de 0.6 à 1.0. Quelle que soit la richesse, on sous-estime l'épaisseur de flamme.

Enfin, on remarque que l'hypothèse évaluée n'a aucun impact sur la position du gradient maximum. En revanche, elle a un impact sur la température à laquelle le gradient maximum est observé.

Pour confirmer les tendances observées avec l'ajout d'hydrogène, nous avons représenté sur la Figure 87 et la Figure 88 l'évolution de l'erreur introduite sur les grandeurs définies précédemment, pour des flammes H_2/CH_4/Air, de richesse 1 et 0.6, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

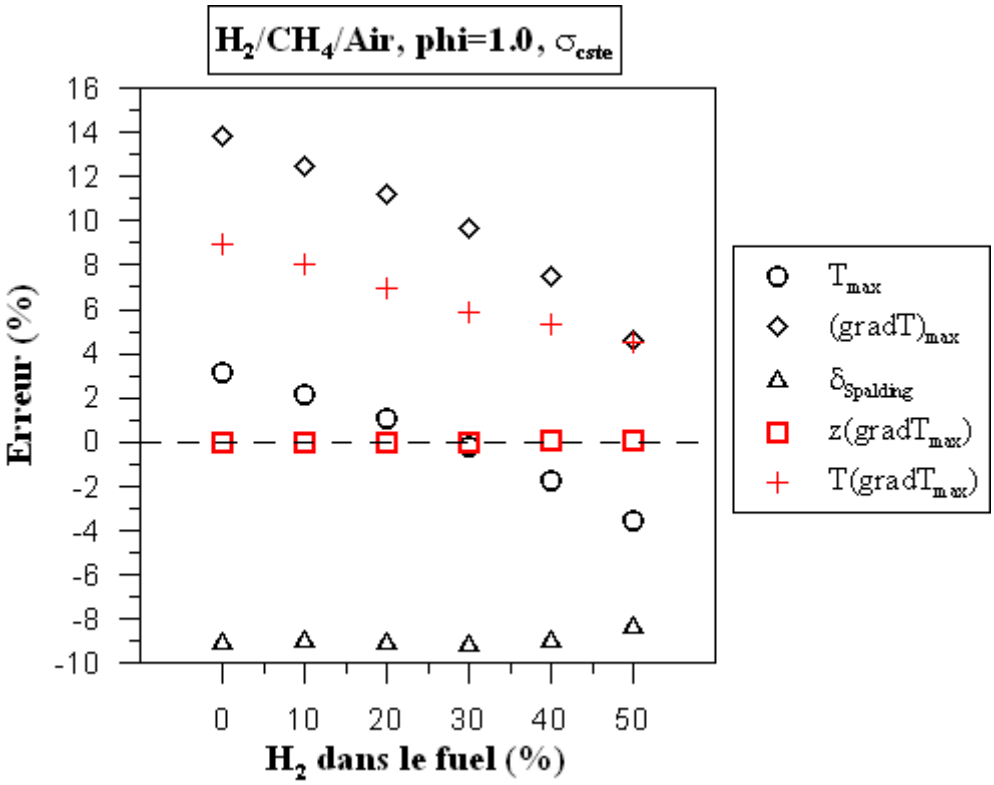


Figure 87: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air stœchiométrique pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

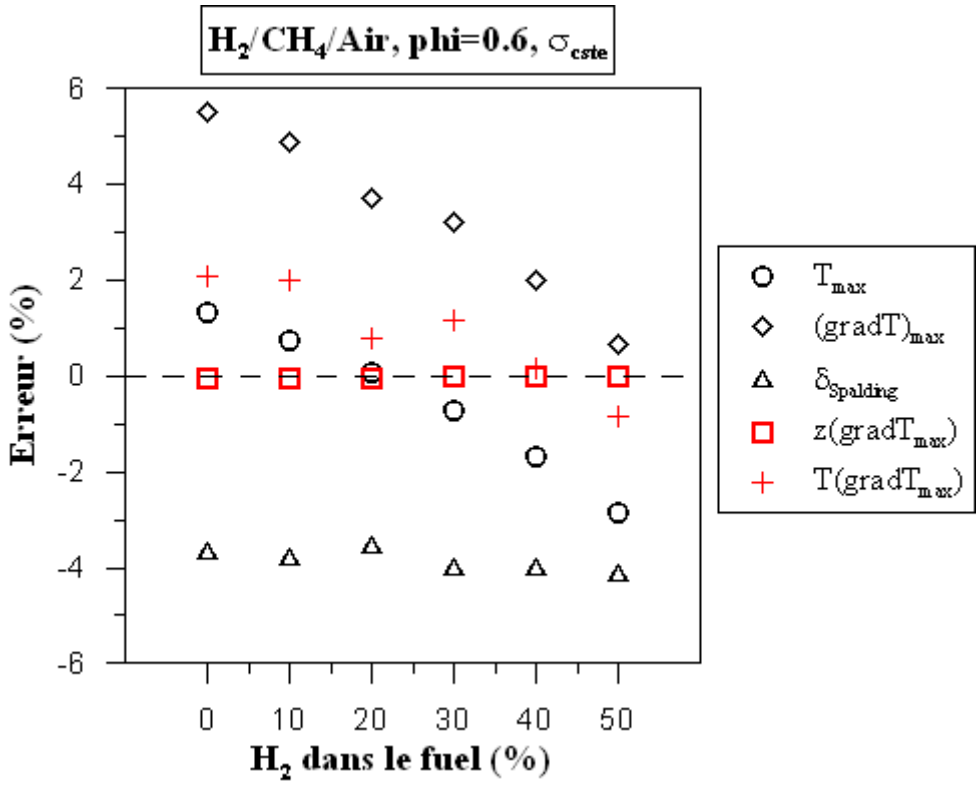


Figure 88: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

Comme cela a été évoqué précédemment, pour phi=1.0, on surestime la température des gaz brûlés pour des concentrations en H_2 inférieures à 30% et on sous-estime cette température pour des concentrations en hydrogène supérieures. Le même « basculement » est observé pour phi=0.6, mais il s'effectue pour une concentration en H_2 plus faible dans le combustible, c'est-à-dire 20%.

Comme nous l'avions suggéré ci-dessus, l'erreur sur le gradient maximum de température diminue avec la concentration en hydrogène dans le combustible, quelle que soit la richesse. Lorsque la concentration en H_2 dans le combustible croit de 0 à 50%, l'erreur sur le gradient maximum évolue de 14% à 4.5% pour phi=1.0 et de 5.5 à 0.5% pour phi=0.6. Quelle que soit la teneur du combustible en hydrogène, on surestime le gradient maximum de température.

On remarque également que l'erreur sur l'épaisseur de flamme calculée est très peu influencée par la teneur en hydrogène. Pour phi=1.0 comme pour phi=0.6, cette erreur varie de moins de 1% entre 0 et 50% d'hydrogène dans le combustible. Quelle que soit la teneur du combustible en hydrogène, on surestime l'épaisseur de flamme.

Le prémélange H_2/CO/Air :

Intéressons-nous à présent à la pertinence de l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs, dans le cas d'un mélange H_2/CO/Air. La Figure 89 et la Figure 90 représentent l'évolution en fonction de la richesse de l'erreur sur la température des gaz brûlés, le gradient maximum de température, ses coordonnées (T et z) et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding pour des flammes H_2/CO/Air avec 10% d'hydrogène dans le combustible et 50% d'hydrogène dans le combustible.

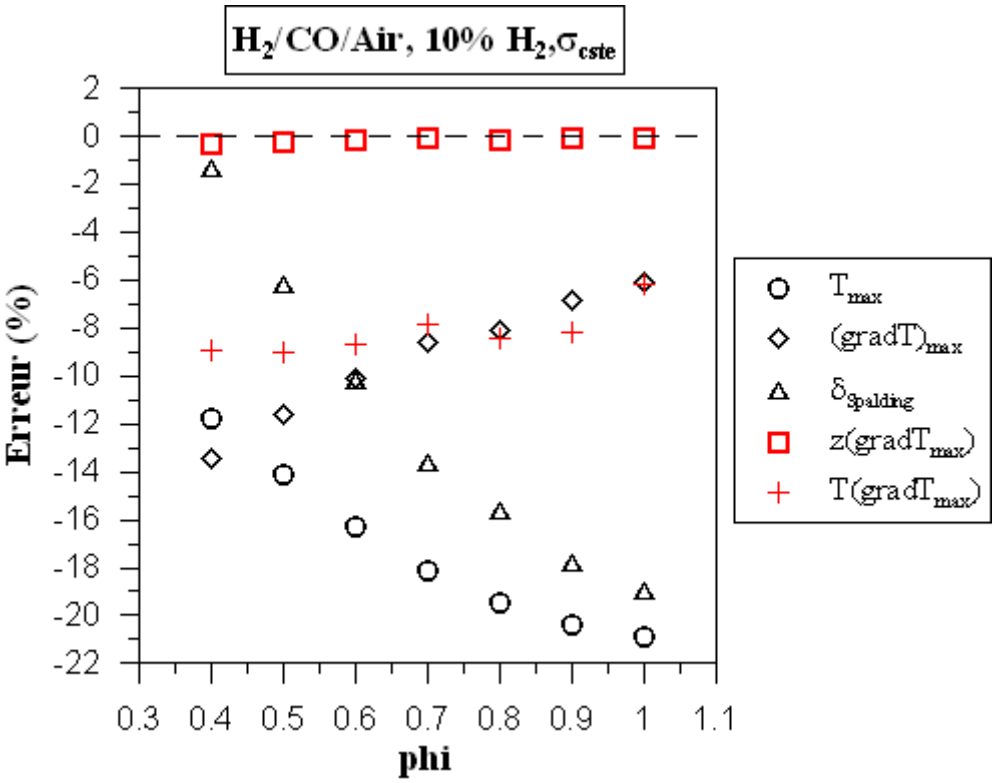


Figure 89: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CO/Air, 10% H_2 pour différentes valeurs de richesse.

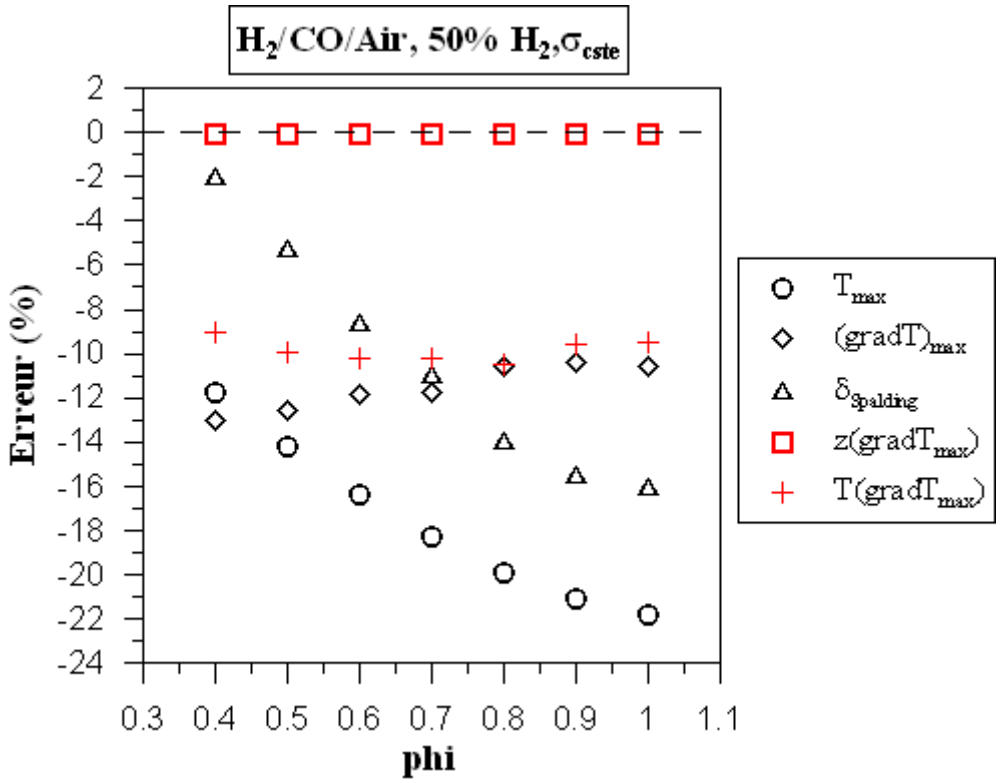


Figure 90: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CO/Air, 50% H_2 pour différentes valeurs de richesse.

On remarque tout d'abord que la richesse influence fortement l'erreur sur la température des gaz brûlés. En effet, on observe que lorsque la richesse croit de 0.4 à 1.0, l'erreur évolue de -11.5 à -21% pour 10% d'hydrogène dans le combustible tandis qu'elle évolue de -11.5 à -22% pour 50% d'hydrogène dans le combustible. L'impact de la richesse semble similaire quelque soit la teneur en hydrogène. L'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme implique une sous-estimation de la température des gaz brûlés quelque soit la richesse.

L'évolution de l'erreur sur le gradient maximum de température montre la tendance inverse. En effet, de phi=0.4 à phi=1.0, cette erreur évolue de -13 à -6% pour 10% d'hydrogène dans le combustible et de -13 à -10.5% pour 50% d'hydrogène dans le combustible. L'erreur introduite sur le gradient maximum de température semble donc diminuer lorsque la richesse augmente, particulièrement pour les faibles teneurs en H_2. L'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme implique une sous-estimation du gradient maximum de température, quelle que soit la richesse.

Lorsque la richesse croit de 0.4 à 1.0, l'erreur sur l'épaisseur de flamme évolue de -1.5 à -19% pour 10% d'hydrogène dans le combustible et de -2 à -16% pour 50% d'hydrogène.

L'erreur faible rencontrée pour les très faibles richesses est tout à fait fortuite. En effet, on remarque que l'erreur sur la température des gaz brûlés et celle sur le gradient maximum de température sont assez proches pour phi=0.4. Elles se compensent donc lors du calcul de l'épaisseur de flamme ce qui explique que l'erreur sur cette grandeur soit relativement faible pour cette valeur de richesse. Cependant, les erreurs associées à la température de gaz brûlés et au gradient maximum de température évoluent avec des tendances opposées lorsque la richesse augmente. La compensation est de moins en moins effective d'où l'augmentation significative de l'erreur sur l'épaisseur de flamme avec l'accroissement de la richesse. Cette tendance semble se retrouver quelque soit la teneur en hydrogène. L'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme implique une sous-estimation de l'épaisseur de flamme, quelle que soit la richesse.

Pour confirmer l'évolution de ces tendances avec la teneur en hydrogène, nous avons représenté sur la Figure 91 et la Figure 92, l'évolution des erreurs précédemment définies avec la concentration en hydrogène dans le combustible pour une flamme H_2/CO/Air stœchiométrique et de richesse 0.4.

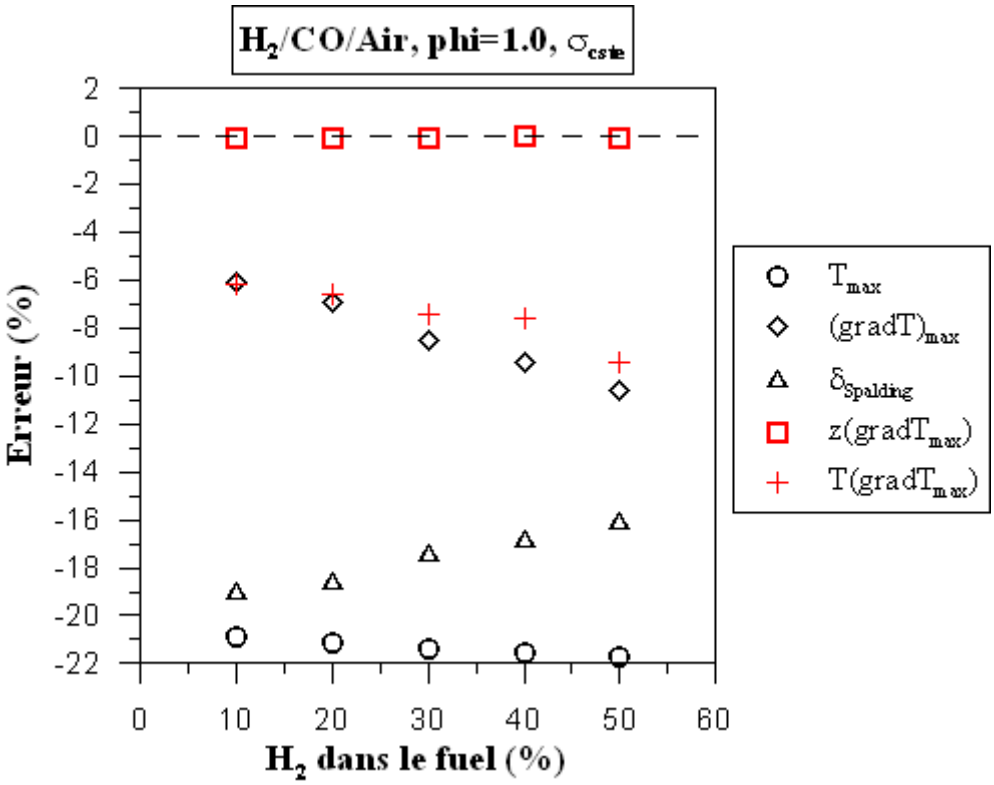


Figure 91: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CO/Air stœchiométrique pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

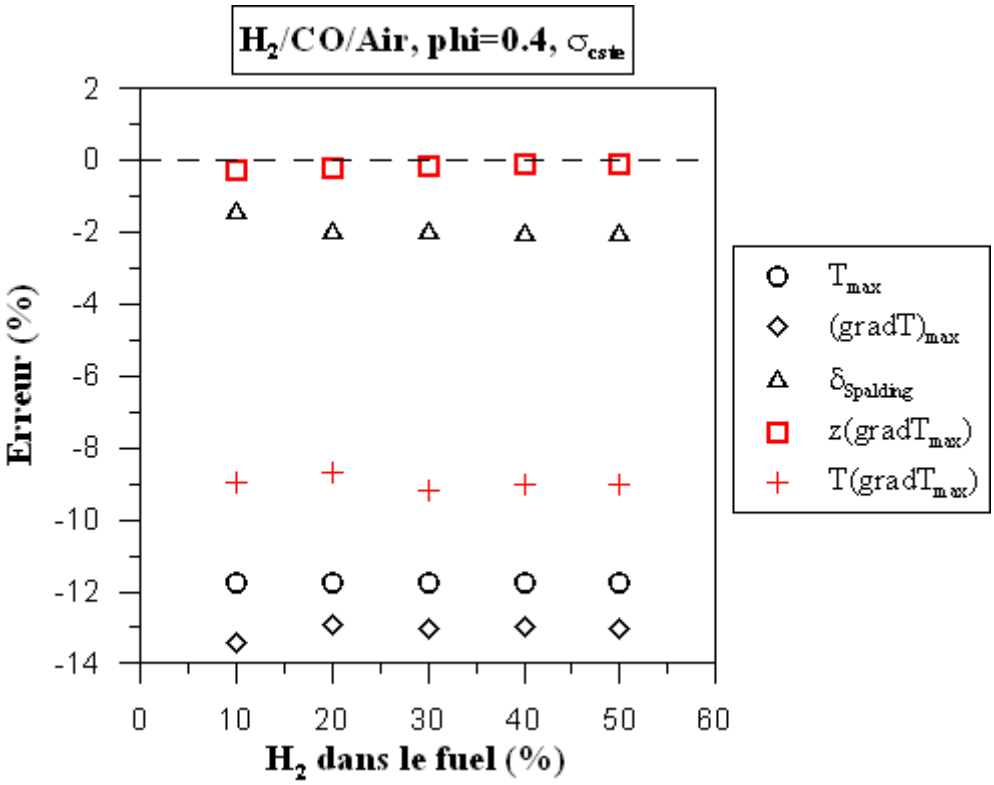


Figure 92: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs. Cas d'une flamme H_2/CO/Air de richesse 0.4, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

Comme nous l'avions suggéré précédemment, l'erreur introduite sur la température des gaz brûlés est très faiblement influencée par la teneur en hydrogène dans le combustible, particulièrement pour les flammes pauvres. En effet, lorsque la teneur en H_2 croit de 10 à 50%, cette erreur n'évolue que de -21 à -22% pour une flamme stœchiométrique tandis qu'elle est quasi constante pour une flamme de richesse 0.4. On sous-estime la température des gaz brûlés quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible.

On remarque également que l'influence de la concentration en hydrogène sur le gradient maximum de température dépend de la richesse. Tandis que, pour phi=0.4, l'erreur sur cette grandeur est constante et égale à -13% lorsque la concentration en H_2 augmente de 10 à 50%, elle croit, pour la même gamme de concentration en hydrogène, de -6 à -10.5% pour phi=1.0. Cette croissance est plus marquée entre 20 et 50% d'hydrogène. On sous-estime le gradient maximum de température quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible.

Il s'en suit que la teneur en hydrogène affecte peu l'erreur sur l'épaisseur de flamme pour une flamme de richesse 0.4 puisqu'elle n'évolue que de -1.5 à 2% entre 10 et 50% d'H_2 dans le combustible. Cette valeur très faible n'est due qu'à une compensation fortuite entre l'erreur sur la température des gaz brûlés et celle sur le gradient maximum de température.

En effet, pour phi=0.4, ces dernières ont des valeurs très proches. En revanche, pour phi=1, l'évolution de cette erreur est plus marquée, de -19 à -16% entre 10 et 50% d'H_2 dans le combustible, particulièrement entre 20 et 50% de H_2 dans le combustible. Quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible, on sous-estime l'épaisseur de flamme.

Les résultats pour chacune des hypothèses étudiées sont synthétisés dans le tableau ci-dessous :

		σ_{cste}	$\sigma_{linéaire}$
H_2/CH_4/Air	T_{max}	Sous et surestimation (4%)	Aucune
Phi=0.6 à 0.8	$(dT/dz)_{max}$	Surestimation (1 à 14%)	Surestimation 1.5 à 13%)
H_2 in fuel : 0 à 50%	$\delta_{Spalding}$	Sous-estimation (4 à 9%)	Sous-estimation (1.5 à 12%)
H_2/CO/Air	T_{max}	Sous-estimation (12 à 22%)	Aucune
Phi=0.4 à 0.6	$(dT/dz)_{max}$	Sous-estimation (6 à 13%)	Sous-estimation (4 à 11%)
H_2 in fuel : 10 à 50%	$\delta_{Spalding}$	Sous-estimation (1 à 19%)	Surestimation (4 à 12%)

Tableau 6 : Synthèse des résultats sur l'influence des hypothèses concernant les valeurs de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers la flamme.

En résumé, dans le cas des flammes H_2/CH_4/Air, en adoptant l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme, on surestime la température des gaz brûlés pour de faibles concentrations en H_2 (<30%) et on sous-estime cette température pour des concentrations en H_2 supérieures, quelle que soit la richesse. L'écart peut aller jusqu'à 4%.
Le gradient de température est globalement surestimé. L'erreur est comprise entre 1 et 14%. Elle augmente avec la richesse et diminue lorsque la concentration en hydrogène dans le combustible augmente.
L'épaisseur de flamme est globalement sous-estimée de 4 à 9%. L'erreur sur cette grandeur croit avec la richesse, mais est très peu influencée par la teneur en hydrogène.
L'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh permet de corriger le biais sur la température des gaz brûlés introduit par l'hypothèse d'une section efficace constante.
En revanche, ces deux hypothèses introduisent une erreur similaire sur le gradient maximum de température.

Globalement, l'erreur introduite par l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace sur le gradient maximum de température est comprise entre 1.5 et 13%. De ce fait, on observe deux tendances pour l'erreur sur l'épaisseur de flamme. Pour une concentration en hydrogène inférieure à 20% dans le combustible, l'erreur introduite par l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace est plus importante. Pour des teneurs en hydrogène supérieures, en revanche, cette hypothèse est plus intéressante.

Dans le cas des flammes H_2/CO/Air, lorsqu'on adopte l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme, on sous-estime toutes les grandeurs définies précédemment.

L'erreur introduite sur la température des gaz brûlés est comprise entre 12 et 22%. Elle augmente avec la richesse et avec la concentration en hydrogène dans le combustible.

L'erreur introduite sur le gradient maximum de température est comprise entre 6 et 13%. Elle diminue lorsque la richesse augmente mais augmente avec la concentration en hydrogène dans le combustible.

La variation de l'erreur sur l'épaisseur de flamme est la plus importante. Cette erreur est comprise entre 1 et 19%. Elle diminue avec la richesse mais augmente avec la concentration en hydrogène. Les valeurs les plus faibles sont dues à une compensation fortuite entre l'erreur sur la température de gaz brûlés et celle sur le gradient maximum de température.

L'adoption de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme réduit significativement l'erreur sur le gradient maximum de température, quelle que soit la richesse.

L'adoption de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme implique une surestimation de l'épaisseur de flamme comprise entre 4 et 12%. L'adoption de cette hypothèse au lieu de celle d'une section efficace constante à travers le front de flamme augmente l'erreur sur l'épaisseur de flamme pour phi<0.6 mais elle la réduit pour phi>0.6. Rappelons tout de même que l'erreur sur l'épaisseur de flamme pour phi<0.6, avec une section efficace constante, est plus faible à cause d'une compensation fortuite des erreurs sur la température des gaz brûlés et le gradient maximum de température.

9.4. Prise en compte des profils de section efficace de diffusion Rayleigh pour la détermination des profils de température

Nous allons à présent détailler la deuxième phase de notre traitement de données consistant à corriger les profils de température calculés préalablement en tenant compte d'une section efficace constante à travers le front de flamme et prendre ainsi en compte la variation de la section efficace le long de la normale au front de flamme.

Soit $N_{\sigma_r=cste}(z)$, la densité molaire calculée en tenant compte de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs $\sigma_{rREACTIFS}$. Soit $N_{\sigma_r(z)}(z)$, la densité molaire calculée en tenant compte de la variation de la section efficace à travers le front de flamme.

D'après l'équation 85, on peut exprimer $N_{\sigma_r=cste}(z)$ en fonction de $N_{\sigma_r(z)}(z)$:

$$\frac{N_{\sigma_r=cste}(z)}{N_{\sigma_r(z)}(z)} = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rREACTIFS}} \tag{92}$$

D'après la loi des gaz parfaits :

$$T(z) = \frac{P}{R \cdot N(z)} \tag{93}$$

On peut donc exprimer le profil de température tenant compte de la variation de la section efficace à travers le front de flamme $T_{\sigma_r(z)}(z)$, en fonction du profil de température calculée en tenant compte de l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh constante à travers le front de flamme $T_{\sigma_r=cste}(z)$ tel que :

$$T_{\sigma_r(z)}(z) = \frac{\sigma_r(z)}{\sigma_{rREACTIFS}} \times T_{\sigma_r=cste}(z) \tag{94}$$

Dans notre cas, le profil de section efficace et le profil de température $T_{\sigma_r=cste}(z)$ n'ont pas été déterminés dans le même repère spatial puisque l'un est issu du calcul numérique et l'autre de l'expérience.

En l'absence d'un point de repère spatial fiable commun aux deux repères, nous avons utilisé la variable d'avancement définie sur la température pour faire coïncider les deux profils:

$$c(z) = \frac{T(z) - T_u}{T_b - T_u} \tag{95}$$

$T(z)$ représente la température du mélange au point z, T_u la température des gaz frais et T_b celle des gaz brûlés.

En introduisant une coordonnée spatiale propre au calcul OPPDIF notée z_{num} et une coordonnée spatiale propre aux profils expérimentaux notée $z_{\exp}$, on peut alors définir la correction comme suit :

$$T_{\sigma_r(z)}(z_{\exp}) = \frac{\sigma_r(c_{OPPDIF}(z_{num}))}{\sigma_{rREACTIFS}} \times T_{\sigma_r=cste}(c_{\sigma_r=cste}(z_{\exp}))$$
$$\text{Pour } c_{OPPDIF}(z_{num}) = c_{\sigma_r=cste}(z_{\exp}) \tag{96}$$

$c_{\sigma_r=cste}(z_{\exp})$ étant la variable d'avancement définie à partir des valeurs de $T_{\sigma_r=cste}(z_{\exp})$ et $c_{OPPDIF}(z_{num})$ la variable d'avancement définie à partir du profil de température fourni par le calcul OPPDIF.

Cependant, comme cela est représenté sur la Figure 93, $T_{\sigma_r=cste}(z_{\exp})$ et donc $c_{\sigma_r=cste}(z_{\exp})$ sont biaisés par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme. Ce biais introduit sur le profil de $c_{\sigma_r=cste}(z_{\exp})$ n'a pas été étudié en détail. Nous avons tout de même choisi d'en tenir en compte pour que la condition $c_{OPPDIF}(z_{num}) = c_{\sigma_r=cste}(z_{\exp})$ soit consistante.

Pour cela on calcul, à partir du profil de température fournit initialement par OPPDIF et grâce aux équations 85 et 86, un profil de température (numérique) modifié par l'utilisation de l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme, tel que :

$$T^*_{OPPDIF}(z_{num}) = \frac{\sigma_{rREACTIFS}}{\sigma_r(z_{num})} \times T_{OPPDIF}(z_{num}) \tag{97}$$

$c_{OPPDIF}(z_{num})$ est calculé à partir des valeur de $T^*_{OPPDIF}(z_{num})$.

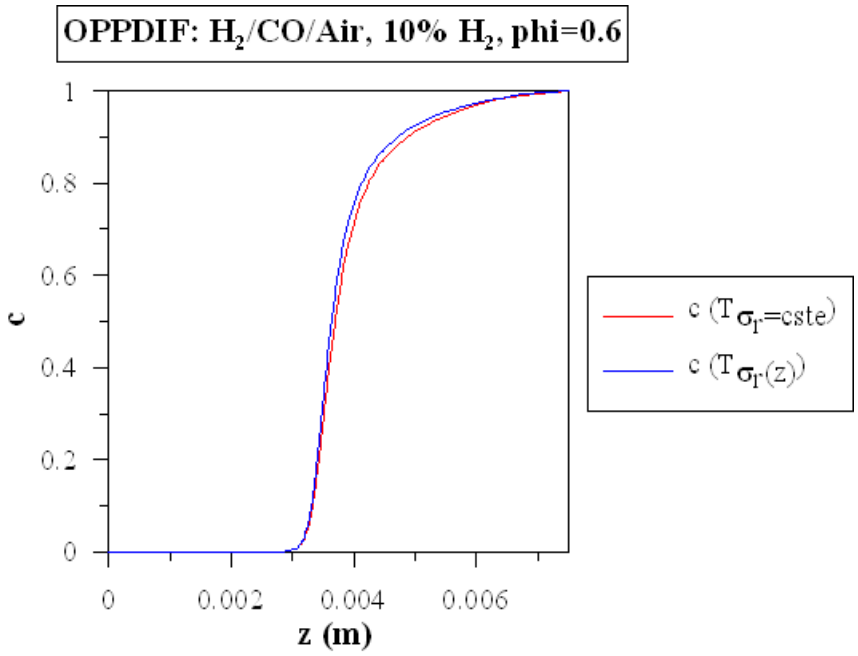


Figure 93: Influence de l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme sur le profil de la variable d'avancement c. Flamme de prémélange H_2/CO/Air, phi = 0.6, 50% d'hydrogène dans le combustible.

Dans cette partie, à partir de simulations 1D d'une flamme se propageant librement, les profils de section efficace à travers un front de flamme laminaire de prémélange ont pu être étudiés pour des mélanges H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air. Il a été observé que la composition du mélange influençait significativement le profil de section efficace de diffusion Rayleigh. Des écarts allant jusqu'à 8% dans les flammes H_2/CH_4/Air et jusqu'à 28% dans les flammes H_2/CO/Air ont été relevés entre la section efficace en un point du front de flamme et sa valeur dans les gaz frais. De plus, l'évolution de la section efficace est non linéaire.

En revanche, nous avons observé que l'étirement avait une influence négligeable sur les profils de section efficace de diffusion Rayleigh lorsque ceux-ci sont exprimés en fonction de la variable d'avancement définie sur la température.

Nous avons évalué l'impact des deux principales hypothèses permettant d'approximer la valeur de la section efficace sur la caractérisation de la structure thermique du front de flamme par étude de la diffusion Rayleigh. Tandis que ces deux hypothèses se valent pour une flamme H_2/CH_4/Air, dans le cas d'une flamme H_2/CO/Air, l'hypothèse d'une section efficace de diffusion Rayleigh évoluant linéairement à travers le front de flamme est bien plus performante. En effet, il ne parait pas raisonnable d'utiliser l'hypothèse d'une section efficace constante dans ce type de flamme. Cependant, l'erreur introduite lors de la caractérisation de

la structure thermique d'un front de flamme par ces deux hypothèses reste significative. La prise en compte des variations de composition dans le calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh peut donc apporter un gain de précision important à notre diagnostic. Nous avons donc décrit une méthode permettant de déterminer les profils de température en prenant en compte la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme.

10. Etude expérimentale d'un front de flamme laminaire de prémélange H_2-CH_4-Air

Ce chapitre est consacré à la caractérisation des fronts de flammes laminaires de prémélange H_2/CH_4/Air pauvres, par diffusion Rayleigh induite par laser. Nous commencerons par caractériser les données expérimentales pour faciliter leur interprétation. Ensuite, nous étudierons trois grandeurs fondamentales dans la caractérisation d'un front de flamme qui sont la température des gaz brûlés, le gradient de température et l'épaisseur de flamme définie par Spalding. Pour chacune de ces grandeurs, nous tenterons de caractériser l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène pour différentes conditions d'étirement. Les données expérimentales seront comparées aux résultats de calculs OPPDIF réalisés en utilisant le mécanisme GRI-Mech 3.0 et un modèle de transport « mixture-averaged » agrémenté de l'effet thermo-diffusif (effet Soret).

10.1. Caractérisation des données expérimentales

Afin de tirer des conclusions sur les résultats expérimentaux que nous avons récoltés durant cette étude, il convient de caractériser les données expérimentales acquises. Comme cela a été évoqué précédemment, nous avons utilisé le diagnostic de diffusion Rayleigh induite par laser pour étudier le profil de température à travers un front de flamme laminaire de prémélange et plus précisément, pour étudier les grandeurs caractéristiques de ce profil qui sont la température des gaz brûlés, le gradient maximum de température et l'épaisseur de flamme laminaire définie par Spalding. Ce diagnostic a été appliqué dans une configuration de flammes à jets opposés permettant d'une part, de limiter les échanges d'énergie entre le front de flamme et son environnement (brûleur, plaque) et d'autre part, de faire varier les conditions d'étirement en agissant sur le débit de prémélange. En revanche, l'utilisation de cette configuration présente deux inconvénients majeurs : 1) la faible accessibilité, notamment pour un diagnostic 2D, 2) l'orientation des fronts de flamme, parallèle à la direction de propagation du faisceau laser, favorisant de ce fait l'impact du phénomène de « beam steering ». La Figure 94 illustre la mesure. Cette dernière s'effectue le long de l'axe des brûleurs.

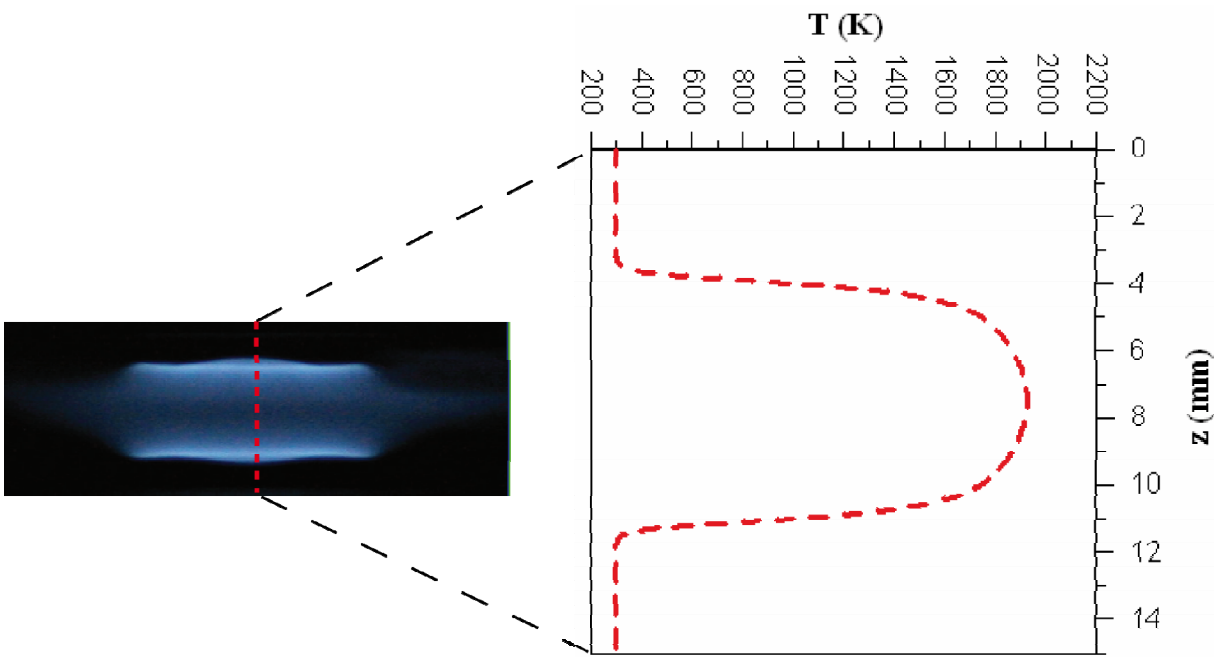


Figure 94: Illustration de la méthode de mesure. À gauche, une photographie de flammes laminaires de prémélange H_2/CO/Air en configuration de jets opposés (10%H_2-90%CO, phi=0.6). Le trait pointillé rouge indique la zone de mesure. À droite, le profil de température déterminé sur l'axe du brûleur.

Cependant, par souci de clarté, l'évolution de la température a été représentée sur un axe horizontal. Ainsi, un déplacement sur l'axe des brûleurs, du brûleur du haut vers le brûleur du bas, correspond à un déplacement sur l'axe des abscisses de gauche à droite. Enfin, rappelons que les étirements indiqués dans la suite sont issus de la campagne de mesure PIV. Ils sont déterminés sur l'axe des brûleurs, au minimum de vitesse axiale de l'écoulement du brûleur inférieur. Pour illustrer les données expérimentales, nous avons tracé sur la Figure 95 les profils de température moyens à travers le couple de flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8, pour différentes conditions d'étirement. Compte tenu du fait que les extrémités des profils de température étaient fortement perturbées, ces dernières ont été tronquées. Ainsi, les profils expérimentaux sont étudiés sur un intervalle de 13mm.

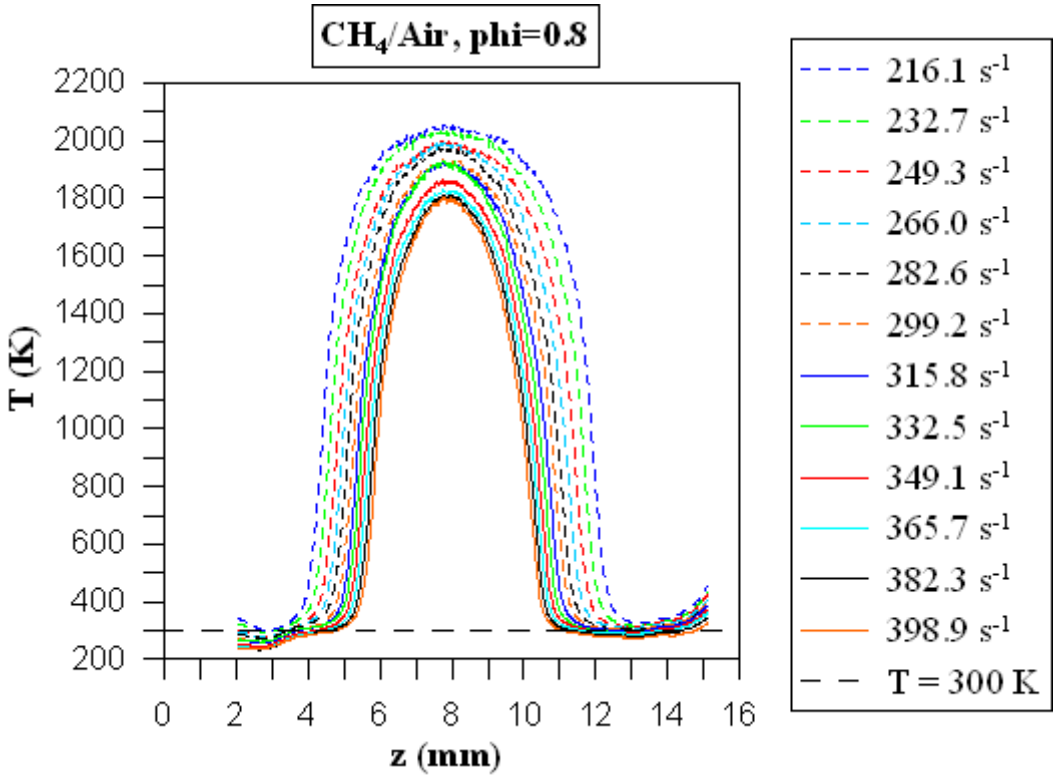


Figure 95: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8, pour différentes valeurs d'étirement. La température réelle des gaz frais, contrôlée par une régulation de la température des brûleurs, est représentée par la ligne pointillée noire.

Intéressons-nous à la température des gaz frais. On remarque qu'il est de plus en plus difficile d'observer le palier correspondant à la température des gaz frais lorsque les flammes se rapprochent des brûleurs, c'est-à-dire lorsque le débit de prémélange diminue. Ceci est dû à l'impact des écrans disposés sur les têtes des brûleurs pour cacher les réfections de la nappe laser sur les lèvres des brûleurs. La distance entre le plan laser et les écrans est bien supérieure à la profondeur de champ. Ces écrans apparaissent donc flous à l'image, entraînant une diminution progressive du signal Rayleigh lorsque l'on s'en approche. La température est inversement proportionnelle au signal Rayleigh, on observe donc une augmentation « artificielle » du signal de température lorsque l'on s'approche des écrans. Pour des flammes très proches des brûleurs, on peut donc observer un rognage des profils de température. La température minimale déterminée n'est plus la température des gaz frais.

On remarque des variations significatives de la température des gaz frais. Ces variations ne sont pas aléatoires. Au contraire, la température des gaz frais, déterminée par notre diagnostic, diminue lorsque le débit de prémélange augmente. Comme on peut le voir en **Annexe D**, on retrouve cette tendance dans la majorité des cas étudiés. Le phénomène semble s'accentuer lorsque la richesse et/ou la teneur en hydrogène augmentent.

Rappelons que des mesures par thermocouple de la température des gaz en sortie du brûleur inférieur ont montré que cette dernière n'était influencée que par la température des blocs brûleurs. Cette dernière ayant été régulée par un bain thermostaté, l'hypothèse d'un préchauffage des gaz frais, dû à une augmentation de la température des brûleurs, est exclue. De plus, on observe sur certains profils des températures négatives, ce qui n'a pas de sens. Il semble donc que ces écarts proviennent d'une variation temporelle et/ou spatiale de l'intensité laser. Des mesures de puissance ont été réalisées afin de tester la stabilité dans le temps de la puissance laser ainsi que la réponse du hublot en amont des brûleurs. Les résultats de ces mesures ont démontré la grande stabilité de la puissance laser et l'absence d'influence du hublot. Ces perturbations prennent donc naissance entre le hublot et la zone de mesure. Nous sommes arrivés à la conclusion que seules les variations d'indice de réfraction, observées lors de la traversée des gaz brûlés et/ou des fronts de flammes, pouvaient être à l'origine de ces perturbations. Ces gradients d'indices de réfraction ne sont évidemment pas observés lors de l'enregistrement du signal de référence dans l'air. Ainsi, en déviant et/ou en déformant la nappe laser lors de l'imagerie avec flamme, ces gradients d'indices introduisent un biais lors de la normalisation du signal dans la flamme par le signal dans l'air. Comme cela est représenté sur la Figure 96, pour une composition donnée, la courbure du front de flamme sur sa périphérie, ainsi que le flux des gaz brûlés varient avec le débit de prémélange, modifiant ainsi la répartition spatiale des gradients d'indice de réfraction. Nous pensons que cela peut être à l'origine de la décroissance de la température des gaz frais lorsque l'étirement augmente. De plus, la courbure du front de flamme en périphérie, la température des gaz brûlés et la vitesse d'éjection de ces derniers augmentent avec la richesse et la teneur en hydrogène, ce qui peut expliquer l'influence de ces deux derniers paramètres sur le biais observé.

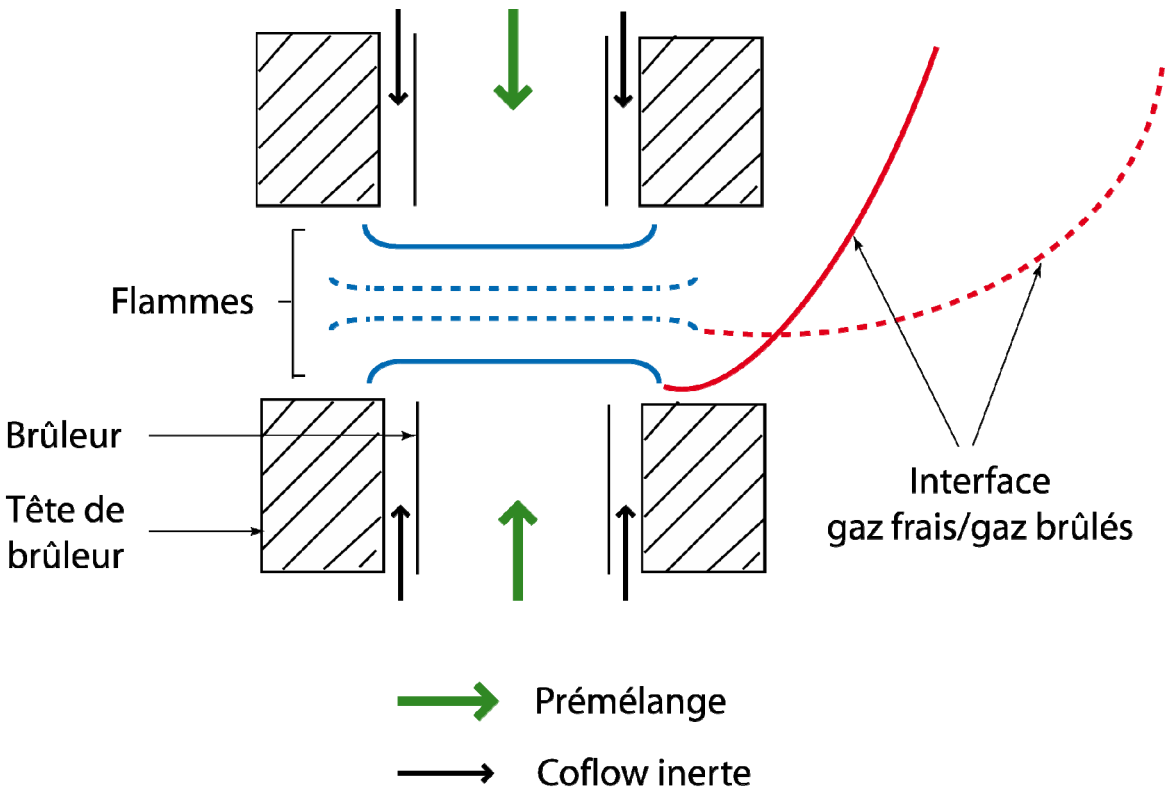


Figure 96: Illustration de l'influence du débit de prémélange sur la courbure du front de flamme en périphérie de celle-ci et sur l'éjection des gaz brûlés. La géométrie des brûleurs a été simplifiée. Deux cas sont représentés : faible débit (traits pleins) et fort débit (traits pointillés)

Compte tenu des valeurs globalement faibles de l'étirement, il est peut probable que la température des gaz brûlés puisse être à ce point influencée, du moins pas pour toutes les compositions étudiées. Cette idée est renforcée par les résultats des calculs OPPDIF représentés sur la Figure 97. En effet, le modèle prédit une influence très faible de l'étirement pour des conditions similaires. Cela semble indiquer que la température des gaz brûlés et la température des gaz frais sont entachées d'un biais similaire. Nous avons donc tenté d'évaluer ce biais en étudiant l'évolution de la température des gaz frais.

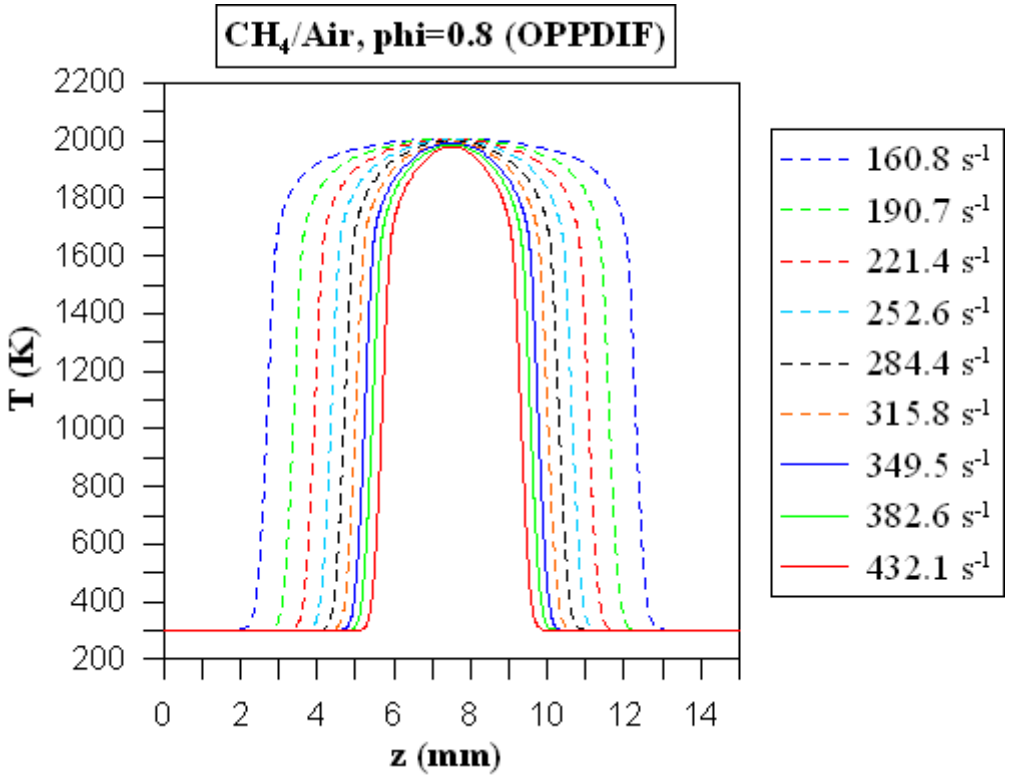


Figure 97: Profils de température à travers le couple de fronts flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8 pour différentes valeurs d'étirement, issus de simulations 1D de flammes en configuration de jets opposés (OPPDIF).

Afin de mettre en évidence les cas perturbés par le rognage et détecter un impact éventuel de l'étirement sur la température des gaz brûlés, nous avons normalisé le minimum de température comme suit :

$$T_{\min}^{norm} = \frac{T_{\min}}{(T_{\max} - T_{\min})} \qquad (98)$$

$T_{\min}^{norm}$ est la température normalisée, $T_{\min}$ le minimum de température considéré comme la température des gaz frais et $T_{\max}$ la température des gaz au point de stagnation. Cette température normalisée ne peut varier que si les variations de température des gaz frais et des gaz brûlés ne sont pas corrélées, comme lors d'un rognage du profil dans les gaz frais, d'une chute de la température des gaz brûlés sous l'effet de l'étirement ou de perturbations localisées du profil laser. Si, comme nous l'avons suggéré, les biais sont similaires sur la température des gaz frais et des gaz brûlés, on devrait observer, en dehors des cas précédemment cités, des valeurs constantes pour $T_{\min}^{norm}$.

La Figure 98 et la Figure 99 représentent respectivement l'évolution de $T_{\min}^{norm}$ et de $T_{\min}$ en fonction des valeurs de l'étirement pour une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8. Notons que le choix de l'étirement en abscisse suggère que l'évolution de la température des gaz frais est liée à la valeur du débit pour une composition donnée.

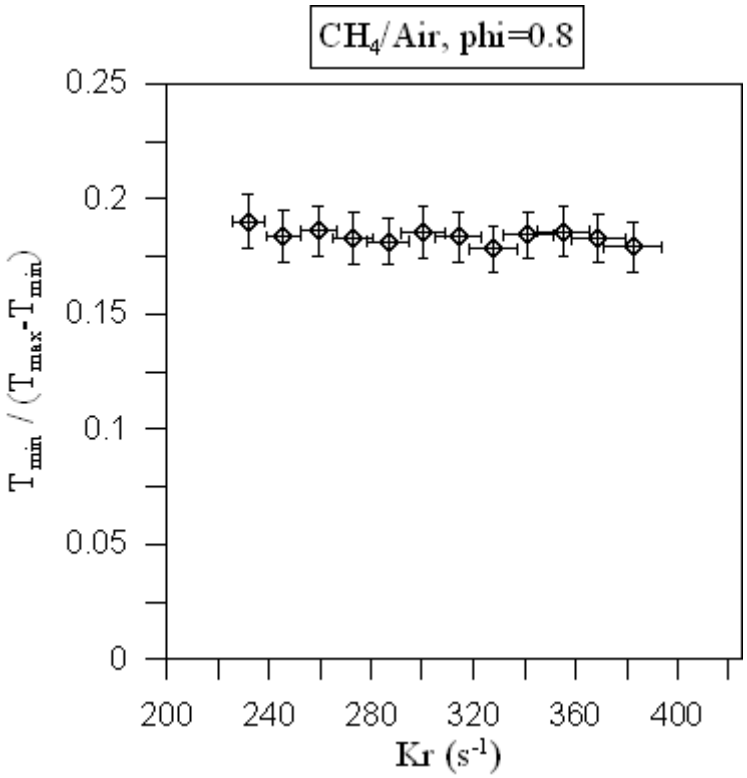


Figure 98: Évolution de la température normalisée en fonction de l'étirement pour le couple de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8. Les incertitudes de mesure, représentées par les barres d'erreur, sont déduites de l'écart type des valeurs étudiées.

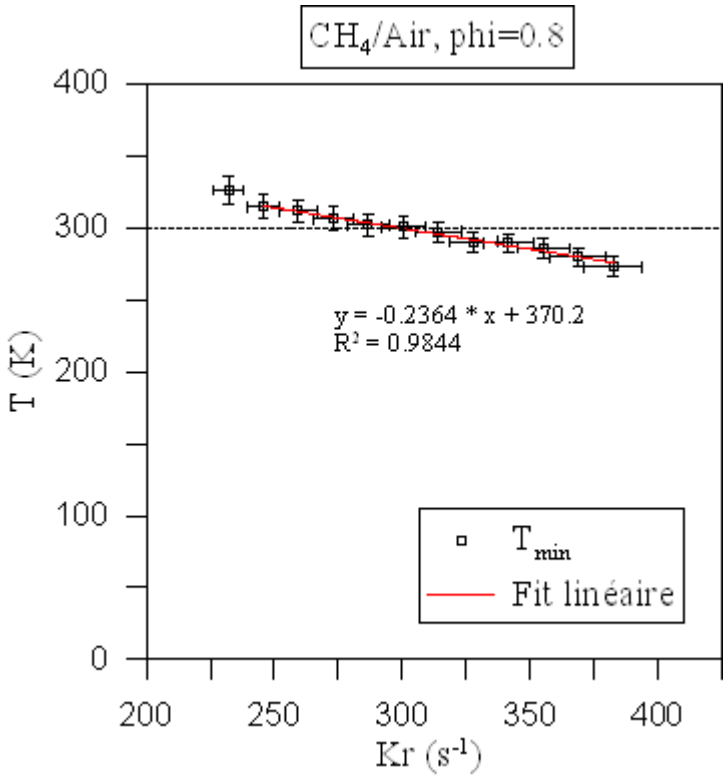


Figure 99: Évolution de T_{min} en fonction de l'étirement pour une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8. Le fit linéaire, dont l'équation et le coefficient de régression apparaissent sur la figure, est défini sur les valeurs estimées fiables de T_{min}.

On remarque que $T_{\min}^{norm}$ est quasiment constante quelle que soit la valeur de l'étirement. Cependant, il semble que pour la plus petite valeur d'étirement, l'effet du rognage se fasse sentir, caractérisé par une valeur légèrement plus importante de $T_{\min}^{norm}$. L'observation de la Figure 99 conforte cette hypothèse. En effet, l'évolution de $T_{\min}$ semble linéaire pour toutes les valeurs d'étirement sauf la plus faible, pour laquelle $T_{\min}$ est légèrement plus grande. Cette valeur ne sera donc pas prise en compte pour l'évaluation du biais.

Une approximation linéaire au sens des moindres carrés est faite sur les valeurs « fiables ». L'écart entre la température des gaz frais approximée sur tout le domaine et la température réelle des gaz frais (300K) est évalué comme suit :

$$T_{ajustée}(z) = T_{\min}^{fit}(z) \times \alpha \qquad (99)$$

α est un coefficient d'ajustement et $T_{\min}^{fit}$ est la valeur du minimum de température calculée, pour chaque valeur d'étirement, grâce à l'approximation linéaire.

On peut alors réajuster les profils de température :

$$\alpha = \frac{300}{T_{\min}^{fit}} \qquad (100)$$

La Figure 100 représente les profils de température expérimentaux ajustés, à travers le couple de fronts de flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8, pour différentes valeurs de l'étirement. On remarque que la température des gaz brûlés varie à présent très peu avec l'étirement, ce qui est cohérent avec l'évolution de la température des gaz brûlés prédite par les calculs OPPDIF.

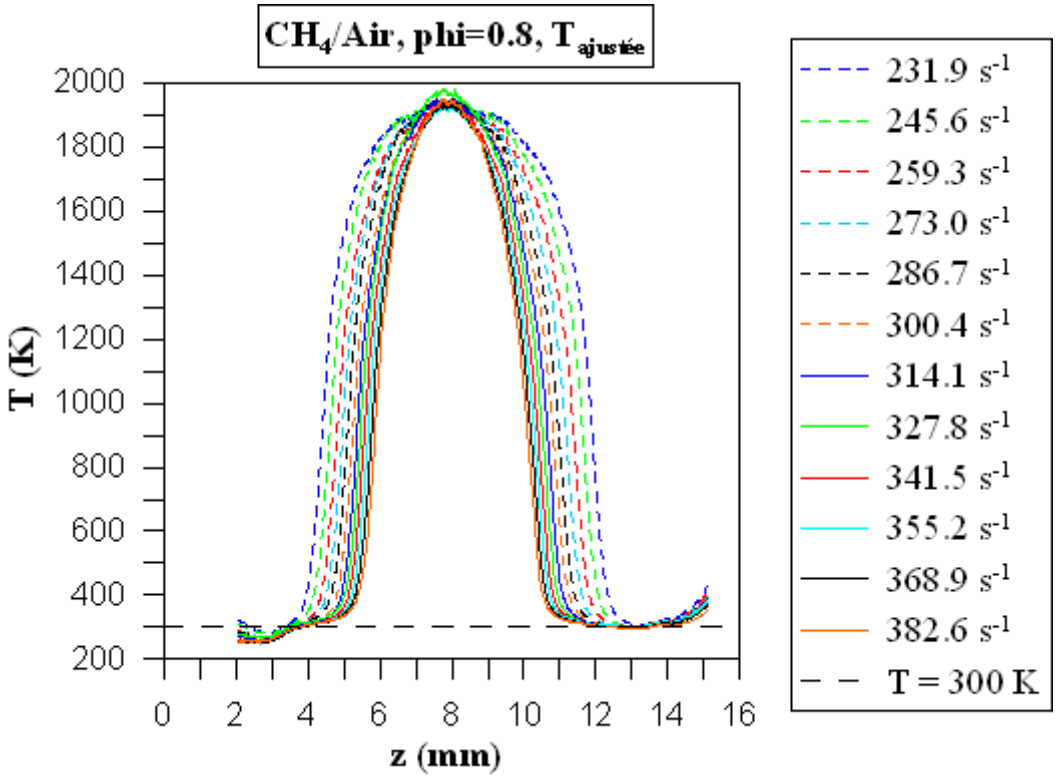


Figure 100: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.8, pour différentes valeurs d'étirement. La température réelle des gaz frais, contrôlée par une régulation de la température des brûleurs, est représentée par la ligne pointillée noire.

On remarque également que le maximum de température pour le cas $327.8 s^{-1}$ est légèrement plus élevé que pour les autres étirements. Ce cas se distingue sur le graphique représentant l'évolution de $T_{\min}^{norm}$ et de $T_{\min}$.

Pour illustrer l'influence de la richesse sur le biais introduit dans les mesures, nous avons représenté sur la Figure 101 les profils de température à travers le couple de fronts de flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.6 pour différentes valeurs de l'étirement.

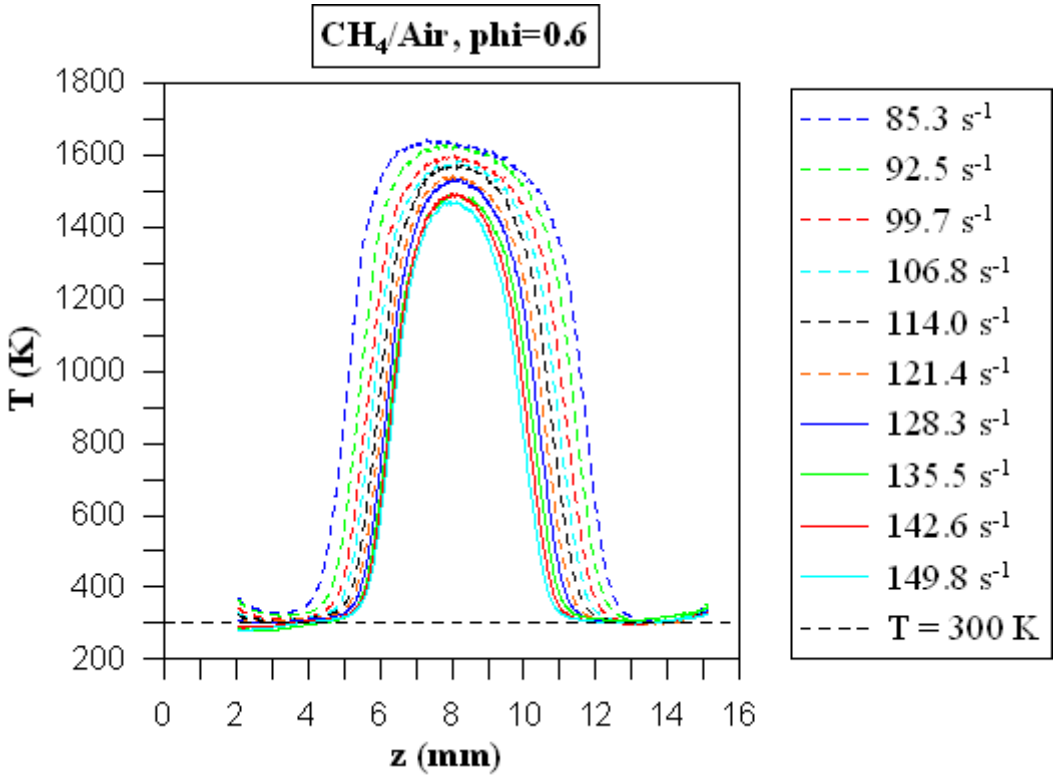


Figure 101: Profils de température expérimentaux à travers le couple de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.6, pour différentes valeurs de l'étirement. La température réelle des gaz frais, contrôlée par une régulation de la température des brûleurs, est représentée par la ligne pointillée noire.

On remarque que, contrairement au cas phi=0.8, la température des gaz frais issue du brûleur inférieur (partie droite du profil) ne souffre d'aucun biais. Il est important de noter que l'on observe des différences significatives entre le profil de température à travers la flamme du brûleur inférieur et celle du brûleur supérieur. Tout d'abord, la température des gaz frais issue du brûleur supérieur présente des variations similaires à celles observées dans le cas phi=0.8. On peut attribuer ce phénomène au fait que les gaz chauds sont davantage présents dans la moitié supérieure de l'espace séparant les brûleurs. La nappe laser et le champ d'observation sont donc plus perturbés. Ensuite, on constate pour les hautes températures, que les écarts entre les profils sont plus marqués pour la flamme issue du brûleur supérieur. Cela renforce l'hypothèse d'un lien existant entre le biais introduit dans la température des gaz frais et celui introduit dans les gaz brûlés.

Malgré tout, on note une baisse significative de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente, qui se traduit par une croissance continue de la valeur de $T_{\min}^{norm}$ lorsque l'étirement augmente, comme cela est représenté sur la Figure 102.

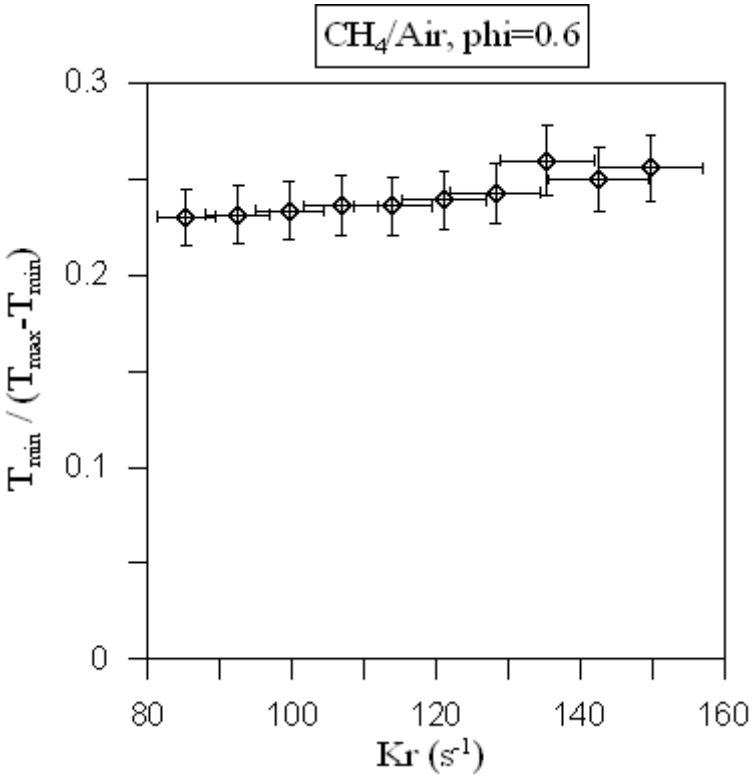


Figure 102: Évolution de la température normalisée en fonction de l'étirement pour le couple de fronts de flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.6. Les incertitudes de mesure, représentées par les barres d'erreur, sont déduites de l'écart type des valeurs étudiées.

La flamme semble significativement perturbée par les conditions hydrodynamiques. Cette hypothèse sera détaillée par la suite. Cependant, on ne peut pas définitivement écarter l'hypothèse que, dans certains cas, le biais sur la température des gaz brûlés et celui sur la température des gaz frais soient décorrélés.

La Figure 103 représente les profils de température expérimentaux à travers le couple de fronts de flamme CH_4/Air de richesse 0.7, pour différentes valeurs de l'étirement. On remarque que la température des gaz frais est perturbée. Cependant, cette perturbation est moins marquée que dans le cas phi=0.8. De plus, il semble que la température maximale de la flamme soit moins influencée pour les faibles valeurs de l'étirement que pour les valeurs élevées. L'évolution de $T_{\min}^{norm}$ en fonction de l'étirement, représentée sur la Figure 104, confirme cette observation. On distingue une légère décroissance de $T_{\min}^{norm}$ pour les faibles étirements, probablement due au rognage des profils de température au niveau des gaz frais, suivit d'un court palier pour des valeurs de Kr comprises entre 206.0et 228.8 s^{-1}, caractérisant un rapport constant entre $T_{\max}$ et $T_{\min}$.

Enfin, pour des valeurs de Kr supérieures à 228.8 s^{-1}, on observe une augmentation de $T_{\min}^{norm}$ caractéristique d'une diminution de la température des gaz brûlés.

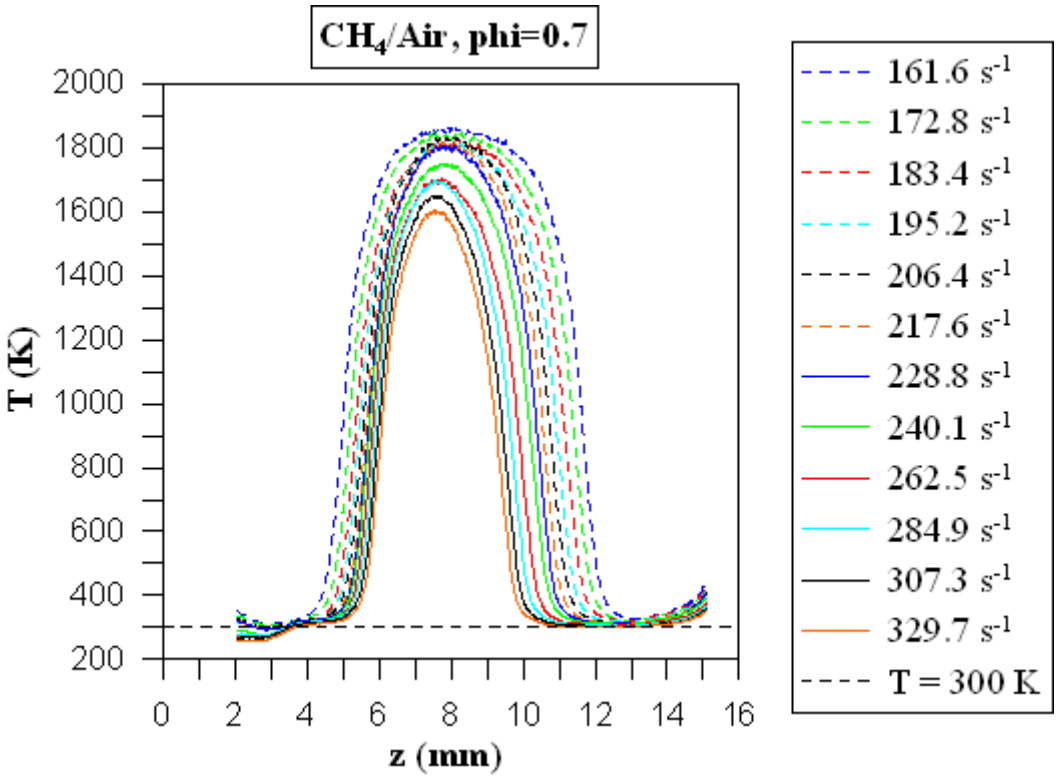


Figure 103: Profils de température expérimentaux à travers le couple de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7, pour différentes valeurs de l'étirement. La température réelle des gaz frais, contrôlée par une régulation de la température des brûleurs, est représentée par la ligne pointillée noire.

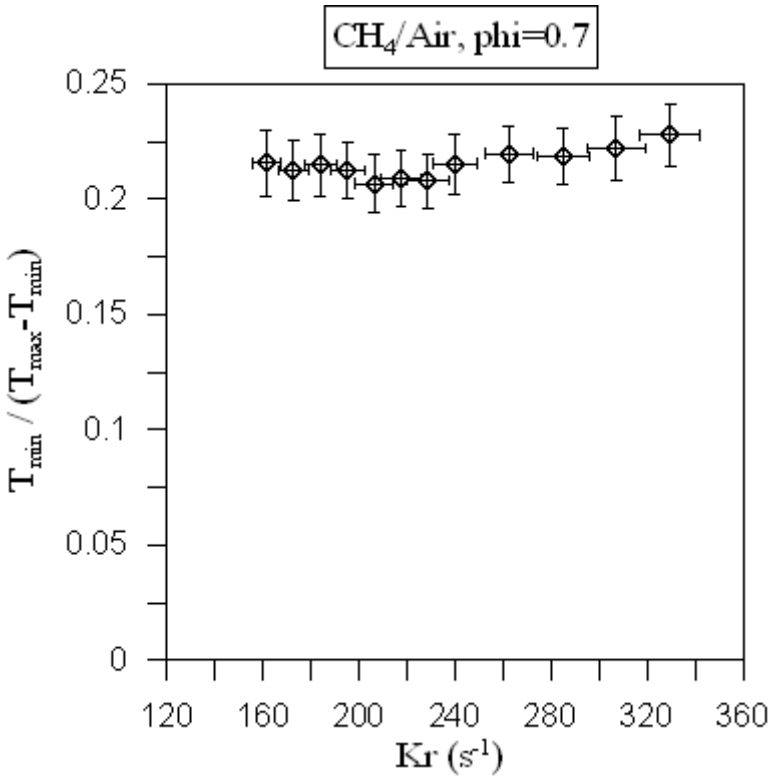


Figure 104: Evolution de la température normalisée en fonction de l'étirement pour le couple de fronts de flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7.

Parallèlement à cela, on constate sur la Figure 105 que la température minimale décroît linéairement lorsque l'étirement augmente, avec un excellent coefficient de régression pour des valeurs de Kr supérieures à 206.4s^{-1}.

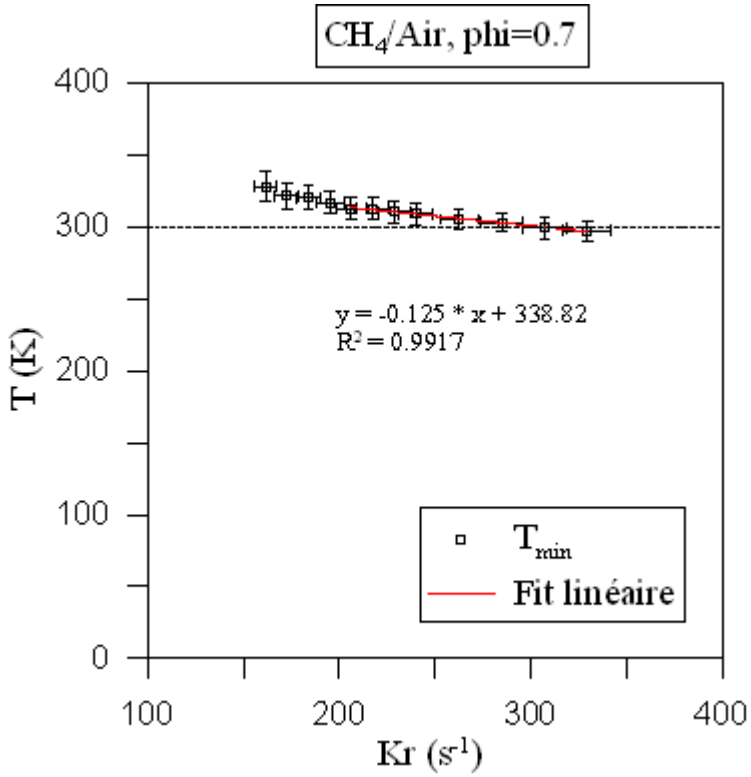


Figure 105: Évolution de T_{min} en fonction de l'étirement pour une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7. La régression linéaire, dont l'équation et le coefficient de régression apparaissent sur la figure, est effectuée sur les valeurs estimées fiables de T_{min}

Les tendances des trois figures précédentes suggèrent une évolution constante de T_{max} pour les faibles valeurs de l'étirement, suivit d'une décroissance pour les valeurs de l'étirement les plus importantes. Cette tendance se confirme sur la Figure 106, qui représente les profils de température expérimentaux ajustés, à travers le couple de fronts de flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7, pour différentes valeurs de l'étirement. La température des gaz brûlés est peu affectée par l'évolution de l'étirement pour les faibles valeurs de celui-ci. En revanche, à partir de $Kr = 240.1s^{-1}$, on retrouve une tendance similaire à celle observée pour une richesse 0.6. Cette dernière tendance n'est pas reproduite par le calcul OPPDIF, comme on peut le voir sur la Figure 107. Par contre, pour les faibles étirements, les tendances expérimentales et numériques sont cohérentes. On notera cependant que, même pour les étirements faibles, les valeurs de la température des gaz brûlés après ajustement sont sensiblement plus faibles que les valeurs numériques. Cette observation sera détaillée par la suite.

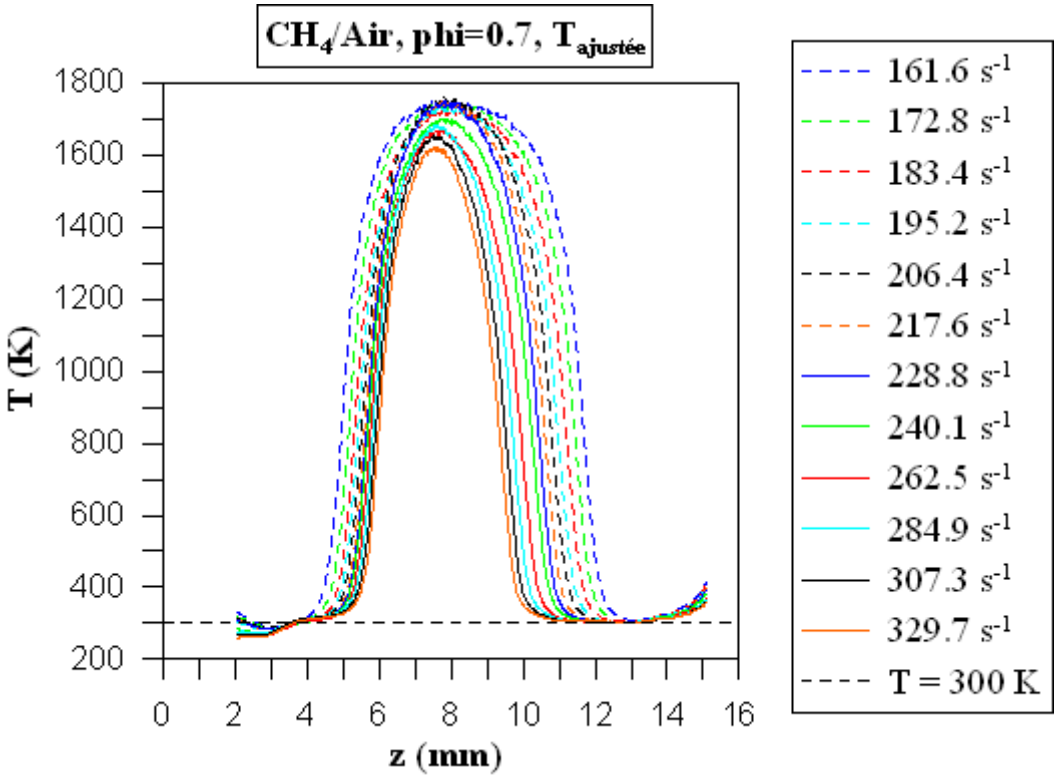


Figure 106: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7, pour différentes valeurs d'étirement. La température réelle des gaz frais, contrôlée par une régulation de la température des brûleurs, est représentée par la ligne pointillée noire.

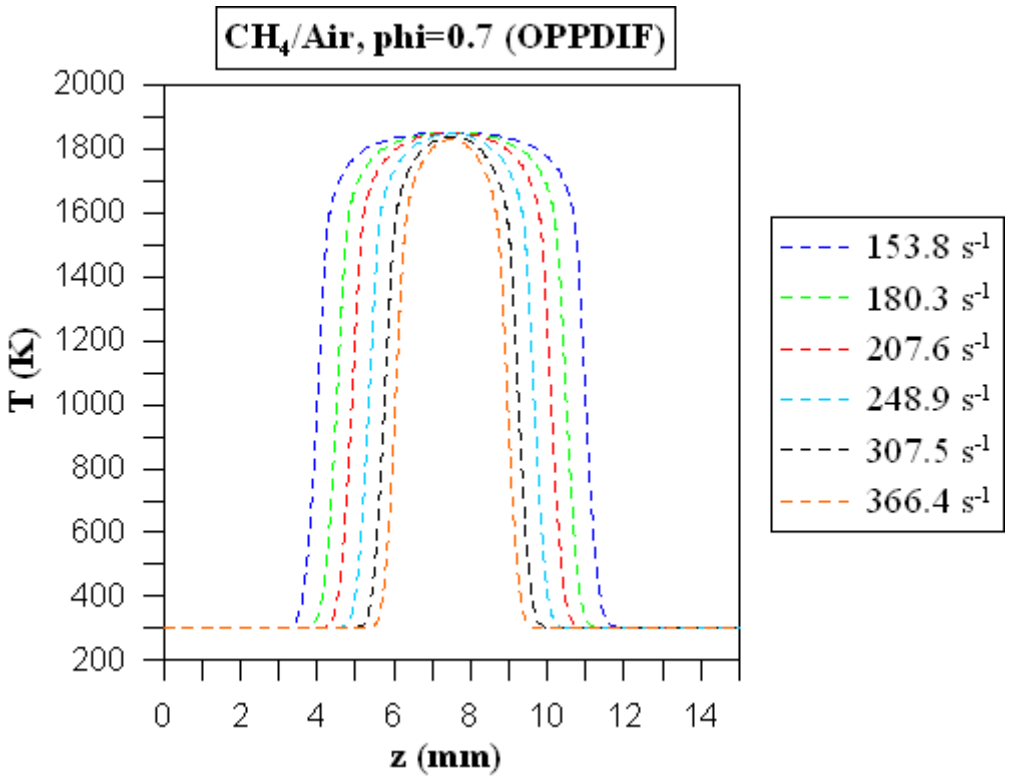


Figure 107: Profils de température à travers le couple de fronts flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7, pour différentes valeurs d'étirement, issus de simulations1D de flammes en configuration de jets opposés (OPPDIF).

Pour finir d'illustrer la méthode d'ajustement des profils de température, nous allons nous intéresser au cas du couple de flamme de prémélange H_2/CH_4/Air, avec une teneur en hydrogène dans le combustible de 30% et de richesse 0.8. La Figure 108 et la Figure 109 représentent respectivement l'évolution de $T_{\min}^{norm}$ et de $T_{\min}$ en fonction de l'étirement pour le prémélange cité précédemment. On remarque tout d'abord, une décroissance significative de $T_{\min}^{norm}$ pour des valeurs de Kr inférieures à 307.1s^{-1} caractéristique de l'influence du rognage sur la valeur de la température minimale. Le phénomène est plus marqué que dans les cas traités précédemment, ce qui s'explique par le fait que la vitesse de propagation laminaire de flamme plus importante, nous impose de travailler plus près des brûleurs pour respecter la gamme de débits de notre installation et/ou la stabilité de l'écoulement. Pour les étirements supérieurs à 307.1s^{-1}, la valeur de $T_{\min}^{norm}$ évolue très peu.

L'influence du rognage est clairement visible sur l'évolution de $T_{\min}$. C'est pourquoi les valeurs correspondant aux trois étirements les plus faibles ne sont pas prises en compte pour l'évaluation du biais.

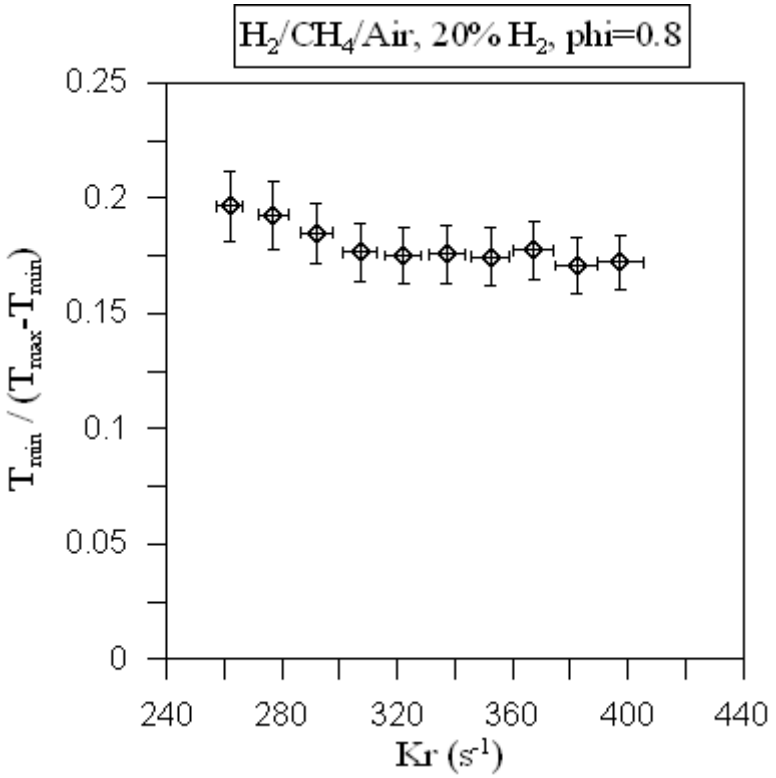


Figure 108: Évolution de la température normalisée en fonction de l'étirement pour le couple de fronts de flamme de prémélange H_2/CH_4/Air, avec une teneur en hydrogène dans le combustible de 20% et une richesse de 0.8.

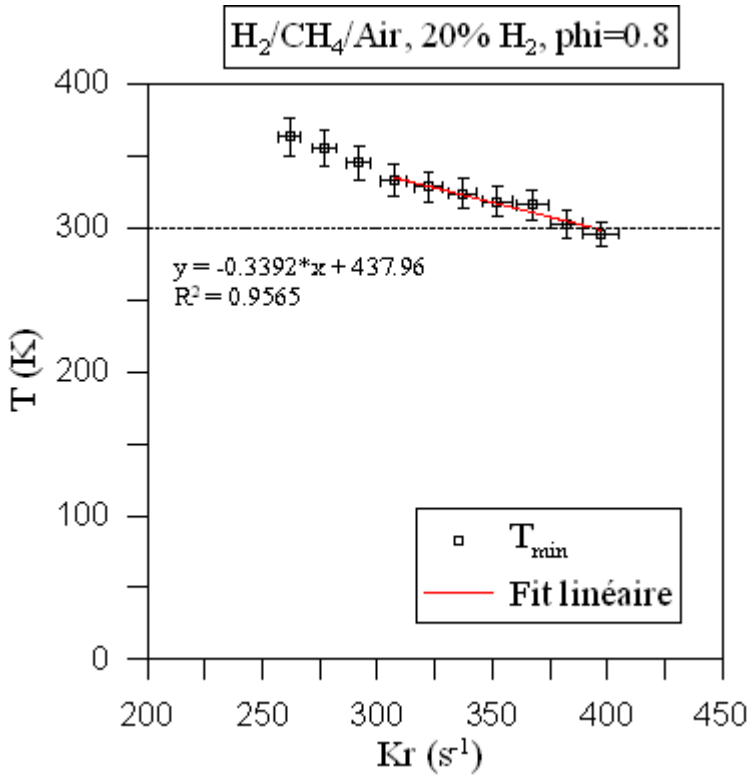


Figure 109: Évolution de T_{min} en fonction de l'étirement pour une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7. Le fit linéaire, dont l'équation et le coefficient de régression apparaissent sur la figure, est définit sur les valeurs estimées fiables de T_{min}

La Figure 110 représente les profils de température expérimentaux ajustés pour le couple de fronts de flamme en question. On remarque que la température des gaz brûlés augmente avec l'étirement pour les faibles valeurs de celui-ci, puis elle se stabilise. Cette augmentation de la température pour les étirements les plus faibles n'a pas de sens physique. Il nous parait clair que dans ce cas, nous sous-estimons l'impact du rognage. Ainsi, la correction apportée aux valeurs de température est trop importante pour les faibles étirements. Aucun élément n'a permis de corriger raisonnablement le biais dans les cas de ce genre.

Notons également la forte perturbation du profil de température au niveau des gaz frais du brûleur supérieur.

Enfin, on relève la présence de vaguelettes sur les profils de température, caractéristiques du phénomène de « beam steering ».

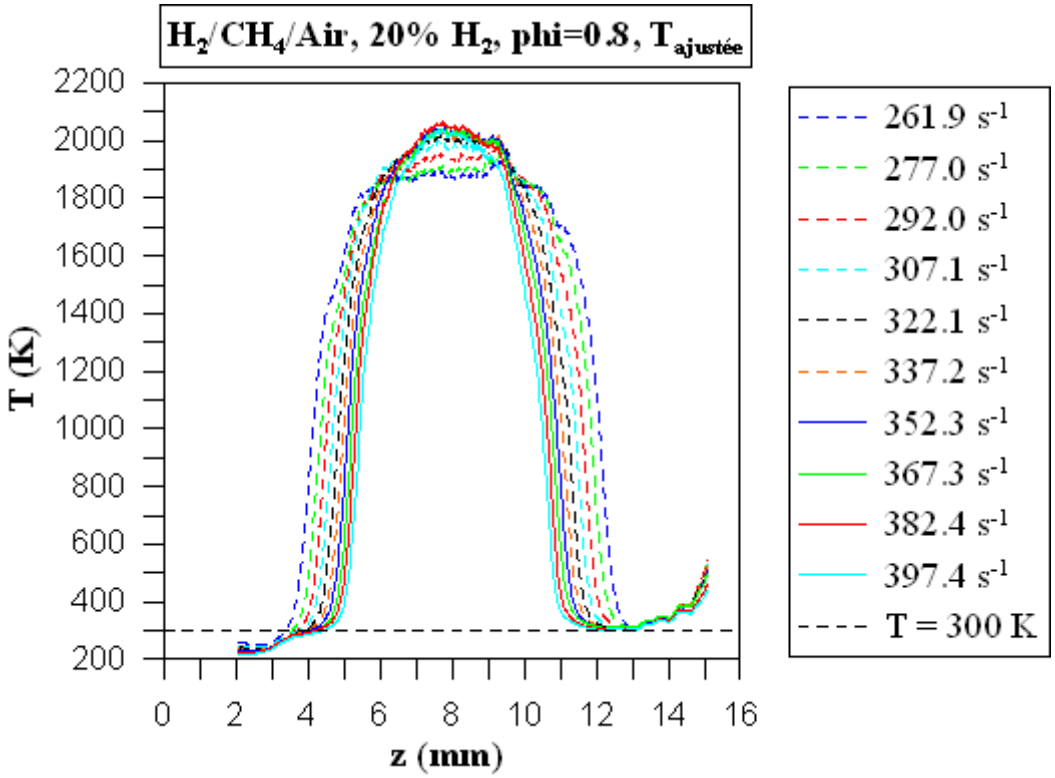


Figure 110: Profils de température à travers le couple de fronts de flamme de prémélange H_2/CH_4/Air, avec une concentration en hydrogène dans le combustible de 20%, une richesse de 0.8, pour différentes valeurs d'étirement. La température réelle des gaz frais, contrôlée par une régulation de la température des brûleurs, est représentée par la ligne pointillée noire.

10.2. Etude de la température des gaz brûlés

Dans cette section, nous allons étudier l'influence sur la température des gaz brûlés, de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible, pour différentes conditions d'étirement. Nous étudierons la pertinence de notre méthode d'ajustement des profils de température.

10.2.1. Influence de la richesse

La Figure 111 et la Figure 112 représentent respectivement l'évolution de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement, avant ajustement et après ajustement, pour des flammes CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les valeurs expérimentales sont comparées aux résultats des calculs OPPDIF.

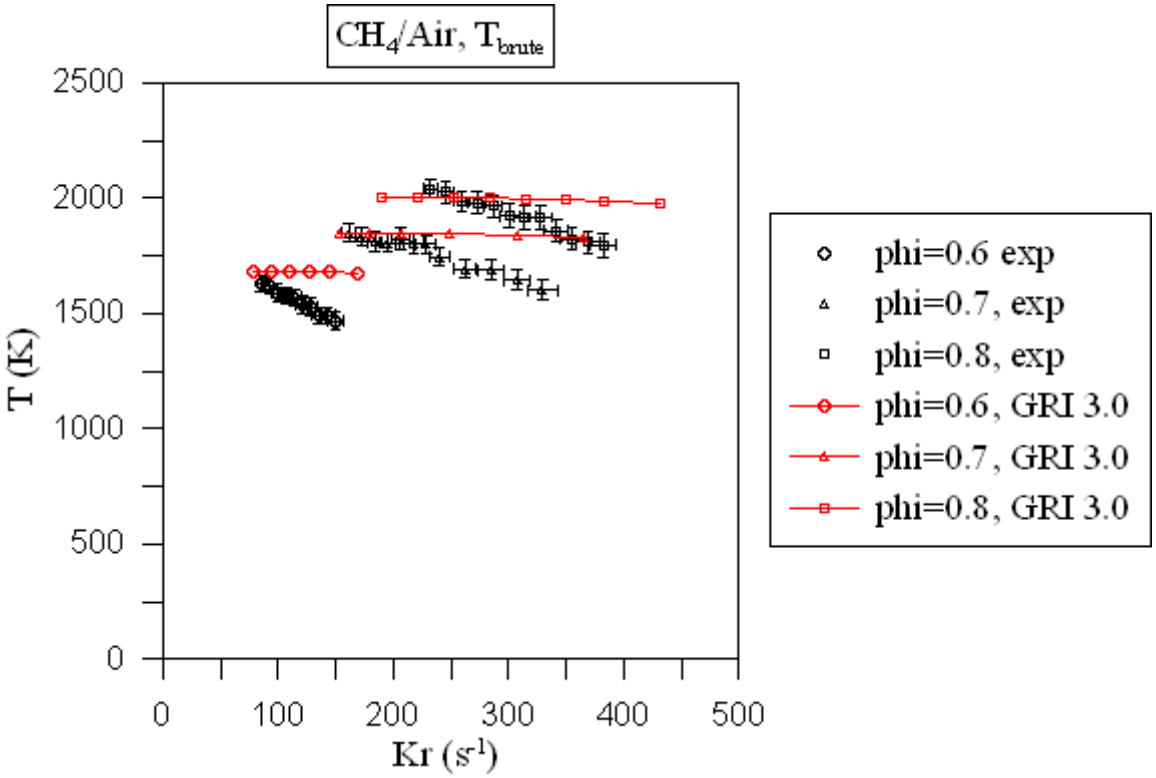


Figure 111: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, et 0.8. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

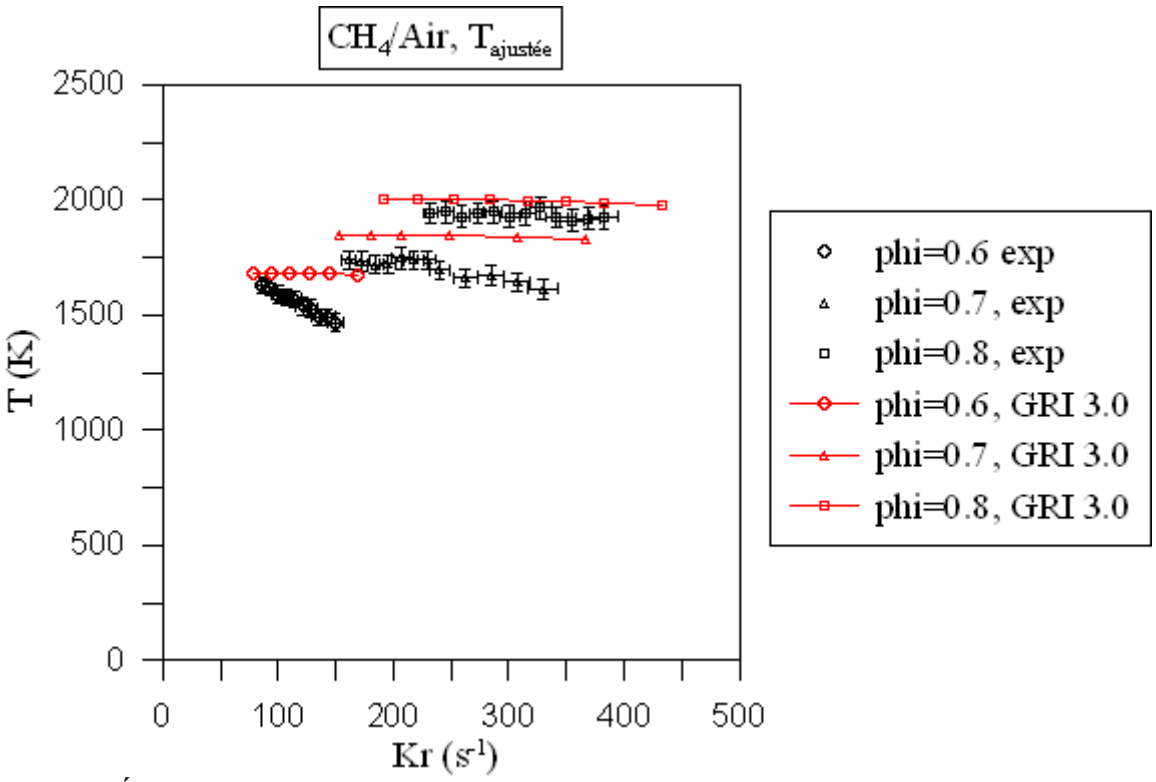


Figure 112: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, et 0.8. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On observe sur la Figure 111 une décroissance significative de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente, quelque soit la richesse.

On constate sur la Figure 112 que l'ajustement réalisé en étudiant le minimum de température modifie significativement les tendances précédentes. En effet, pour le cas phi=0.8, la température des gaz brûlés ne varie que de 5% sur l'intervalle d'étirement investigué, s'étalant de 230 à 380 s^{-1}. La température des gaz brûlés déterminée expérimentalement semble donc peu influencée par l'étirement. On remarque également que les valeurs numériques de température sont légèrement supérieures aux valeurs expérimentales. L'écart est inférieur à 4%. Les données expérimentales et numériques sont donc cohérentes à la fois sur les tendances et les valeurs.

L'impact de l'ajustement est également significatif pour le cas phi=0.7. Ainsi, on observe un palier entre 160 et 230 s^{-1}, sur lequel la température des gaz brûlés ne varie que de 2.8%. Au-delà, de 230 à 330 s^{-1}, on note une décroissance significative de 7%. On remarque également que les valeurs expérimentales sont globalement plus faibles, après l'ajustement, que les valeurs numériques. L'écart avec le palier précédemment défini est d'environ 5%.

Rappelons qu'aucun ajustement n'a été effectué sur le cas phi=0.6 compte tenu de la bonne qualité des profils de température dans les gaz frais. Ainsi, la température des gaz brûlés décroît d'environ 10% sur tout l'intervalle d'étirement, qui s'étale de 85 à 150 s^{-1}. De plus, les valeurs numériques sont globalement supérieures aux valeurs expérimentales.

On constate que les décroissances de la température des gaz brûlés, observée pour phi=0.6 et phi=0.7 lorsque l'étirement augmente, s'atténuent lorsque la richesse augmente.

La température des gaz brûlés, moyennée sur tout l'intervalle d'étirement pour phi=0.8, sur le palier de température pour phi=0.7 et sur l'étirement le plus faible pour phi=0.6, augmente de 6 et 12% lorsque la richesse évolue de 0.6 à 0.7 et de 0.7 à 0.8.

La Figure 113 et la Figure 114 représentent respectivement l'évolution de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement, avant et après ajustement, pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs expérimentales sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

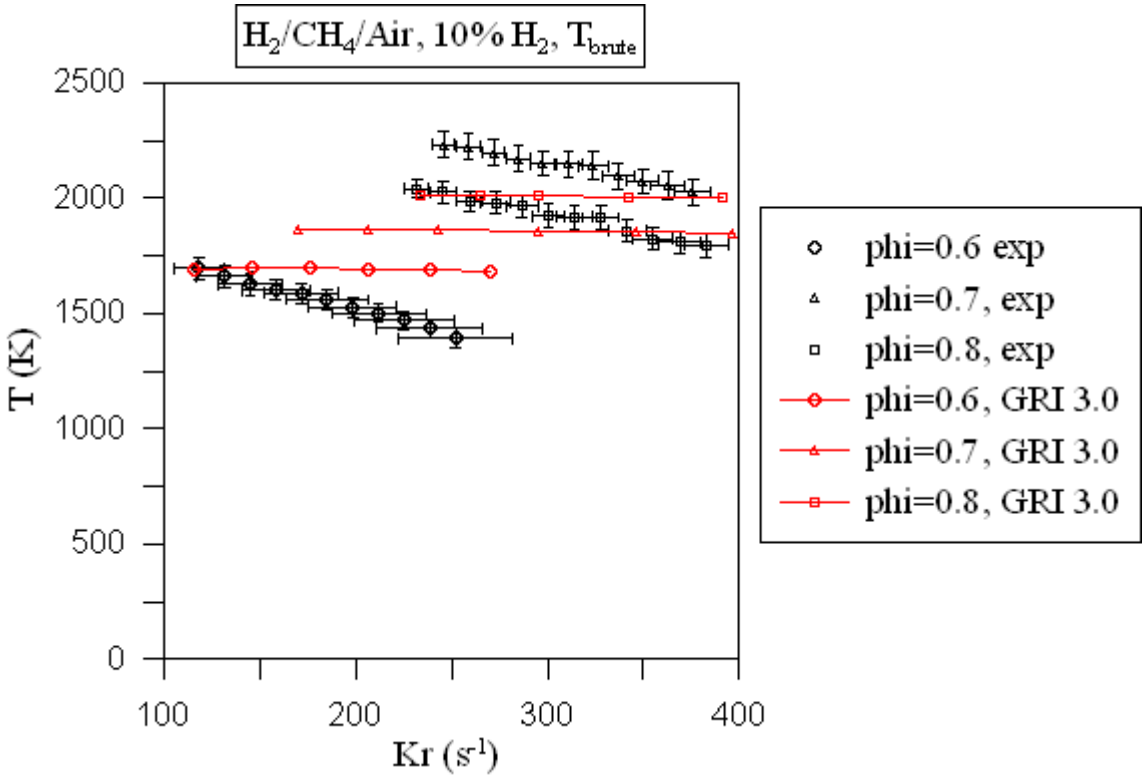


Figure 113: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

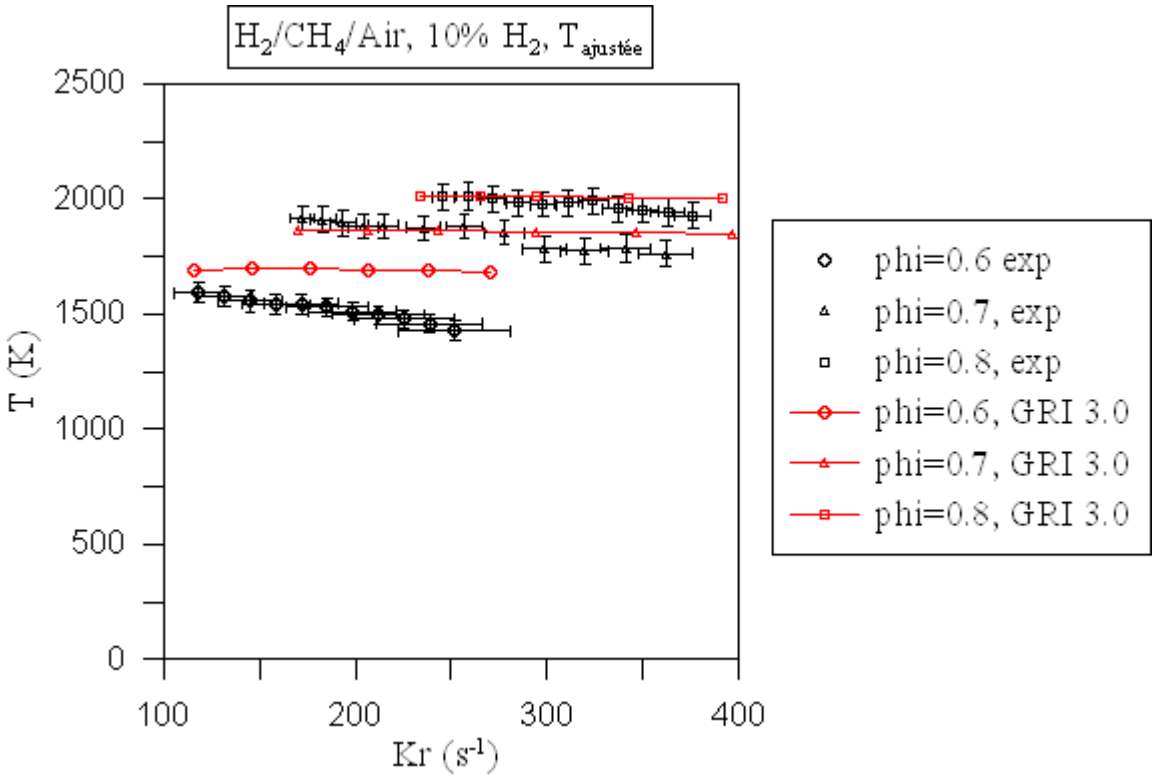


Figure 114: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On observe sur la Figure 113 que, sans ajustement, la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement décroît significativement lorsque l'étirement augmente, quelle que soit la richesse.

Après ajustement (Figure 114), les tendances sont là encore significativement modifiées, notamment pour phi=0.7 et phi=0.8. Pour cette dernière richesse, la température des gaz brûlés ne varie que de 2.5% sur toute la gamme d'étirement investiguée.

Pour phi=0.7, la température des gaz brûlés ne varie que de 1.3% entre 170 et 280 s^{-1}, formant ainsi un palier de température. Elle décroît d'environ 7% sur le reste de l'intervalle d'étirement.

Pour phi=0.6, même après ajustement, on note une décroissance de la température des gaz brûlés d'environ 10% sur l'ensemble de la gamme d'étirement s'étalant de 120 à 250 s^{-1}.

Les calculs OPPDIF prédisent une influence très faible de l'étirement sur la température des gaz brûlés, quelles que soient la richesse et la gamme d'étirements. L'écart avec les valeurs expérimentales reste inférieur à 2.5% pour phi=0.8 et 3.5% pour phi=0.7 sur le palier de température.

Il est clair que le phénomène à l'origine de cette décroissance est similaire à celui rencontré dans le cas du prémélange CH_4/Air de richesse 0.6 et 0.7. Cependant, on observe que son impact est légèrement moins marqué lorsque le combustible contient 10% d'hydrogène.

Le cas des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 20% d'hydrogène dans le combustible est représenté sur la Figure 115 et la Figure 116. Les mêmes remarques que précédemment peuvent être faites sur l'évolution de la température des gaz brûlés avant ajustement. Notons tout de même que pour phi=0.8, on observe déjà un palier de température pour des étirements inférieurs à 320s^{-1}. Ce palier n'est pas visible sur le profil d'évolution de la température des gaz frais. Il semble donc que le biais sur la température de gaz brûlés ne soit pas corrélé à celui sur la température des gaz frais pour ces faibles valeurs de l'étirement.

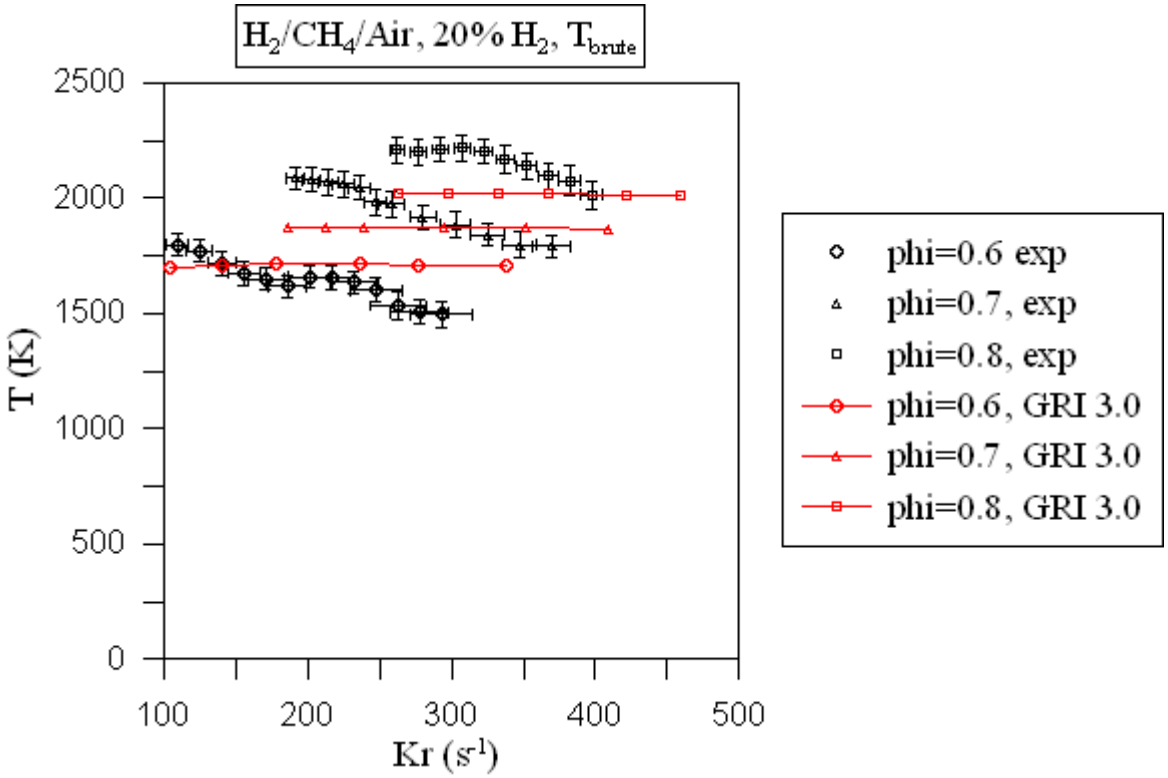


Figure 115: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 20% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

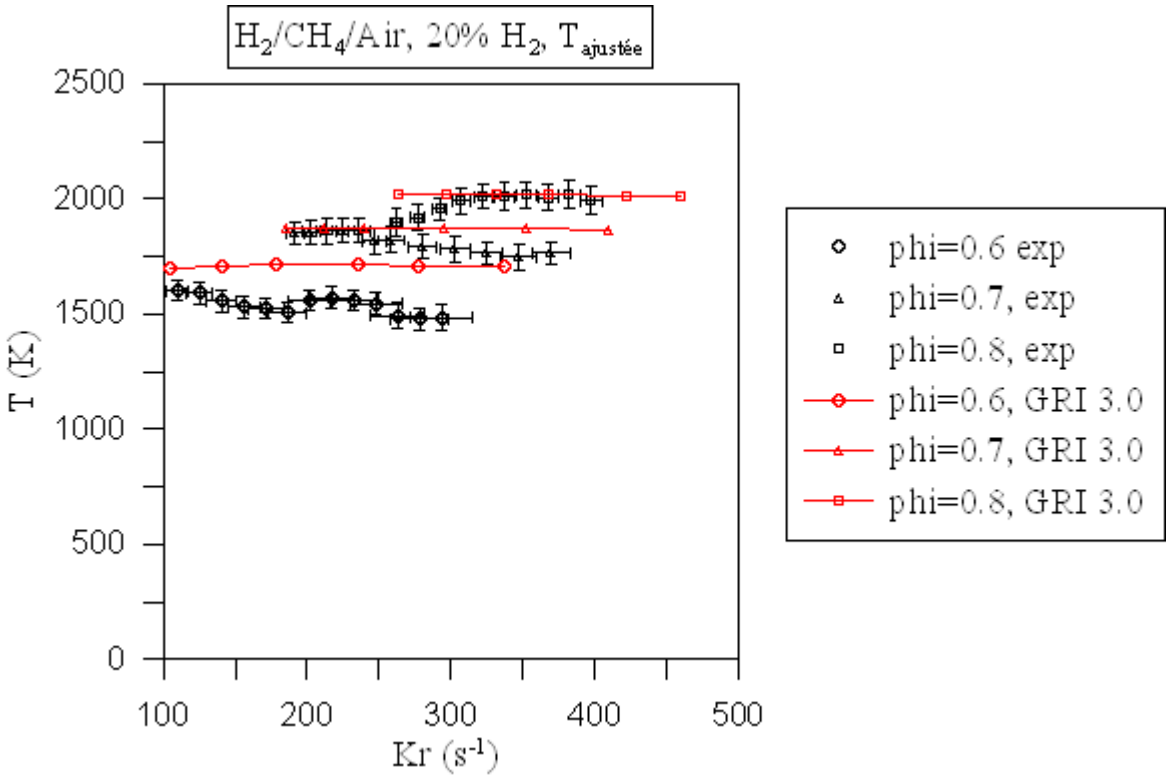


Figure 116: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 20% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

L'ajustement en température permet là aussi de mettre en évidence des paliers sur les profils de température des gaz brûlés pour phi=0.7 et 0.8. Pour cette dernière richesse, on observe une croissance de la température des gaz brûlés pour des valeurs de l'étirement inférieures à 320 s^{-1} suivi d'un palier de température, le long duquel, la température des gaz brûlés varie de moins de 1%. La croissance de la température observée en début de domaine n'a pas de sens physique. Elle met en évidence le fait que pour ces faibles étirements, l'évolution de la température des gaz brûlés n'est plus corrélée avec celle des gaz frais. Ainsi, la correction des températures, basée sur l'évolution de la température des gaz frais est localement trop importante. Il ne semble pas raisonnable de fixer arbitrairement une limite au domaine d'application de la correction. Nous conserverons donc les tendances en l'état, tout en gardant à l'esprit les limites de notre méthode d'ajustement.

On observe pour phi=0.7, que la température des gaz brûlés varie de moins de 1% pour des valeurs de l'étirement inférieures à 230s^{-1}. En revanche, la température décroît légèrement de 4% entre 230 et 370 s^{-1}.

Pour phi=0.6, on observe une décroissance de 7% de la température des gaz brûlés sur toute la gamme d'étirement. Les calculs OPPDIF prédisent une influence très faible de l'étirement sur la température des gaz brûlés. Les tendances sont donc cohérentes au niveau des paliers définis expérimentalement. Sur ces paliers, les écarts entre les valeurs numériques et expérimentales sont inférieurs à 1%.

Comme pour les prémélanges précédents, on observe une augmentation de la température des gaz brûlés avec la richesse.

La Figure 117 et la Figure 118 représentent respectivement l'évolution en fonction de l'étirement de la température des gaz brûlés avant ajustement et après ajustement, pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 30% d'hydrogène dans le combustible.

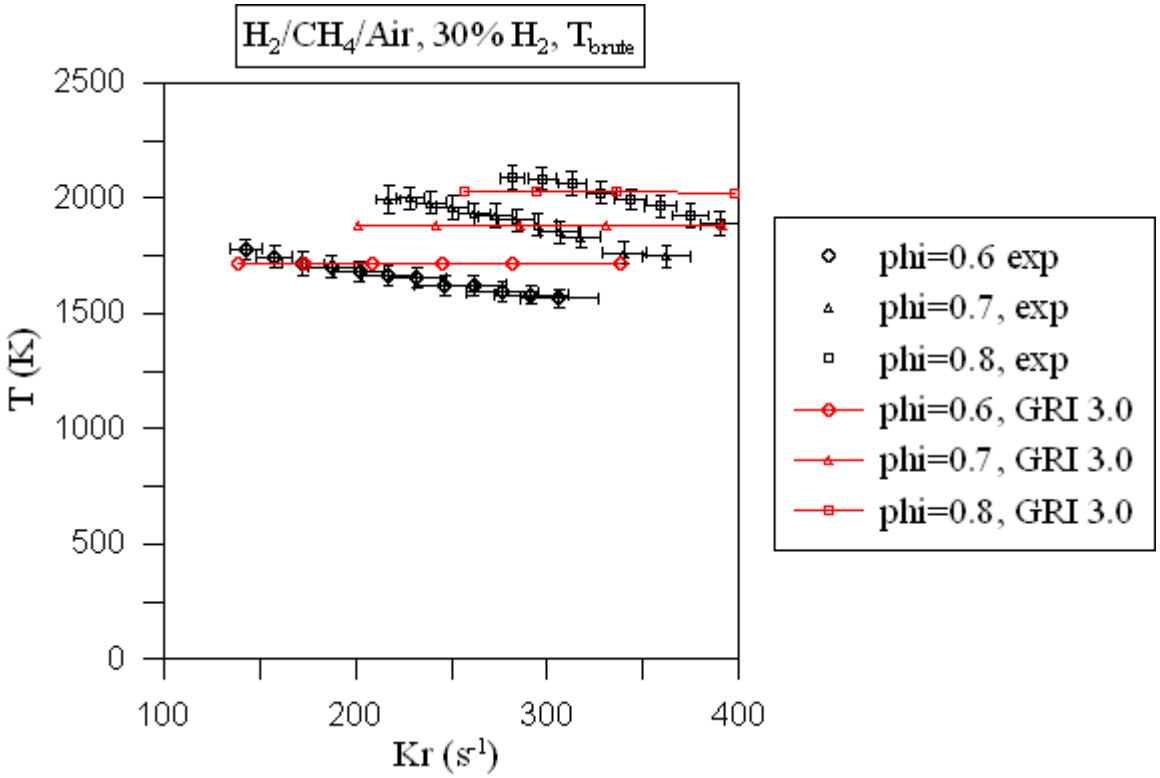


Figure 117: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

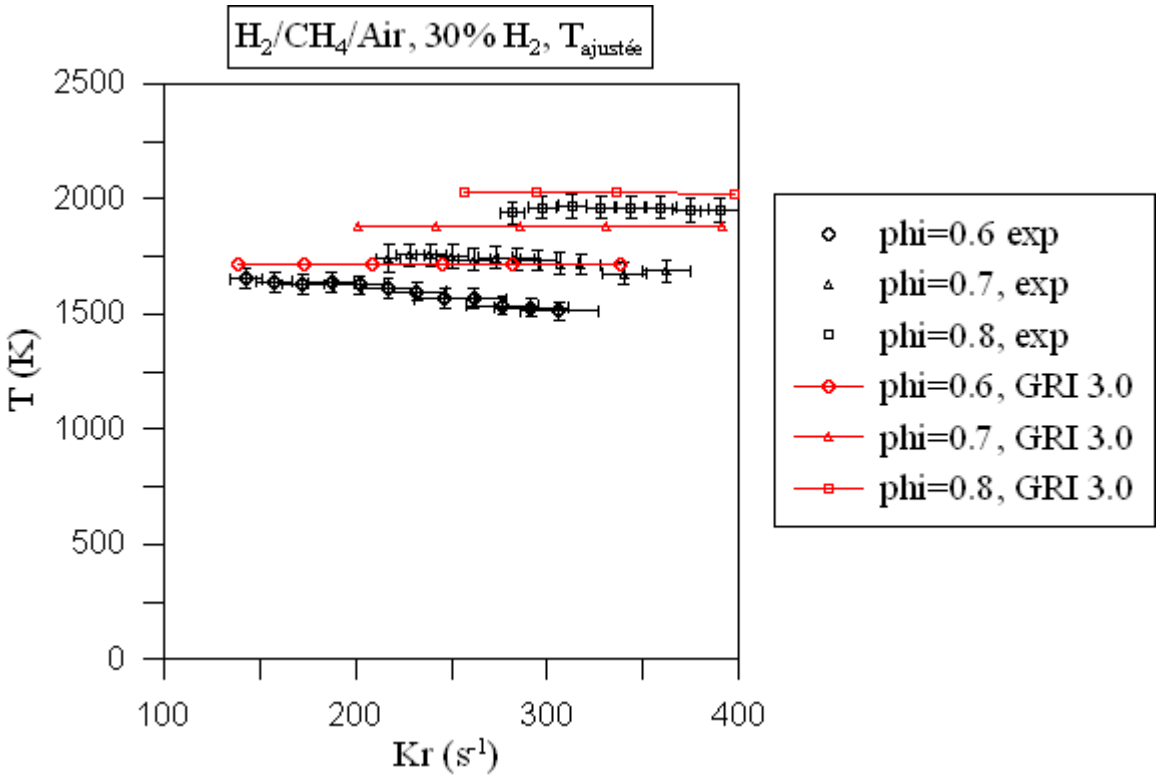


Figure 118: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Les valeurs expérimentales non ajustées de la température des gaz brûlés suivent des tendances semblables à celles des cas précédents. Nous allons donc porter notre attention directement sur les valeurs ajustées représentées sur la Figure 118. Nous remarquons pour la première fois un palier, pour phi=0.6, pour des valeurs de l'étirement inférieures à $200s^{-1}$, sur lequel la température varie de moins de 1%. Ce palier est suivi d'une décroissance d'environ 7% de la température des gaz brûlés entre 200 et 310 s^{-1}.

Pour phi=0.7, nous n'observons plus de décroissance de la température des gaz brûlés mais un palier sur toute la gamme d'étirement. La variation de la température y est inférieure à 1%.

Pour phi=0.8, on remarque que la température croit avec l'étirement. Cela est dû à une sous-estimation du rognage des profils de température dans les gaz frais. Ainsi, la correction apportée est trop importante pour les faibles étirements. Cependant, compte tenu des évolutions de température observées pour phi=0.6 et phi=0.7, nous pouvons supposer que la température des gaz brûlés évolue très peu avec l'étirement pour phi=0.8. En tout cas, les valeurs expérimentales sont cohérentes avec les valeurs numériques pour cette richesse.

Pour phi=0.6 et pour phi=0.7, les calculs OPPDIF prévoient des températures globalement supérieures aux valeurs expérimentales. L'écart est évalué à 7% pour phi=0.7. Malgré cela, les tendances sont cohérentes entre les données expérimentales et numériques sur toute la gamme d'étirement pour phi=0.7 et sur le palier de température pour phi=0.6.

Comme pour les autres concentrations en hydrogène, la température des gaz brûlés augmente significativement avec la richesse.

Il apparaît une fois encore que l'ajout l'hydrogène réduit l'influence du phénomène à l'origine de la décroissance de la température des gaz brûlés observée pour les faibles richesses.

La Figure 119 et la Figure 120 représentent respectivement l'évolution en fonction de l'étirement de la température des gaz brûlés avant ajustement et après ajustement, pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 40% d'hydrogène dans le combustible.

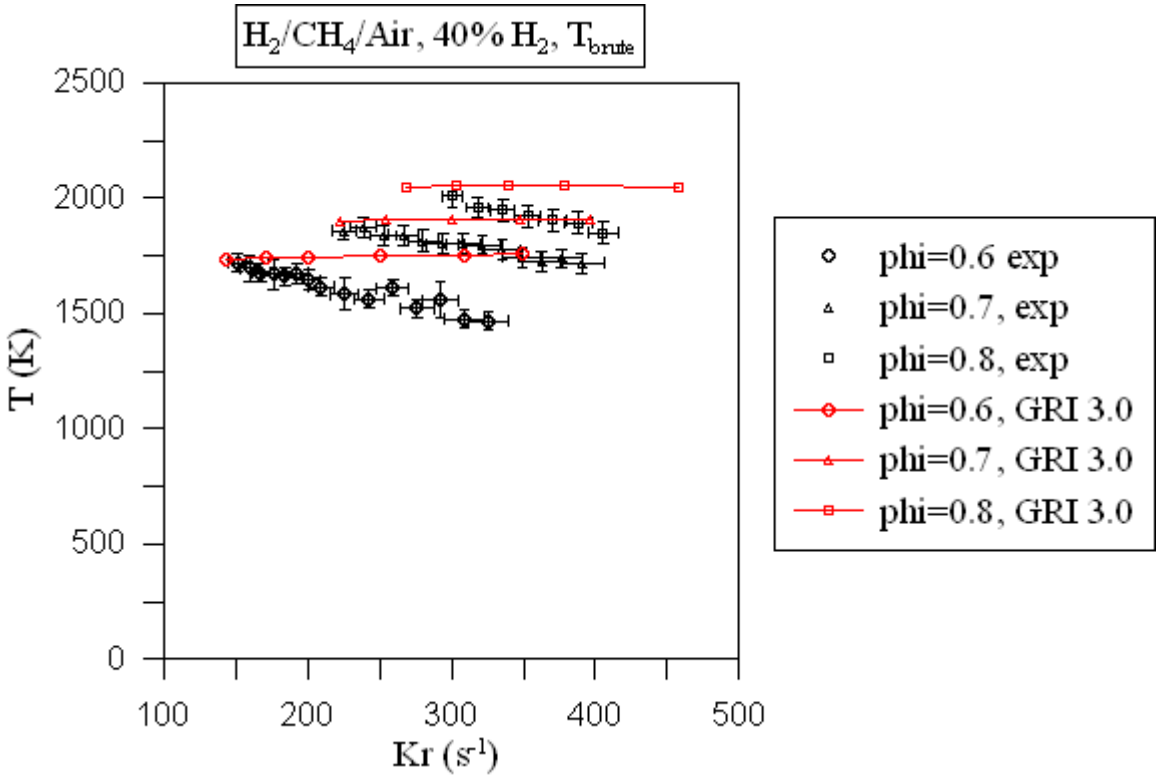


Figure 119: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 40% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

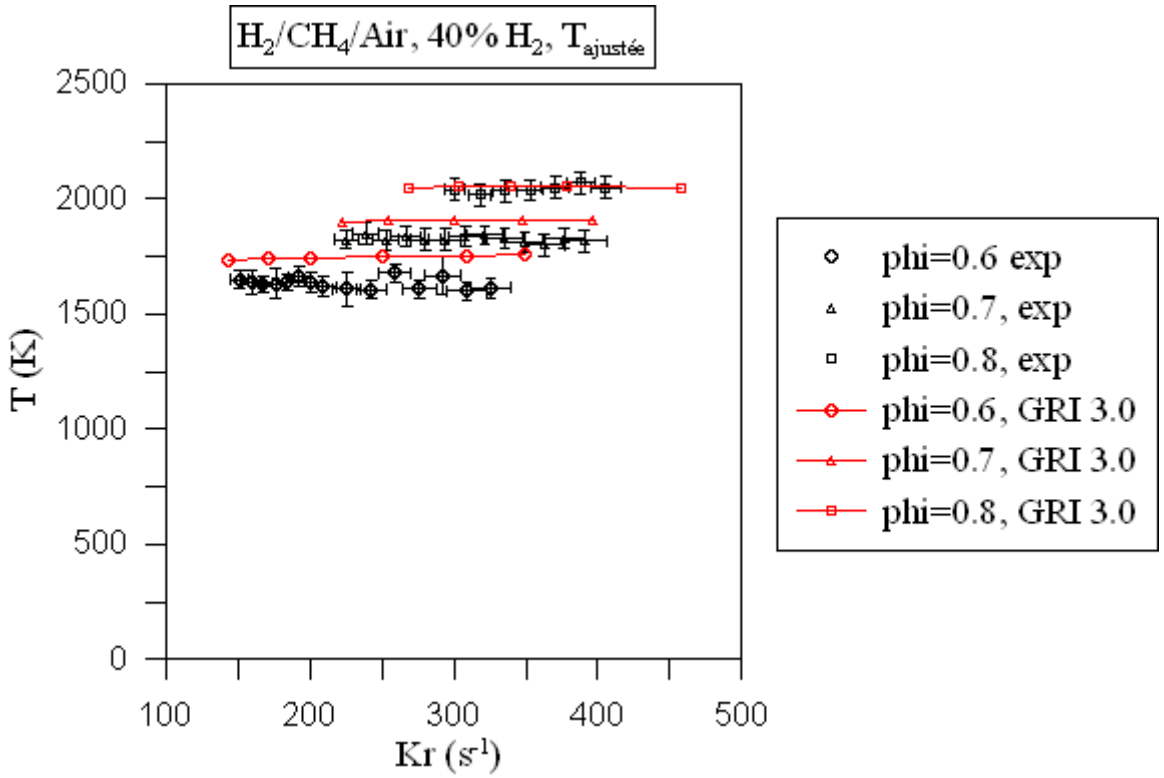


Figure 120: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 40% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Après ajustement des profils de température, on remarque que quelle que soit la richesse, la température des gaz brûlés évolue très peu avec l'étirement, quelle que soit la valeur de celui-ci. Globalement, les variations restent inférieures à 2%. Cela confirme que l'ajout d'hydrogène réduit l'influence du phénomène à l'origine de la décroissance de la température des gaz brûlés, observée pour les faibles richesses.

On distingue tout de même une légère augmentation de la température pour phi=0.8 dont l'origine est très probablement une sous-estimation du rognage des profils de température au niveau des gaz frais.

Encore une fois, les données expérimentales et numériques montrent une augmentation de la température des gaz brûlés avec la richesse.

On remarque que les données numériques sont cohérentes avec les résultats expérimentaux, avec des écarts inférieurs à 5%.

Pour finir, la Figure 121 et la Figure 122 représentent respectivement l'évolution en fonction de l'étirement de la température des gaz brûlés avant ajustement et après ajustement, pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible.

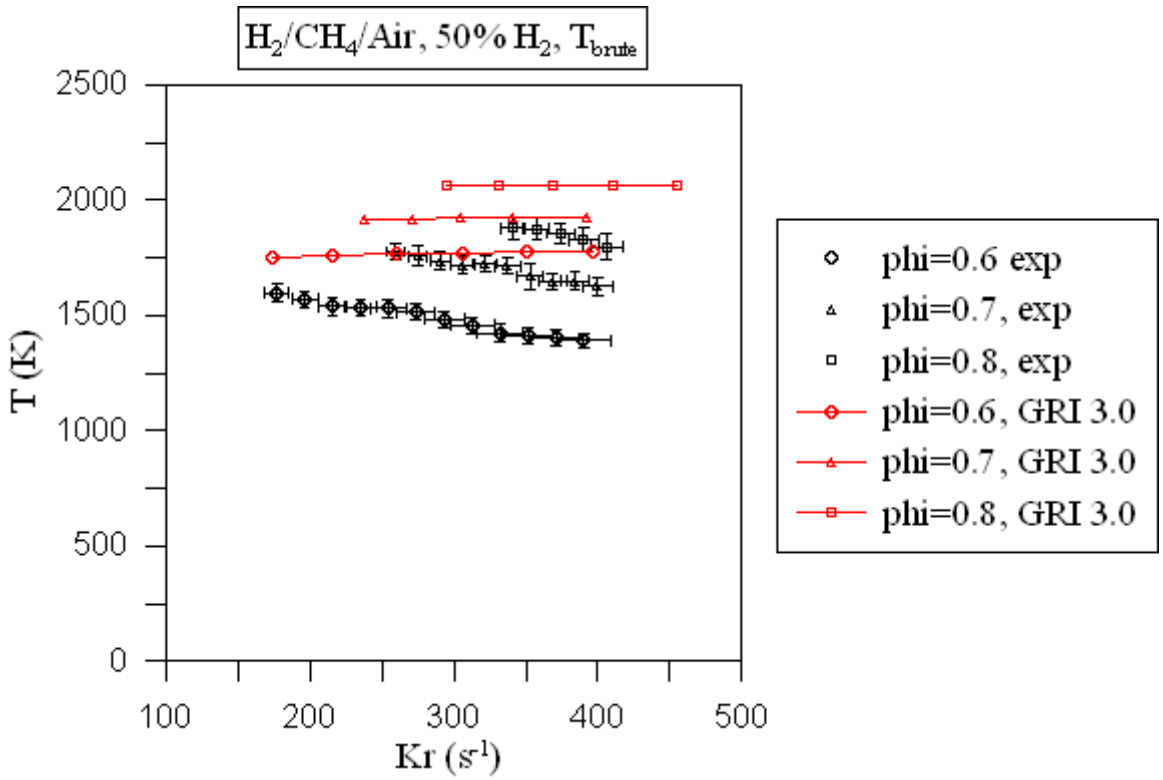


Figure 121: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

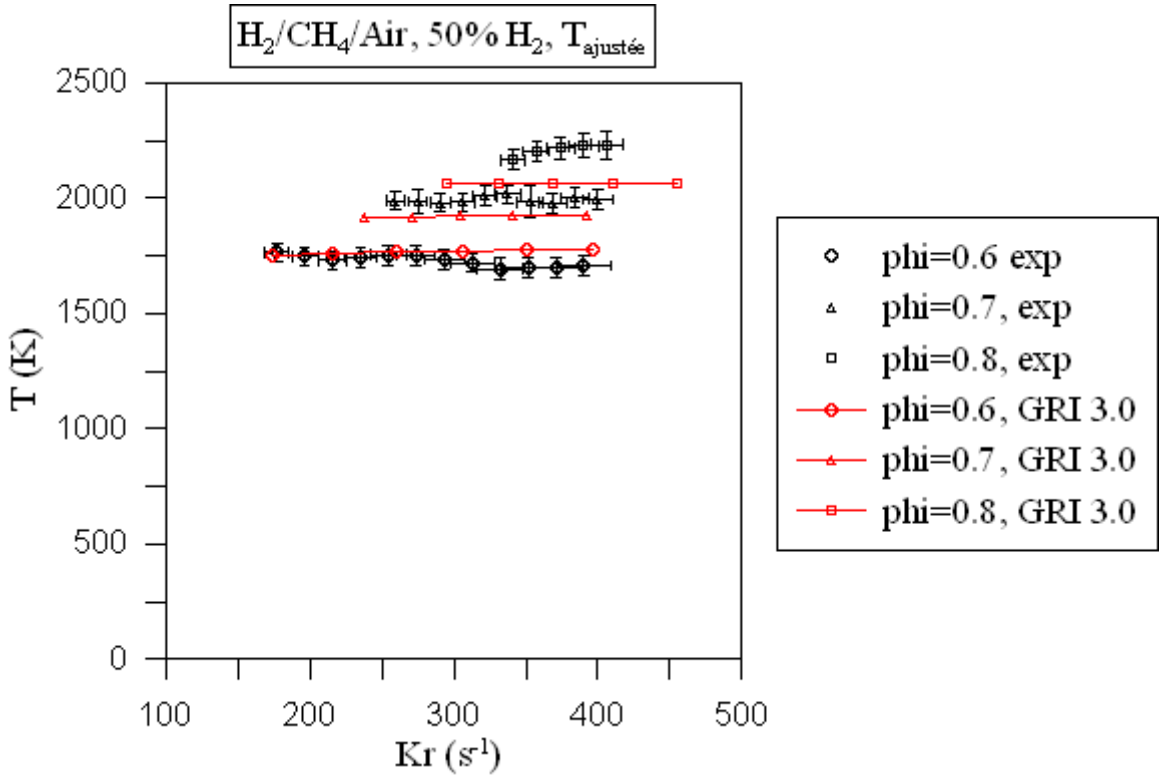


Figure 122: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Après ajustement, pour phi=0.6 et 0.7, la température des gaz brûlés est très peu influencée par l'étirement, quelque soit la valeur de celui-ci, puisqu'elle varie de moins de 2% sur toute la gamme d'étirement.

Pour phi=0.7, on constate que globalement, les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures d'environ 4% aux valeurs numériques.

La tendance observée pour phi=0.8 est très différente. En effet, les valeurs expérimentales ajustées de la température des gaz brûlés augmentent fortement avec l'étirement. De plus, ces valeurs sont significativement plus grandes que les valeurs numériques. Rappelons que pour ce cas de figure, les vitesses de propagation de flamme laminaire très importantes ont considérablement limité le nombre d'acquisitions et imposé d'étudier les fronts de flammes très proches des brûleurs. Ainsi, l'impact du rognage se révèle très important.

Les valeurs expérimentales et numériques sont cohérentes pour phi=0.6 et 0.7. De plus, on distingue clairement sur ces valeurs l'influence de la richesse sur la température des gaz brûlés.

10.2.2. Influence de la teneur en hydrogène

Intéressons-nous à présent à l'influence de l'ajout d'hydrogène sur la température des gaz brûlés. La procédure d'ajustement ayant été validée dans la section précédente, nous travaillerons à partir de maintenant avec les valeurs expérimentales ajustées. Pour chaque valeur de la richesse, nous allons étudier l'évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de la concentration en hydrogène dans le fuel pour différentes conditions d'étirement. Les résultats des calculs OPPDIF seront comparés aux résultats expérimentaux.

La Figure 123 représente l'évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 20, 30, 40 et 50%. Par souci de clarté, les incertitudes n'ont pas été représentées. Les valeurs numériques ont été reportées sur la Figure 124.

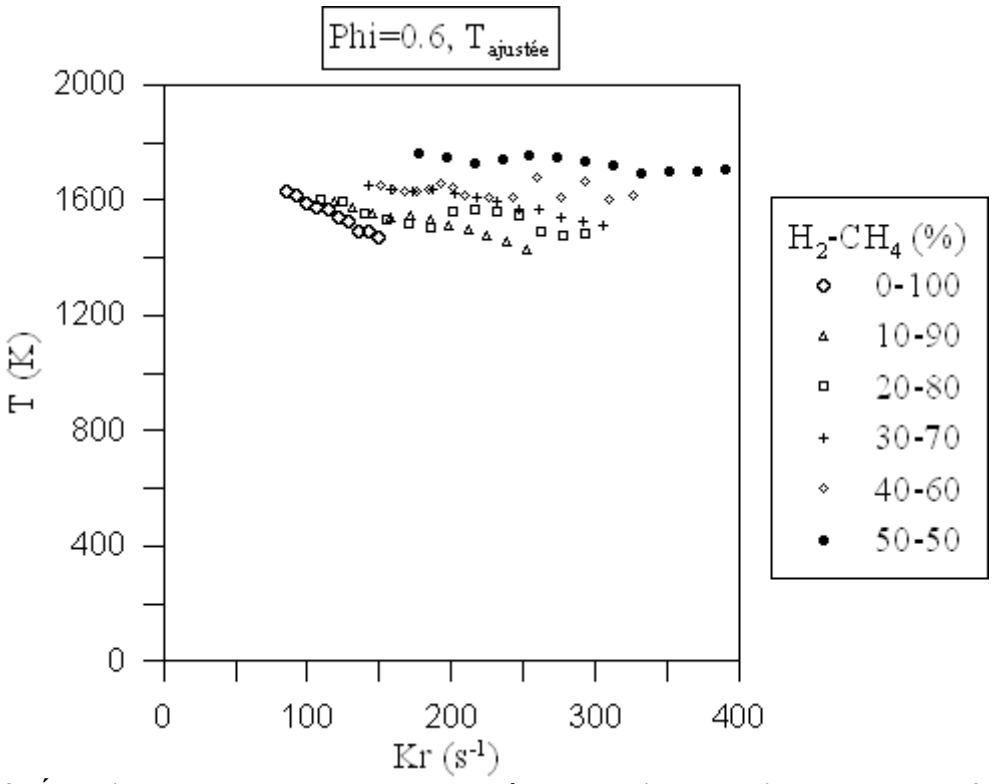


Figure 123: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 0, 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible.

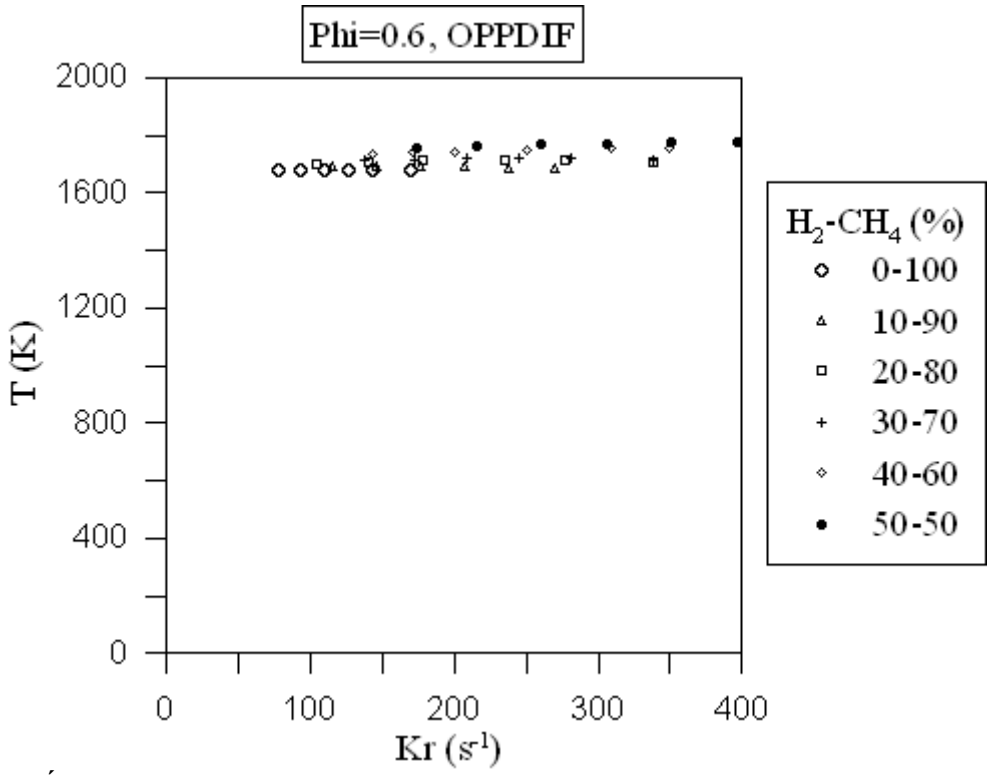


Figure 124: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée numériquement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 0, 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible (OPPDIF).

La Figure 123 met bien en évidence l'influence de l'hydrogène, qui se traduit par une décroissance de moins en moins prononcée de la température des gaz brûlés lorsque la teneur en hydrogène augmente. On observe la formation de palier de température pour des concentrations en hydrogène dans le combustible supérieures à 20%.

Globalement, on constate une augmentation de la température des gaz brûlés lorsque la concentration en hydrogène augmente. Entre la température correspondant à l'étirement le plus faible pour phi=0.6 et la valeur moyenne de la température calculée sur la gamme d'étirement investiguée pour phi=0.8, l'augmentation a été évaluée à 7%.

Les calculs OPPDIF ne prédisent pas la décroissance de la température des gaz brûlés observée sur les résultats expérimentaux. Cependant, on distingue un effet de l'ajout d'hydrogène, qui se traduit par une influence un peu plus marquée de l'étirement sur la température des gaz brûlés lorsque la concentration en hydrogène augmente, particulièrement visible en comparant le cas 100%CH_4 et le cas 50% d'hydrogène dans le combustible. La variation de cette température avec l'étirement est cependant très faible puisqu'elle n'augmente que de 1.5% sur la gamme d'étirement investiguée pour 50% d'hydrogène dans le combustible.

En revanche, on observe un écart d'environ 7% entre la température moyenne des gaz brûlés pour un prémélange CH_4/Air et celle pour 50% d'hydrogène dans le combustible, ce qui semble cohérent avec les données expérimentales.

La Figure 125 représente l'évolution de la température ajustée des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.7, avec des teneurs en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 20, 30, 40 et 50%. Afin d'alléger le graphique, les valeurs numériques ont été reportées sur la Figure 126.

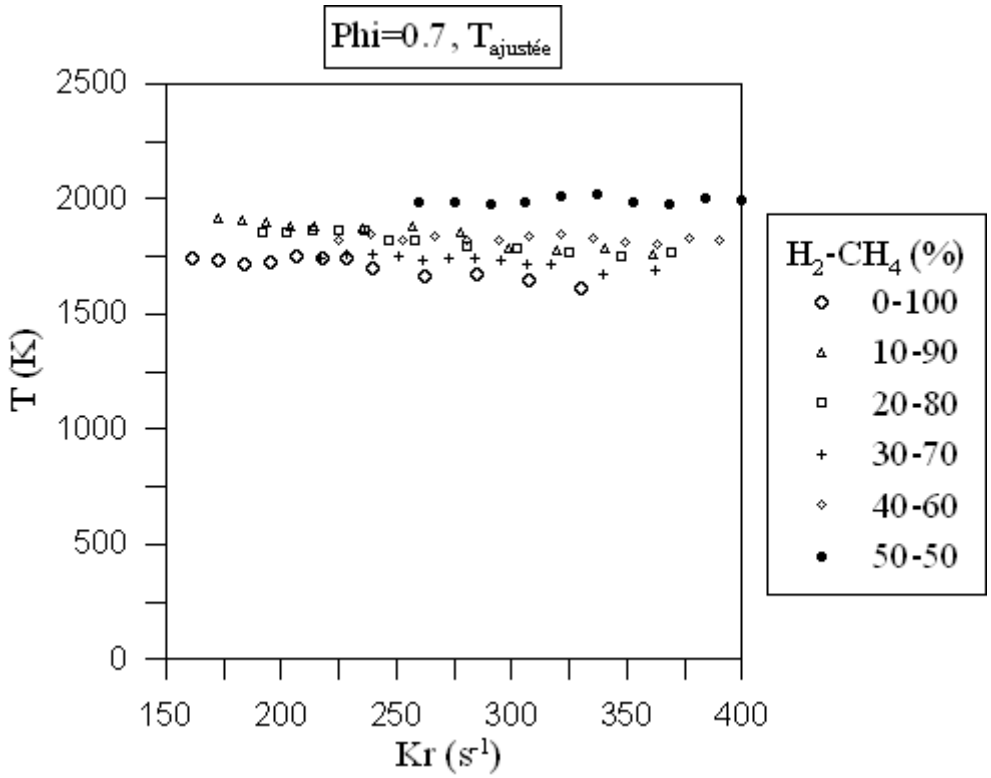


Figure 125: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 0, 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible.

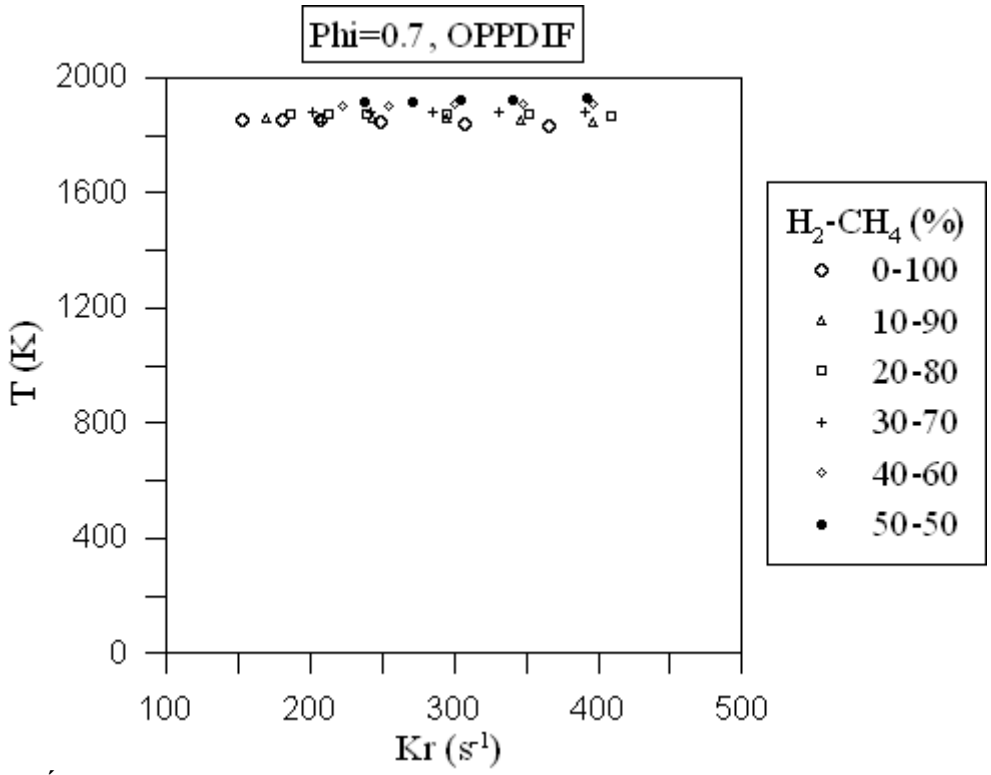


Figure 126: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée numériquement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 0, 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible (OPPDIF).

On observe un écart d'environ 14% entre la température moyenne sur le palier de température du prémélange CH_4/Air et la température moyenne des gaz brûlés pour 50% d'hydrogène dans le combustible. Dans cet intervalle, il est assez difficile de définir une tendance relative à l'influence de l'hydrogène sur la température des gaz brûlés. Il est probable que les incertitudes de mesures soient du même ordre de grandeur que les écarts de température réels.

Les calculs OPPDIF montrent un écart très faible d'environ 4% entre la température moyenne pour le prémélange CH_4/Air et la température moyenne pour le cas 50% d'hydrogène dans le combustible, ce qui conforte cette idée.

On remarque sur les données numériques que l'influence de l'hydrogène sur la température des gaz brûlés est plus faible pour phi=0.7 que pour phi=0.6 puisque l'écart entre les températures moyennes pour 0 et 50% d'hydrogène dans le combustible passe de 7 à 4% de phi=0.6 à phi=0.7.

Notons qu'on distingue toujours sur les données numériques une très légère augmentation de la température des gaz brûlés avec l'étirement pour les fortes concentrations en hydrogène dans le combustible.

Intéressons-nous pour finir au cas phi=0.8. La Figure 127 représente l'évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de cette richesse, avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 20, 30, 40 et 50%. Les valeurs numériques ont été représentées sur la Figure 128.

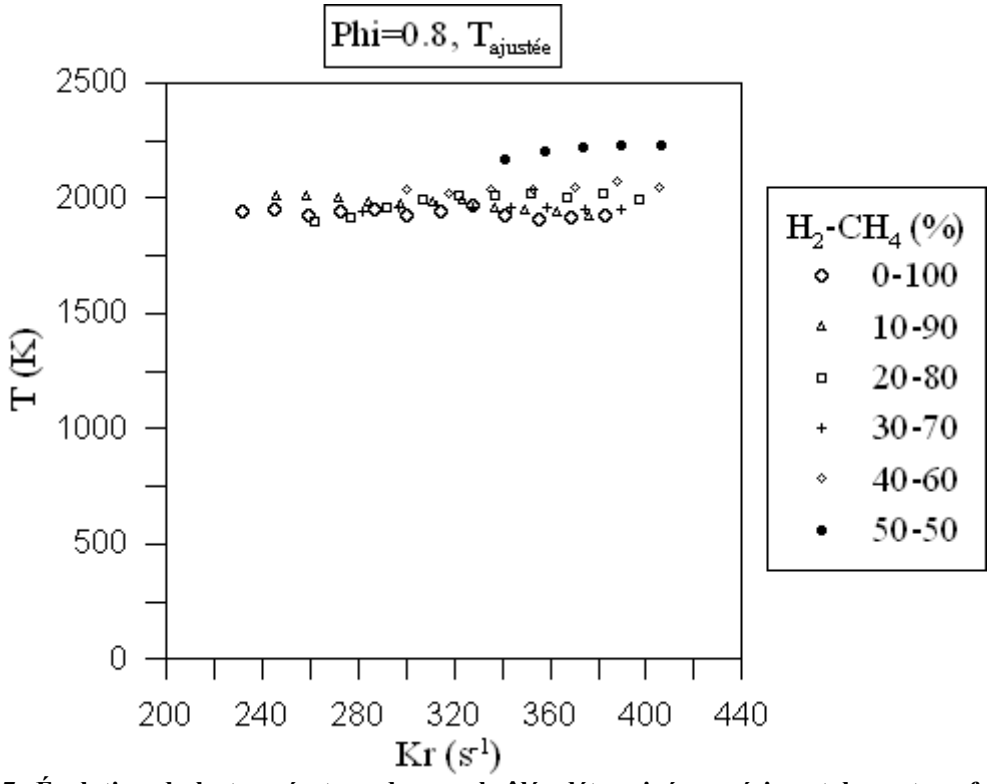


Figure 127: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 0, 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible.

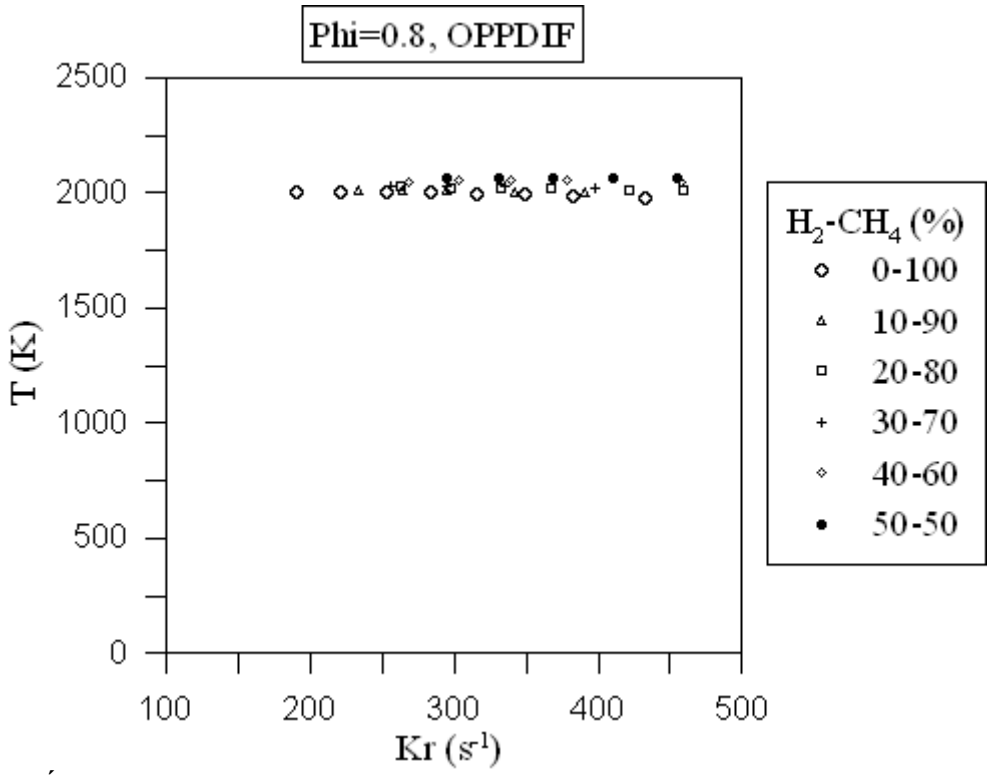


Figure 128: Évolution de la température des gaz brûlés déterminée numériquement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, avec 0, 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible. OPPDIF.

L'observation des valeurs expérimentales indique une légère augmentation de la température des gaz brûlés avec la teneur en hydrogène. On note que, mis à part le cas 50% d'hydrogène dans le combustible, les valeurs de la température des gaz brûlés sont moins étalées que dans le cas des richesses précédemment étudiées. En effet, on observe un écart d'environ 7% entre la température moyenne des gaz brûlés déterminée expérimentalement pour un prémélange CH_4/Air et celle déterminée pour 40% d'hydrogène dans le combustible. Le même écart est évalué à 3% à partir des données numériques.

Dans cette étude de la température des gaz brûlés, nous avons observé sur les données expérimentales brutes, une décroissance systématique de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente, quelle que soit la richesse et la concentration en hydrogène. À l'observation des valeurs du nombre de Lewis, cette tendance collective n'est pas cohérente avec les conclusions de [Law and Sung, 2000], [Sun, Sung et al., 1999], [Sun, Sung et al., 1996], [Sung, Liu et al., 1996] et[Law, Sung et al., 1994]. En effet, ces derniers indiquent que les flammes de prémélanges non équidiffusifs, dont le nombre de Lewis est inférieur à un, voient leur température augmenter avec l'étirement, lorsque celui-ci est positif, comme c'est le cas dans une configuration de flammes à jets opposés. Les flammes de prémélanges équidiffusifs, elles, sont très peu influencées par l'étirement. [Sun, Sung et al., 1999] indiquent tout de même que la variation de la température de gaz brûlés avec l'étirement est assez faible, comparée à l'impact que peut avoir l'étirement sur le gradient de température ou la vitesse de propagation laminaire de flamme. Parallèlement, nous avons observé une diminution significative de la température des gaz frais avec l'étirement, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène. Cette diminution a été attribuée à une perturbation du profil laser causée par la présence de gradient d'indice de réfraction à l'interface entre les gaz chauds et le milieu environnant. Une méthode d'ajustement des profils de température, basée sur l'étude des variations de température des gaz frais, a donc été mise au point pour corriger les profils de température.

Après ajustement, les résultats expérimentaux et numériques sur la température des gaz brûlés sont globalement cohérents avec les travaux précédemment cités sur tout ou une partie de la gamme d'étirement, selon la composition du mélange. Cela se traduit par une influence très faible de l'étirement sur la température des gaz brûlés.

Pour les faibles richesses et les faibles concentrations en hydrogène dans le combustible, on continu d'observer une décroissance de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente, sur tout ou une partie de la gamme d'étirement, même après l'ajustement des profils de température. Nous avons constaté que ce phénomène s'atténuait puis disparaissait lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmentaient. Deux hypothèses ont été avancées pour établir l'origine de ce phénomène : 1) une origine hydrodynamique, 2) une origine optique.

Dans le cas où l'hypothèse 1) est retenue, ce qui nous semble le plus probable, plusieurs phénomènes peuvent expliquer la décroissance de la température des gaz brûlés.

Premièrement, les travaux de [Law and Sung, 2000] montrent que la température d'une flamme de prémélange CH_4/Air pauvre décroît lorsque l'on s'approche de la limite d'extinction. Pour une richesse de 0.52, les auteurs ont observé l'extinction à 141 s^{-1} et une décroissance de la température de flamme dès 60 s^{-1}. Il semble donc que nous soyons proches de l'extinction pour un prémélange CH_4/Air de richesse 0.6, compte tenu de nos valeurs d'étirement comprises entre 85 et 150 s^{-1}.

On peut également évoquer des contraintes hydrodynamiques liées à la configuration de flamme à jets opposés. Comme cela est décrit par [Law, Sung et al., 1994], dans le cas où les flammes, contraintes par l'expansion des gaz chauds, ne sont plus libres d'adapter leur position aux conditions hydrodynamiques, le temps de résidence des réactifs dans la flamme ne permet plus une combustion complète et la température diminue.

Quelle que soit l'origine des contraintes hydrodynamiques, l'effet devrait logiquement être prédit par un calcul monodimensionnel or cette tendance n'est pas reproduite par les calculs OPPDIF. Cela suggère l'influence d'un phénomène de nature bidimensionnel tel que l'influence de la divergence de l'écoulement sur les échanges d'énergie sous forme de chaleur ou de matière entre le front de flamme et les gaz environnants. Ainsi, il se pourrait que les gaz chauds quittent le volume de mesure avant d'avoir attend leur température d'équilibre, ce qui expliquerait pourquoi OPPDIF ne prédit pas ce phénomène.

Ces décroissances de la température des gaz brûlés sont de moins en moins en prononcées, puis finissent par disparaître lorsque la richesse augmente. Il est un fait établi que la vitesse de propagation augmente avec la richesse. Ainsi, la flamme peut mieux s'adapter aux contraintes hydrodynamiques.

Nous avons également observé que les décroissances de la température des gaz brûlés sont de moins en moins prononcées puis finissent par disparaître lorsque la concentration en hydrogène dans le combustible augmente. [Bell and Gupta, 1997], [Gauducheau, Denet et al., 1998], [Ren, Qin et al., 2001], [Jackson, Sai et al., 2003] ont montré que l'ajout d'hydrogène permet d'augmenter la résistance de la flamme à l'étirement. De plus, de nombreux travaux ont montré que la vitesse de propagation laminaire de flamme augmente lorsque la concentration en hydrogène dans le combustible augmente. On peut citer les travaux de [Scholte and Vaags, 1959], [Yu, Law et al., 1986], [Halter, Chauveau et al., 2005], [Ilbas, Crayford et al., 2006] , [Huang, Zhang et al., 2006], [Mandilas, Ormsby et al., 2007],[Hu, Huang et al., 2009]. Les flammes peuvent ainsi s'adapter plus facilement aux contraintes hydrodynamiques.

Enfin, d'après les travaux de [Yang, Law et al., 2010], l'influence de l'hydrogène sur les échanges thermodiffusifs est favorisée par la divergence de l'écoulement. En effet, cette dernière favorise la diffusion de l'hydrogène vers le front de flamme principalement sous l'effet de la diffusion thermique (effet Soret).

Pour ce qui est de l'influence de la richesse sur la température des gaz brûlés, de nombreuses études ont montré que la température d'une flamme de prémélange augmentait avec la richesse. Nos résultats expérimentaux et numériques sont cohérents avec la littérature.

Les résultats expérimentaux montrent que la température des gaz brûlés augmente avec la teneur en hydrogène. Cependant, il semble que les variations de la température des gaz brûlés soient du même ordre de grandeur que les incertitudes de mesure.

L'impact de l'hydrogène semble toute fois assez faible. En effet, il a été évalué numériquement, entre une flamme CH_4/Air et une flamme H_2/CH_4/Air avec 50% d'hydrogène dans le combustible, entre 3 et 6%. Cela est cohérent avec les conclusions de [Ren, Qin et al., 2001] et [Lafay, Renou et al., 2009].

10.3. Etude du gradient de température

Une autre caractéristique importante d'un front de flamme de prémélange est le gradient de température et particulièrement le gradient maximum de température utilisé dans le calcul de l'épaisseur de flamme selon la définition de Spalding. Dans la suite, nous allons étudier l'influence de la richesse et de l'ajout d'hydrogène sur ce gradient maximum.

10.3.1. Influence de la richesse

La Figure 129 représente l'évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Pour comparaison, nous avons également représenté sur cette figure les valeurs numériques tirées des calculs OPPDIF. On remarque pour les résultats expérimentaux comme pour les résultats numériques que l'évolution du gradient maximum de température semble linéaire. Les équations des courbes de régression ont donc été indiquées sur la Figure 129.

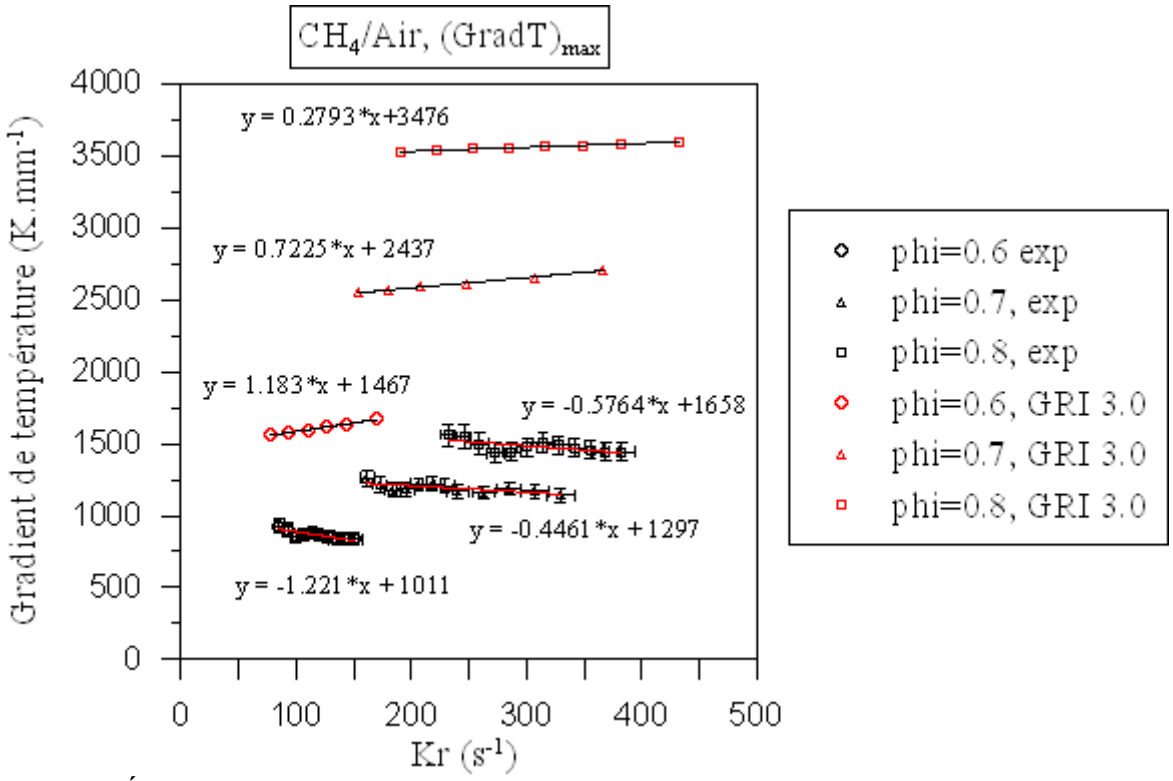


Figure 129: Évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On remarque tout de suite un écart très important entre les valeurs expérimentales et les valeurs numériques. On observe que cet écart augmente avec la richesse. En effet, on note qu'il y a, en moyenne, un rapport d'environ 1.8, 2 et 2.2 entre les valeurs numériques et les valeurs expérimentales respectivement pour phi=0.6, 0.7 et 0.8. Afin de déterminer l'origine de cette différence, nous avons représenté sur la Figure 130, l'évolution de la variable d'avancement définie sur la température à travers le front de flamme, pour le même prémélange et les trois mêmes richesses. Par souci de clarté, pour chaque richesse, seul le profil correspondant à l'étirement le plus faible a été tracé. Ces profils ont été représentés dans un repère intrinsèque au front de flamme, centré sur la position du gradient maximum de température.

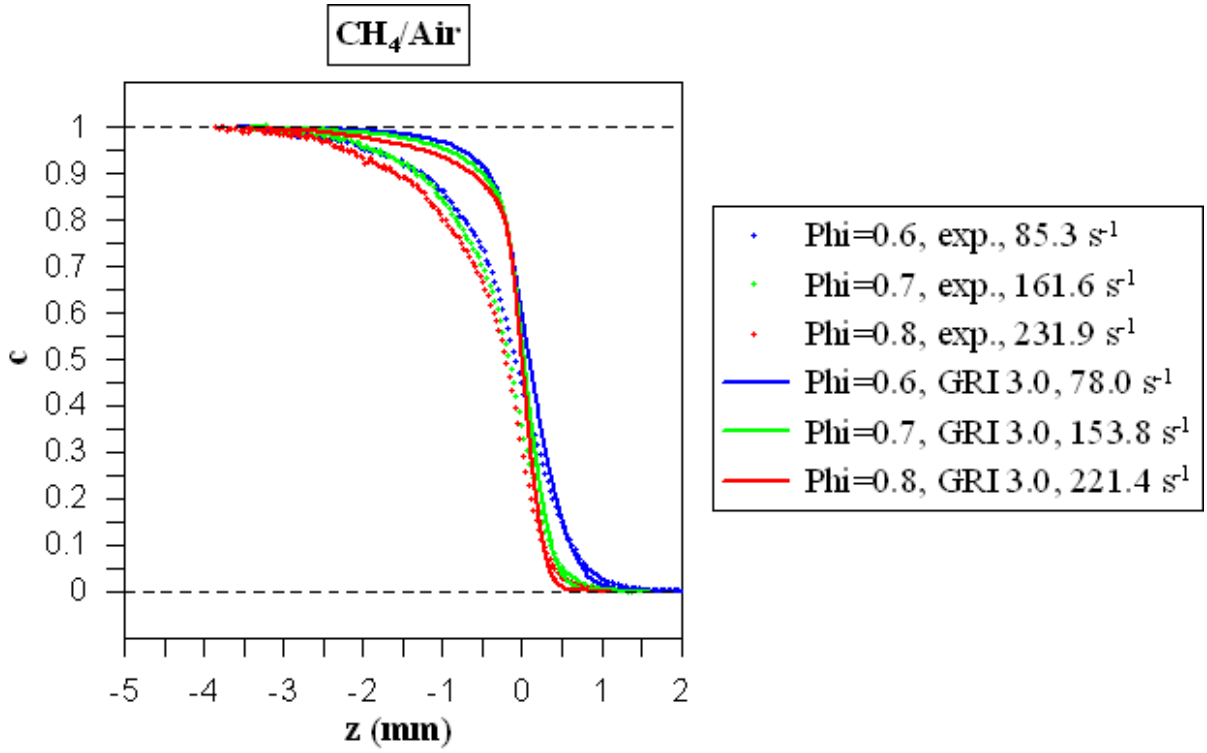


Figure 130: Profils expérimentaux moyens de la variable d'avancement définie sur la température à travers le front de flamme issu du brûleur inférieur pour le prémélange CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On remarque que quelque soit la richesse, l'évolution de c, déterminée expérimentalement à travers le front de flamme, est nettement plus progressive que l'évolution prédite par les calculs OPPDIF, d'où les écarts très importants sur les valeurs du gradient maximum de température situé au point d'inflexion des profils de température. Les gradients de température étant évalués perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau laser, une déformation du profil d'intensité de la nappe sous l'influence de gradients d'indices de réfraction liés à la présence des gaz chauds et/ou des fronts de flamme pourrait fortement perturber les profils de température. La présence de telles perturbations a été mise en évidence lors de l'étude de la température des gaz brûlés. Nous avons pu remarquer que leur impact sur l'imagerie augmentait avec la richesse et la teneur en hydrogène, ce qui est cohérent avec l'augmentation des écarts sur la valeur du gradient maximum lorsque la richesse augmente. Notons que l'on peut s'attendre, en présence de tels gradients d'indice, à ce que le champ d'observation soit lui-même déformé.

Les coefficients directeurs de ces régressions nous indiquent que les calculs OPPDIF prédisent une augmentation du gradient maximum de température avec l'étirement, quelle que soit la richesse, évaluée à 7% pour phi=0.6, entre 78 et 178 s^{-1}, contre à peine 3% pour phi=0.8 entre 190 et 432 s^{-1}.

En revanche, la tendance inverse est observée sur les points expérimentaux. On observe ainsi une décroissance du gradient maximum de température lorsque l'étirement augmente, quelle que soit la richesse, évaluée à 10% pour phi=0.6 contre 5% pour phi=0.8. On peut donc déduire des données expérimentales et numériques que l'influence de l'étirement sur le gradient maximum de température augmente lorsque la richesse diminue.

Notons que contrairement à l'évolution de la température des gaz brûlés, l'évolution du gradient maximum de température ne présente pas de palier, suggérant que les perturbations de la température des gaz brûlés et celles du gradient maximum de température peuvent être décorrélées. Si, comme nous l'avons supposé, ces perturbations ont une origine hydrodynamique, il semble raisonnable de penser que l'intégralité du front de flamme devrait être affectée. Cela nous ramène à l'influence des gradients d'indice de réfraction et à notre méthode d'ajustement. En effet, cette dernière repose sur l'hypothèse simplifiée que le biais évolue linéairement avec l'intensité du signal (signal de densité ou son équivalent en température). Or, le profil de la nappe laser étant gaussien, une déviation de celle-ci sous l'effet d'un gradient d'indice impliquerait des variations significativement différentes entre les valeurs extrêmes (gaz frais, gaz chauds) et la valeur du gradient maximum de température. Cela pourrait expliquer pourquoi, alors que la température des gaz brûlés semble être corrigée, il demeure un biais sur la valeur du gradient maximum.

Malgré tout, on observe que le gradient maximum de température déterminé expérimentalement, croit significativement lorsque la richesse augmente, tout comme le gradient maximum de température déterminé par le calcul numérique. Pour les résultats expérimentaux, cette croissance est évaluée en moyenne sur la gamme d'étirement, à 42% entre phi=0.6 et phi=0.7 et à 19% entre phi=0.7 et phi=0.8. Pour les résultats des calculs numériques, elle est évaluée à environ 59% entre 0.6 et 0.7 et à 33% entre 0.7 et 0.8. Ainsi, plus la richesse est faible, plus son impact sur le gradient maximum de température semble important.

De la Figure 131 à la Figure 135, nous avons représenté l'évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, respectivement avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 20, 30 ,40 et 50%. Sur chacune de ces figures sont représentés les cas phi=0.6, 0.7 et 0.8. Pour comparaison, nous avons également représenté les valeurs numériques tirées des calculs OPPDIF.

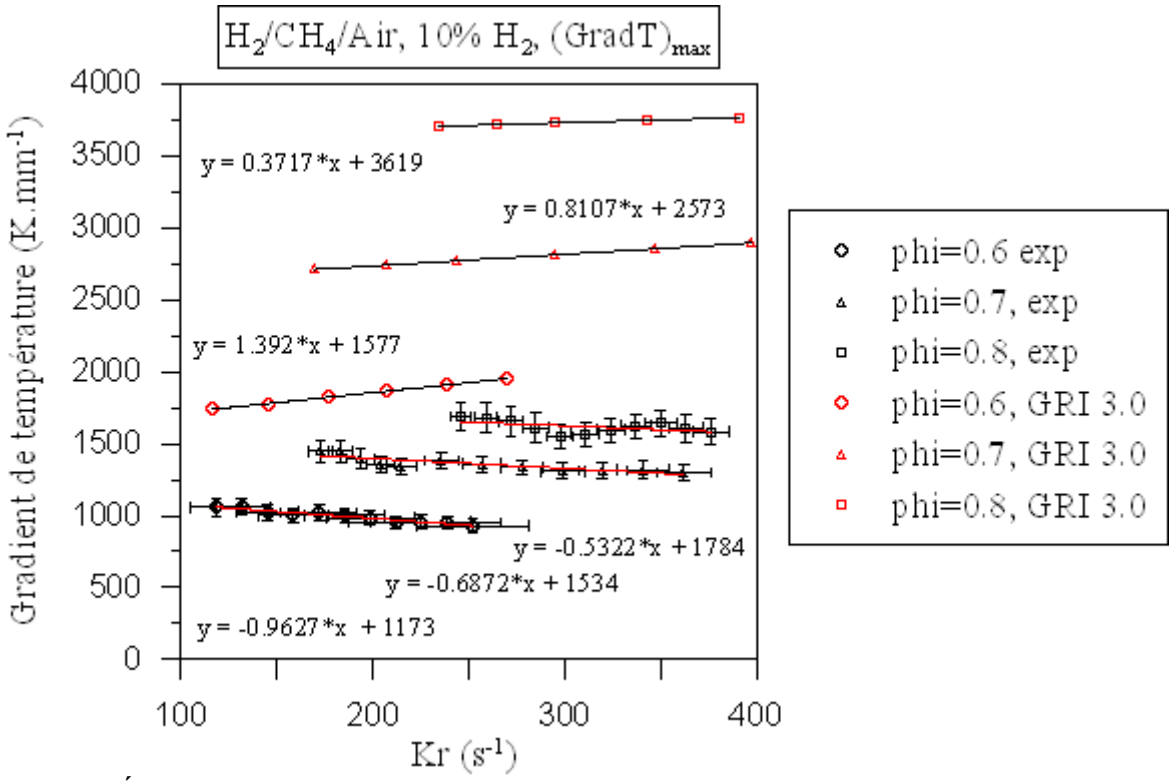


Figure 131: Évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

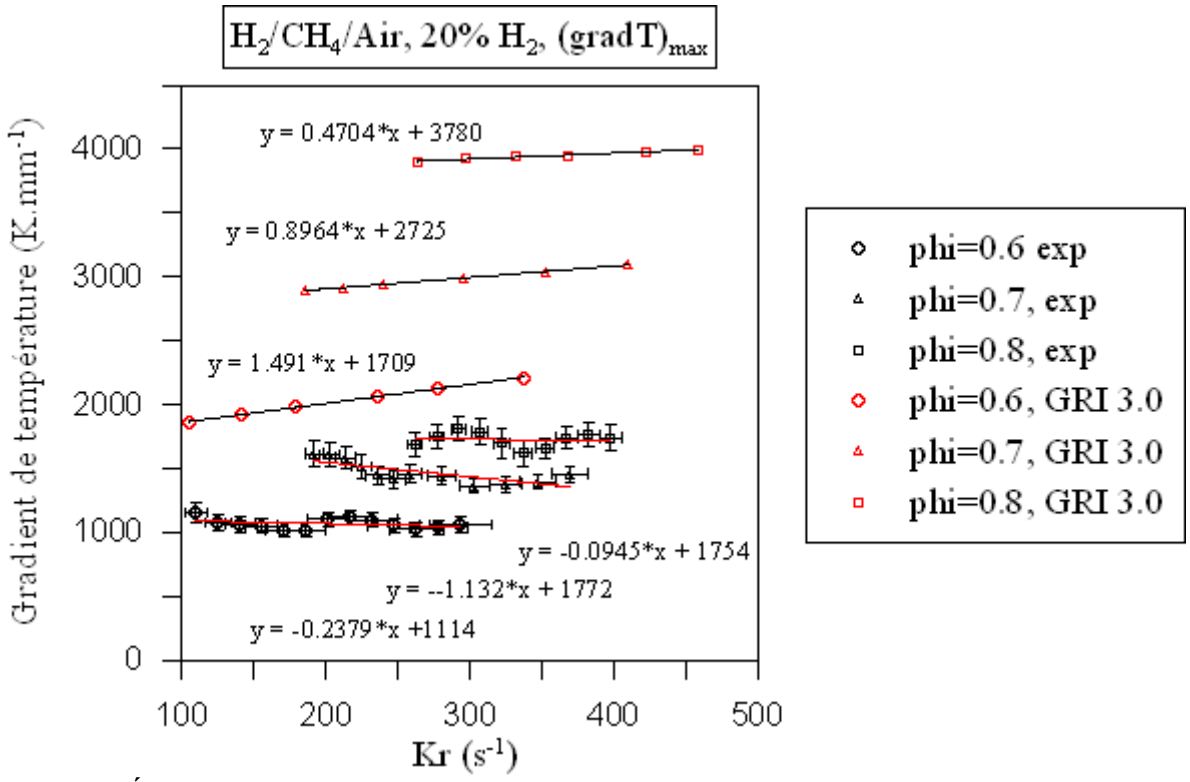


Figure 132: Évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 20% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

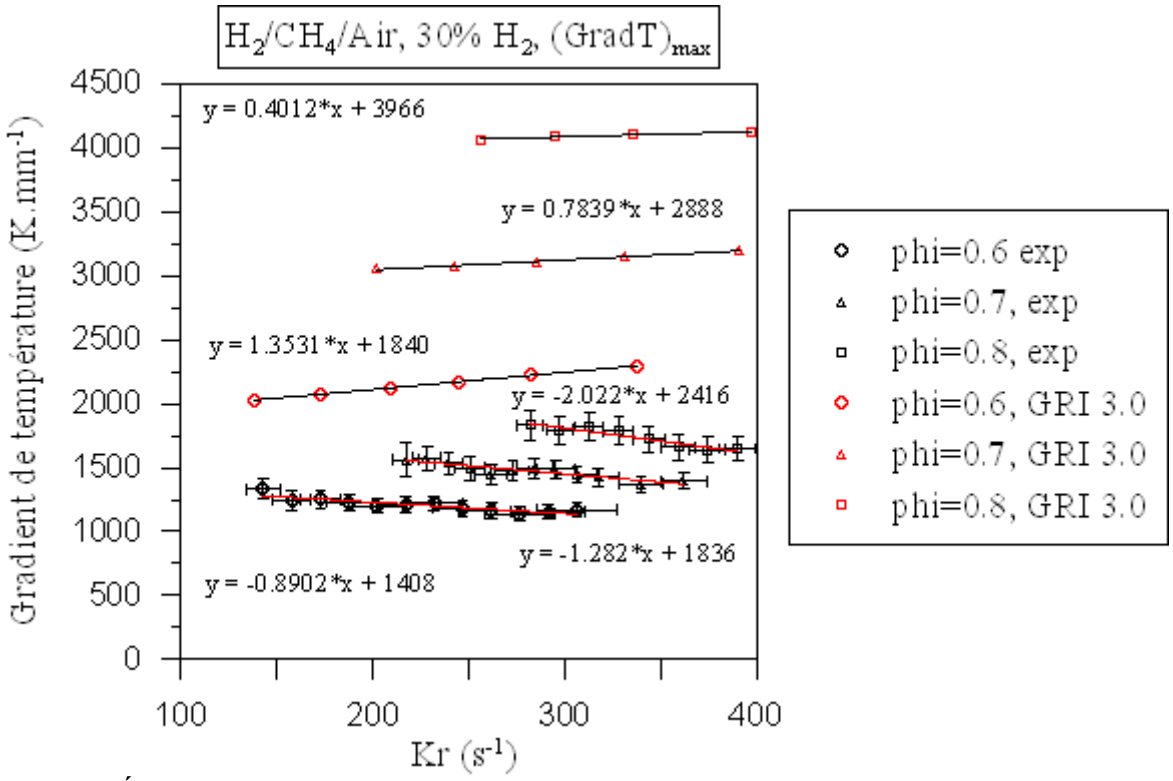


Figure 133: Évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

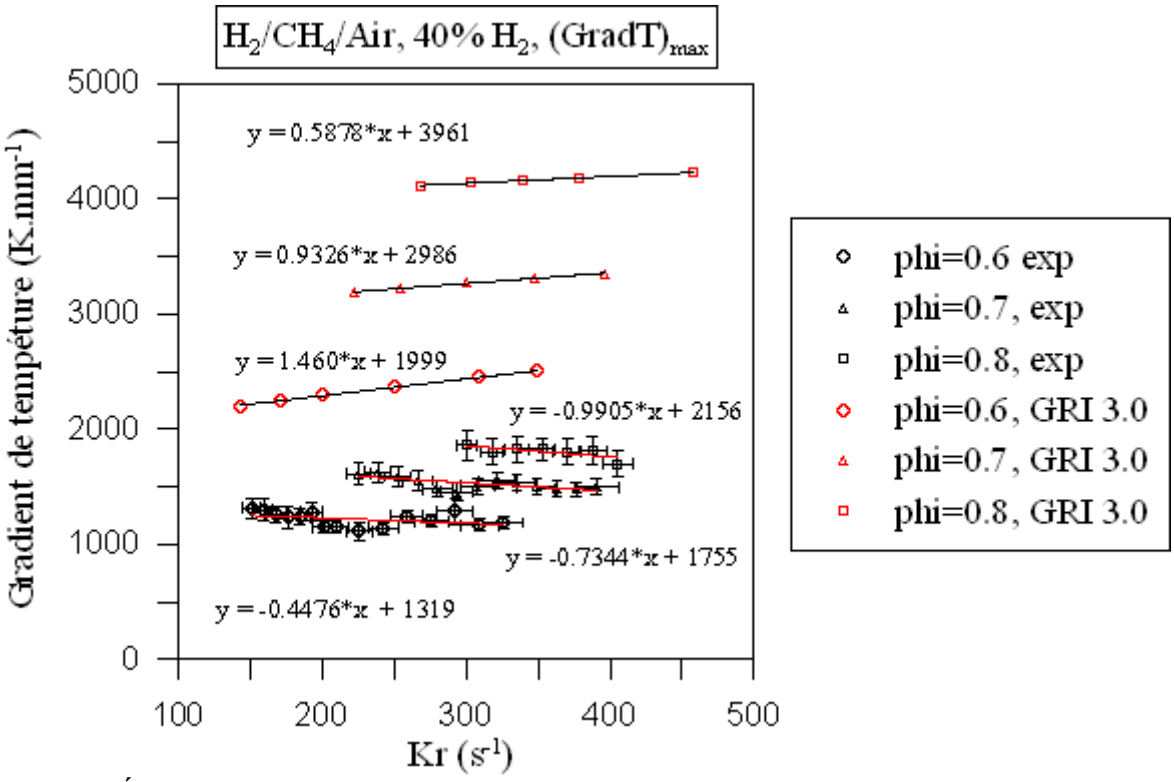


Figure 134: Évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 40% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

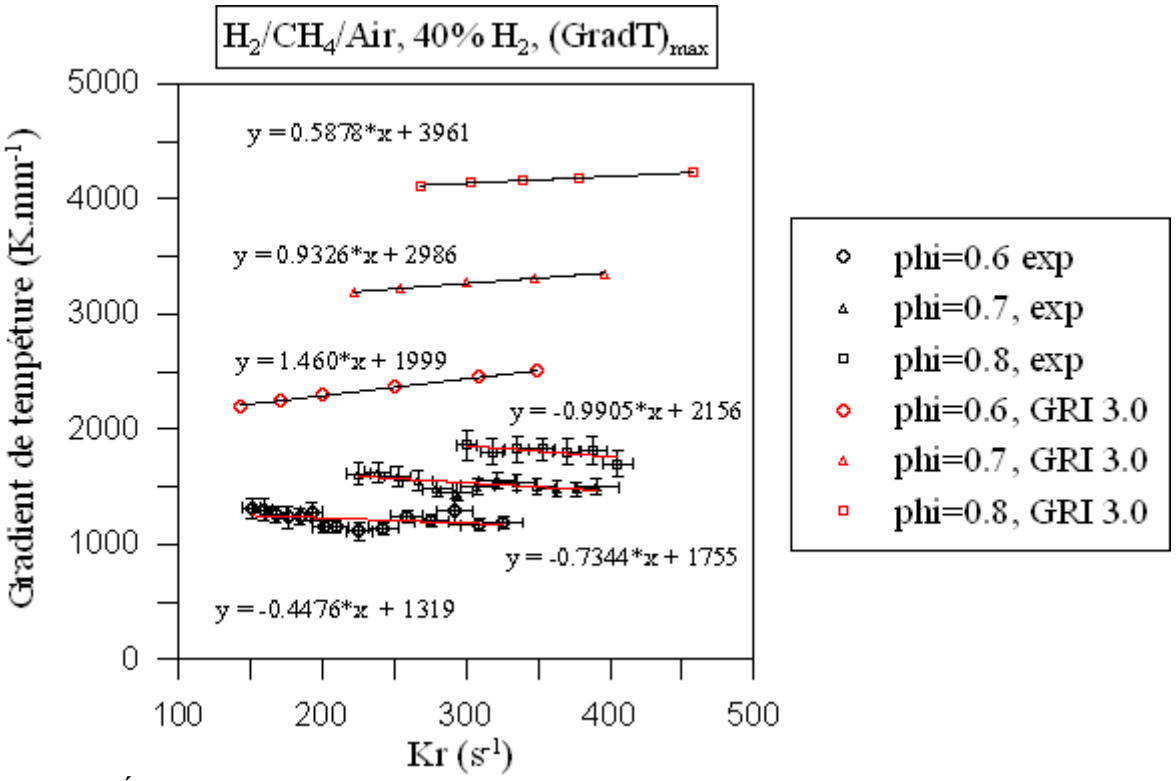


Figure 135: Évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On remarque que les écarts sont toujours aussi importants entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. On observe même que ces écarts se creusent encore un peu plus lorsque la concentration en hydrogène dans le combustible augmente, ce qui montre une fois de plus que l'impact des gradients d'indice de réfraction augmente avec la concentration en hydrogène.

Comme pour les flammes CH_4/Air, les calculs OPPDIF prédisent une augmentation du gradient maximum de température lorsque l'étirement augmente, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible. Les résultats expérimentaux indiquent globalement une décroissance du gradient maximum de température lorsque l'étirement augmente.

La variation du gradient maximum de température avec l'étirement a été évaluée pour phi=0.6 et phi=0.8, pour chacune des concentrations en hydrogène étudiées. Les résultats sont résumés dans le Tableau 7.

H_2-CH_4 (%)	Variation du gradient maximum de température en fonction de l'étirement (%)			
	Expériences		OPPDIF	
	Phi=0.6	Phi=0.8	Phi=0.6	Phi=0.8
10-90	-3.5	-5	12	2
20-80	-8	6	18	2.5
30-70	-8	-7.5	13	1.5
40-60	-8	-6	14	3
50-50	-11	12	13	2.5

Tableau 7 : Résumé de la variation du gradient maximum de température en fonction de l'étirement, évaluée à partir des résultats expérimentaux et numériques pour phi=0.6 et phi=0.8, pour chacune des concentrations en hydrogène dans le combustible étudié.

On observe sur les résultats expérimentaux comme sur les résultats numériques que la variation du gradient maximum de température diminue lorsque la richesse augmente.

On remarque sur les résultats expérimentaux comme sur les résultats numériques que, quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible, le gradient maximum de température croit lorsque la richesse augmente. Une évaluation de cette augmentation pour les différentes concentrations en hydrogène dans le combustible est présentée dans le Tableau 8.

H_2-CH_4 (%)	Augmentation du gradient maximum de température (%)			
	Expériences		OPPDIF	
	Phi=0.6 à 0.7	Phi=0.7 à 0.8	Phi=0.6 à 0.7	Phi=0.7 à 0.8
10-90	39	19	49	31
20-80	38	17	44	30
30-70	28	18	42	29
40-60	25	18	39	27
50-50	16	7.5	34	26

Tableau 8: Augmentation du gradient maximum de température avec la richesse, évaluée en moyenne lors du passage de phi=0.6 à 0..7 et de phi=0.7 à 0.8, pour des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 30 et 50%. Les données expérimentales sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF (GRI 3.0, modèle de transport « mixture-averaged » + effet Soret)

On observe, quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible, que l'influence de la richesse sur le gradient maximum de température augmente lorsque la richesse diminue.

Enfin, on note que, quelle que soit la richesse, son influence sur le gradient maximum de température semble diminuer lorsque la concentration en hydrogène augmente. Les résultats expérimentaux comme les résultats numériques confirment cette tendance.

Pour finir, nous avons représenté sur la Figure 136, la Figure 137 et la Figure 138, l'évolution de la variable d'avancement notée « c » définie sur la température à travers les fronts de flamme, pour des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 30 et 50%. Par souci de clarté, pour chaque richesse, seul le profil correspondant à l'étirement le plus faible a été tracé. Ces profils ont été représentés dans un repère intrinsèque au front de flamme, centré sur la position du gradient maximum de température.

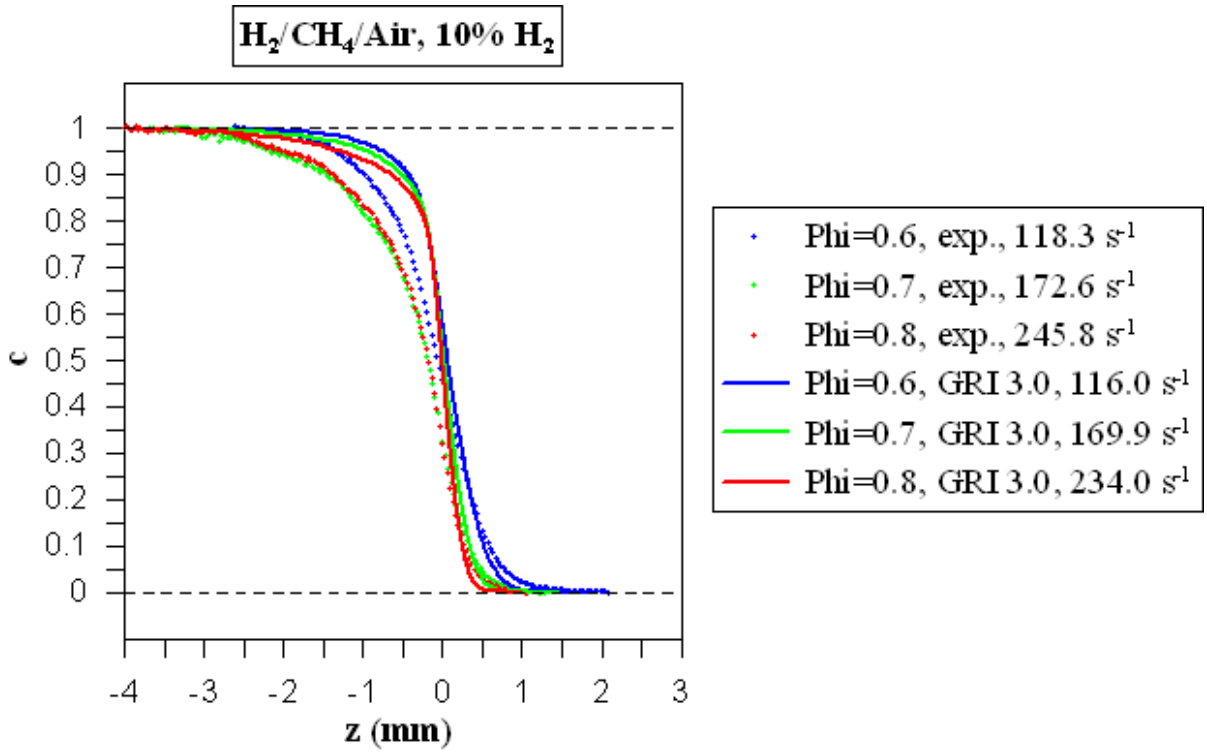


Figure 136: Profils expérimentaux moyens de la variable d'avancement définie sur la température à travers le front de flamme issu du brûleur inférieur pour le prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

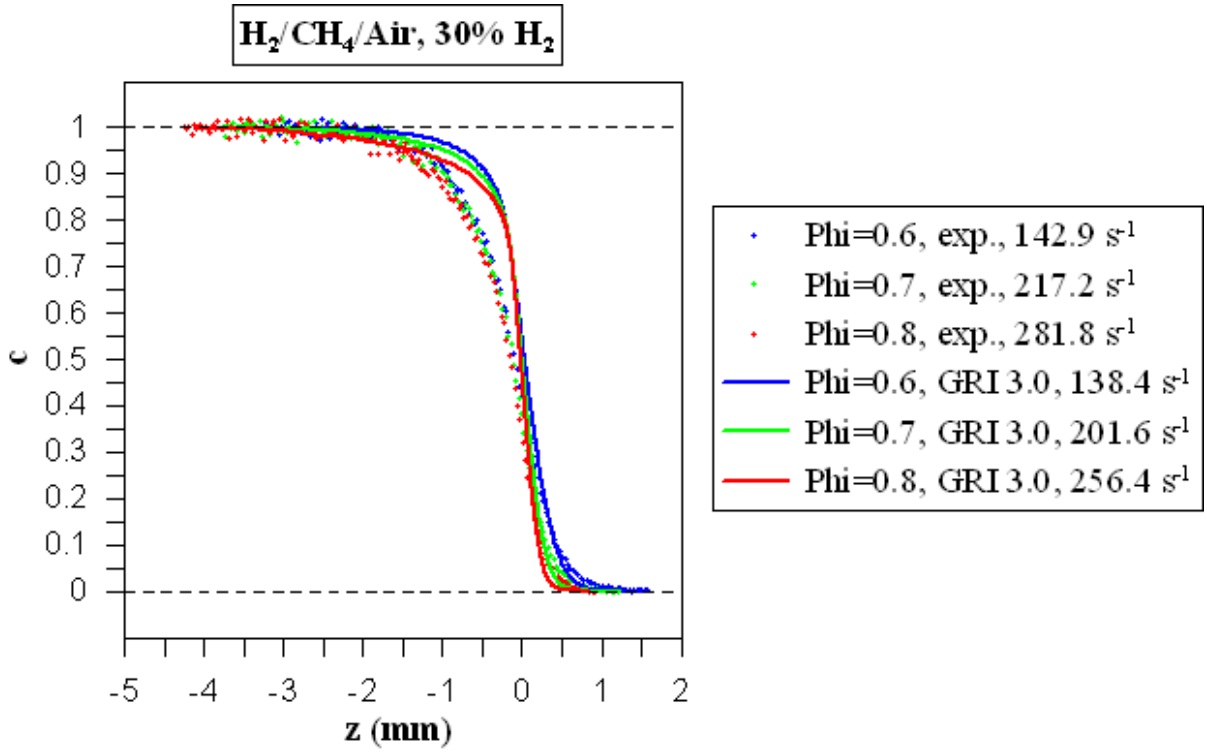


Figure 137 : Profils expérimentaux moyens de la variable d'avancement définie sur la température à travers le front de flamme issu du brûleur inférieur pour le prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

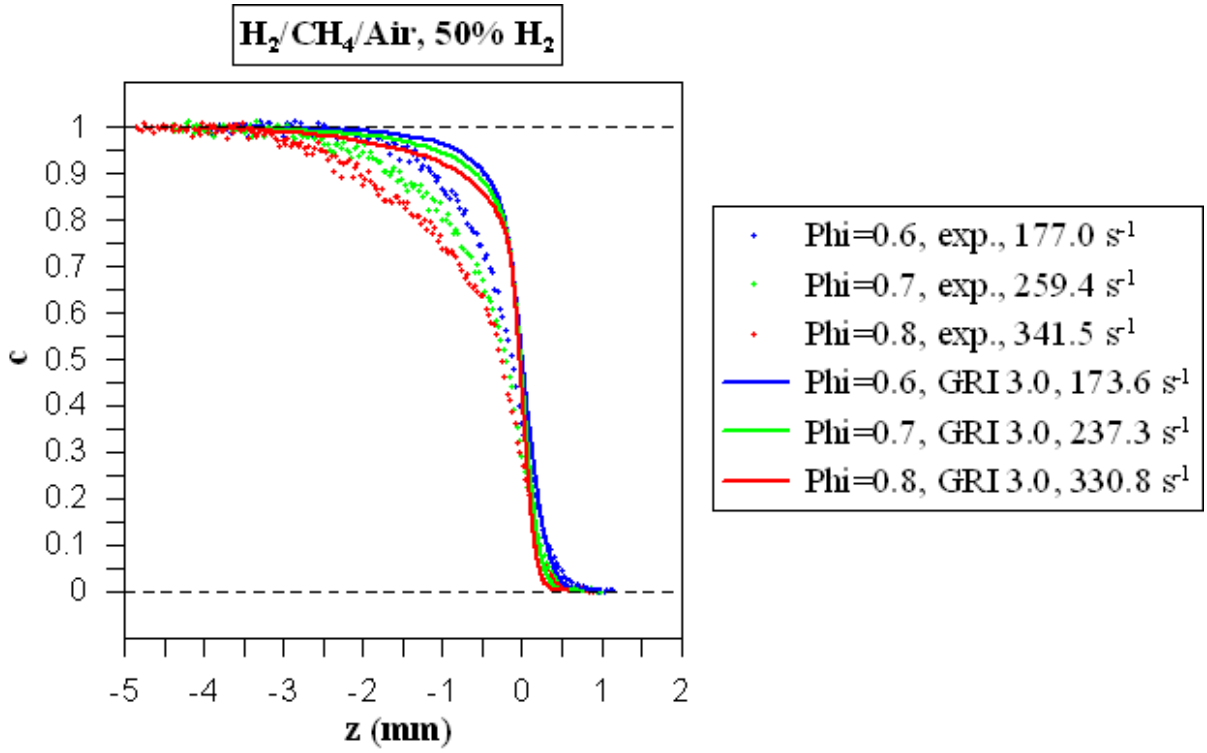


Figure 138 : Profils expérimentaux moyens de la variable d'avancement définie sur la température à travers le front de flamme issu du brûleur inférieur pour le prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8, avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On constate que quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible, l'évolution de la variable d'avancement déterminée expérimentalement est bien plus étalée dans l'espace que l'évolution prédite par les calculs OPPDIF. Les profils expérimentaux correspondant au cas 50% d'hydrogène dans le combustible semblent particulièrement perturbés. En effet, on distingue sur le profil correspondant à phi=0.8, une modification brutale de la courbure aux alentours de z=0.5mm, caractéristique du phénomène de « beam steering ». Ces profils confirment encore un peu plus l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible sur la perturbation de l'imagerie.

10.3.2. Influence de la teneur en hydrogène

La Figure 139 représente les résultats expérimentaux et numériques sur l'évolution du gradient maximum de température en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, de concentrations en hydrogène dans le combustible égales à 0, 10, 30, et 50%. Des graphiques similaires ont été tracés pour phi=0.7 (Figure 140) et pour phi=0.8 (Figure 141).

Sur chaque profil de gradient, nous avons superposé la droite de régression linéaire correspondante, à côté de laquelle figure son équation.

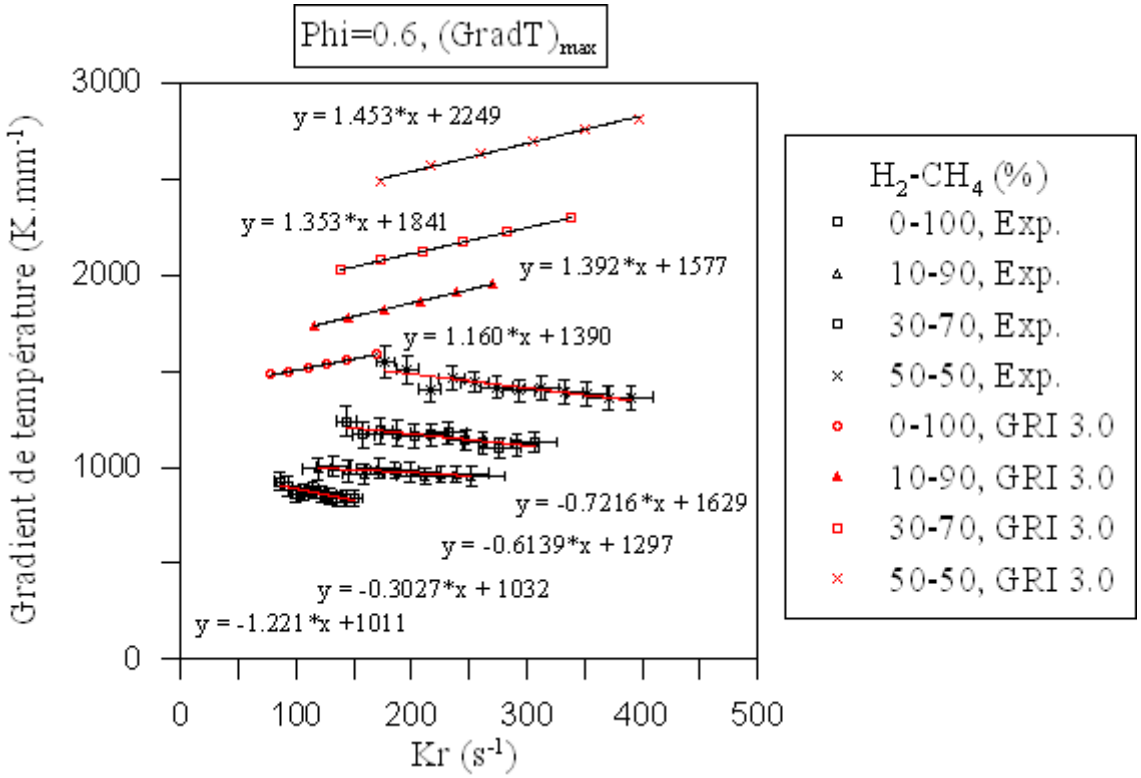


Figure 139: Evolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 30 et 50%, de richesse 0.6. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

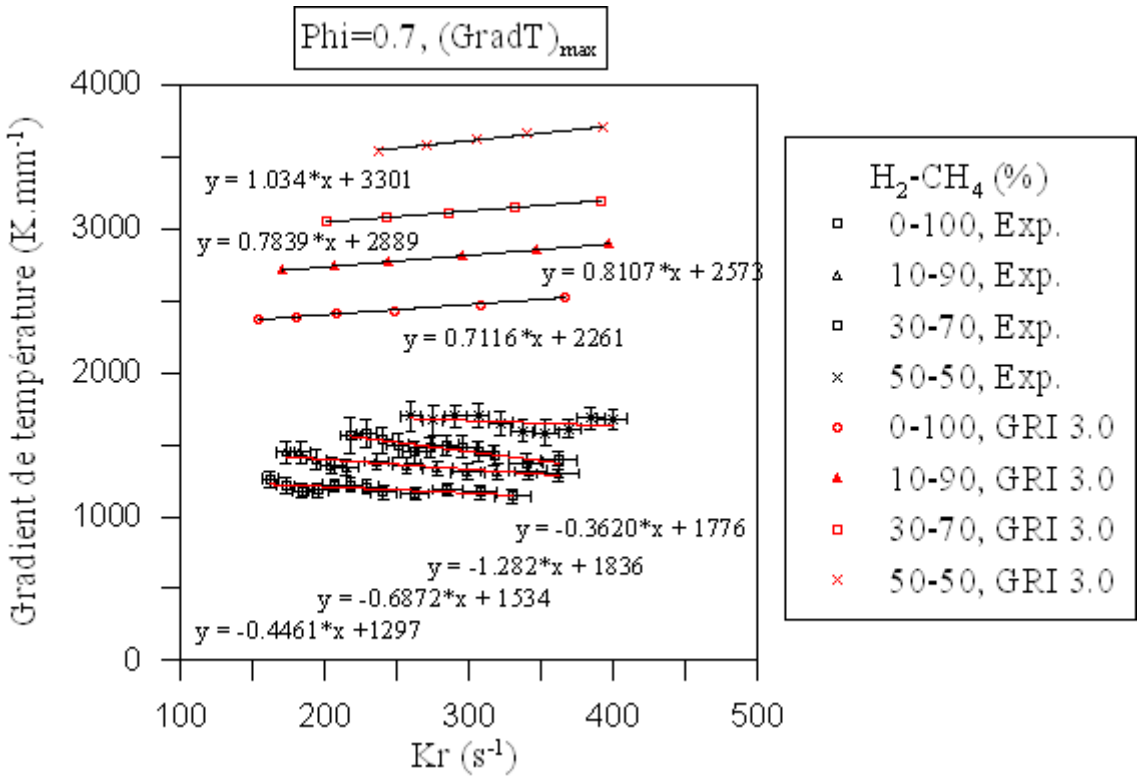


Figure 140: Evolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 30 et 50%, de richesse 0.6. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

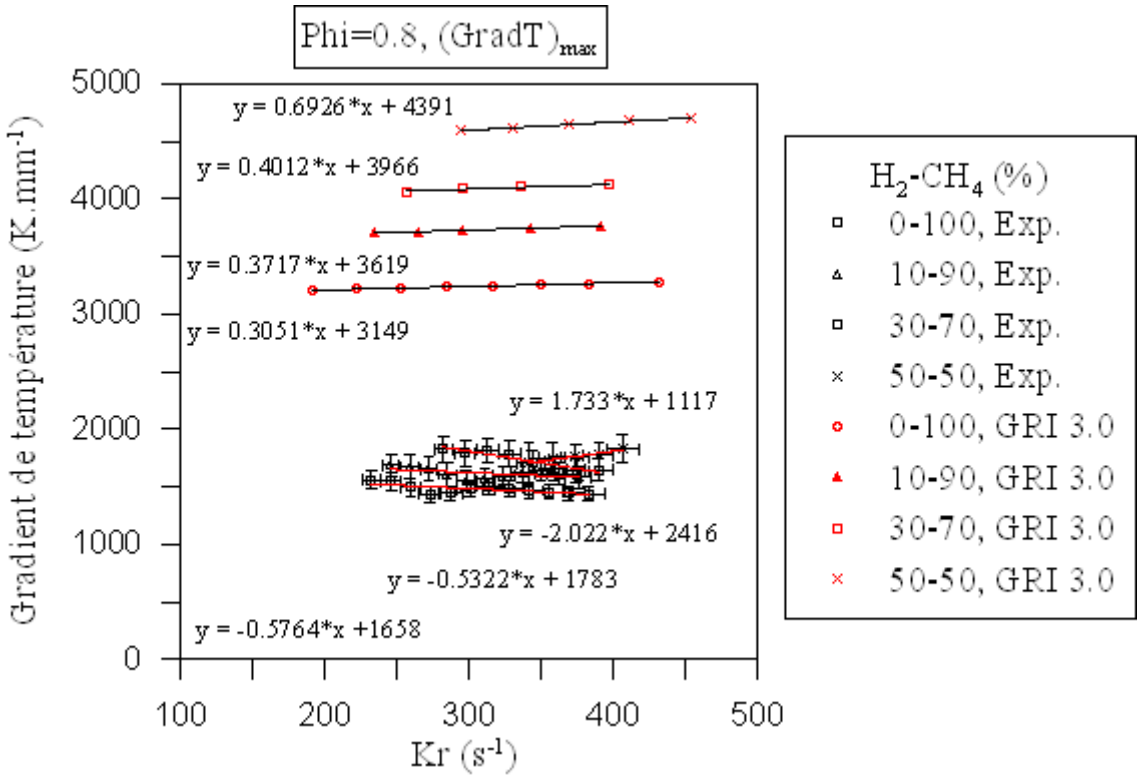


Figure 141: Evolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 30 et 50%, de richesse 0.6. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

Les résultats numériques indiquent que l'influence de l'étirement sur la valeur du gradient maximum de température augmente légèrement avec la concentration en hydrogène dans le combustible. À en juger par la valeur des coefficients directeurs, l'influence de l'ajout d'hydrogène sur l'impact de l'étirement semble donc s'intensifier lorsque la richesse augmente. Il semble que cette influence soit trop faible pour être distinguée sur les résultats expérimentaux, compte tenu des incertitudes expérimentales.

La Figure 142 représente l'écart relatif entre la valeur du gradient maximum de température pour une concentration en hydrogène donnée et la valeur pour un prémélange CH_4/Air de même richesse.

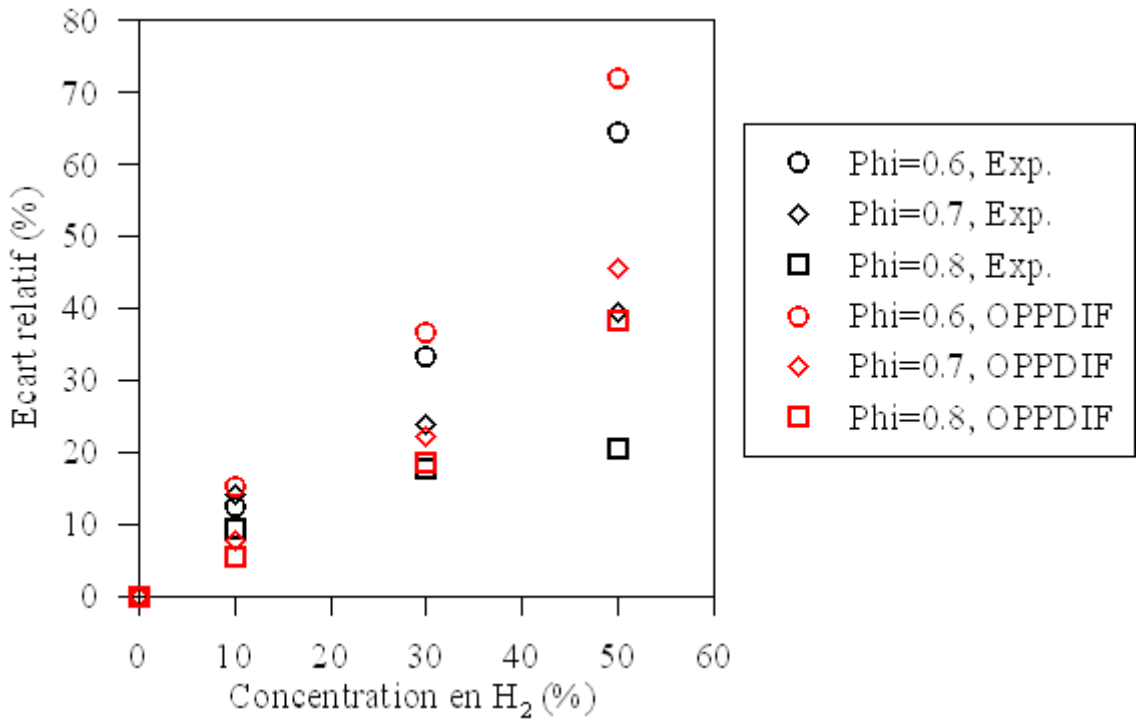


Figure 142: Évolution de l'écart relatif entre la valeur du gradient maximum de température moyennée sur la gamme d'étirement, pour une concentration en hydrogène donnée et la valeur pour un prémélange CH4/Air de même richesse, pour phi=0.6, 0.7 et 0.8.

On constate, d'après les données expérimentales et les données numériques, que le gradient maximum de température augmente avec la concentration en hydrogène, quelle que soit la richesse. Notons tout de même que le cas phi=0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible échappe à la tendance générale. Cependant, ce cas est particulièrement perturbé. On remarque que les données expérimentales et numériques sont cohérentes sur la valeur des écarts.
Enfin, il apparaît clairement que l'influence de l'hydrogène sur le gradient maximum de température augmente lorsque la richesse diminue.

Pour conclure, l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène sur le gradient maximum de température a été étudiée expérimentalement et numériquement. Nous avons observé des écarts importants entre les données numériques et expérimentales, qu'il n'est pas raisonnable d'attribuer à une faille du calcul numérique. Il en ressort donc que les valeurs expérimentales sont biaisées, même après l'ajustement des profils de température. Nous avons attribué ce biais résiduel à la nature de l'ajustement, qui repose sur l'hypothèse simplifiée d'une évolution linéaire du biais depuis les gaz frais jusqu'aux gaz brûlés.

L'étude des tendances issues des calculs OPPDIF a révélé que, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible, le gradient maximum de température augmente avec l'étirement. L'influence de l'étirement diminue légèrement lorsque la richesse augmente probablement parce que le nombre de Lewis se rapproche de 1. En revanche, à l'observation des coefficients directeurs, on distingue une légère augmentation de l'influence de l'étirement lorsque la concentration en hydrogène augmente. La diffusion préférentielle de l'hydrogène vers le front de flamme devient significative. Cela est cohérent avec les conclusions de la littérature.

Les résultats expérimentaux indiquent globalement une décroissance du gradient maximum de température avec l'étirement, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène. Sur les données expérimentales, il est difficile d'interpréter les tendances relatives à l'influence de la concentration en hydrogène sur la sensibilité à l'étirement. En revanche, on observe que l'influence de l'étirement sur le gradient maximum de température décroît lorsque la richesse augmente, ce qui est cohérent avec les calculs OPPDIF et la littérature. Il convient cependant d'être prudent sur l'interprétation des tendances relatives à l'influence de l'étirement, car un tel écart avec OPPDIF suggère que ces tendances sont perturbées.

Nous observons que le gradient maximum de température augmente avec la richesse et la concentration en hydrogène ce qui est cohérent avec les résultats de [Lafay, Renou et al., 2009].

Enfin, nous constatons que l'influence de l'hydrogène sur le gradient maximum de température augmente lorsque la richesse diminue.

10.4. Etude de l'épaisseur de flamme

La température des gaz brûlés ainsi que le gradient maximum de température déterminés dans les sections précédentes nous permettent à présent de calculer l'épaisseur de flamme $\delta_{Spalding}$ telle qu'elle est définit par Spalding :

$$\delta = \frac{(T_b - T_u)}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\max}} \tag{101}$$

Rappelons que T_b représente la température des gaz brûlés, T_u la température de gaz frais et $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\max}$ le gradient maximum de température.

Dans cette section, nous allons étudier l'influence sur l'épaisseur de flamme de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible pour différentes conditions d'étirement.

10.4.1. Influence de la richesse

La Figure 143 représente l'évolution de l'épaisseur de flamme déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement de flammes de prémélange CH_4/Air de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Pour comparaison, nous avons également représenté sur cette figure les valeurs numériques tirées des calculs OPPDIF. La même présentation est utilisée de la Figure 144 à la Figure 148, pour caractériser l'évolution de l'épaisseur de flamme déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air avec respectivement 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible, dans chaque cas pour des richesses de 0.6, 0.7 et 0.8.

Pour chaque composition représentée ici, on remarque que l'évolution de l'épaisseur de flamme semble linéaire. Nous avons donc superposé les droites de régression aux données expérimentales et numériques. Les équations de ces droites sont indiquées.

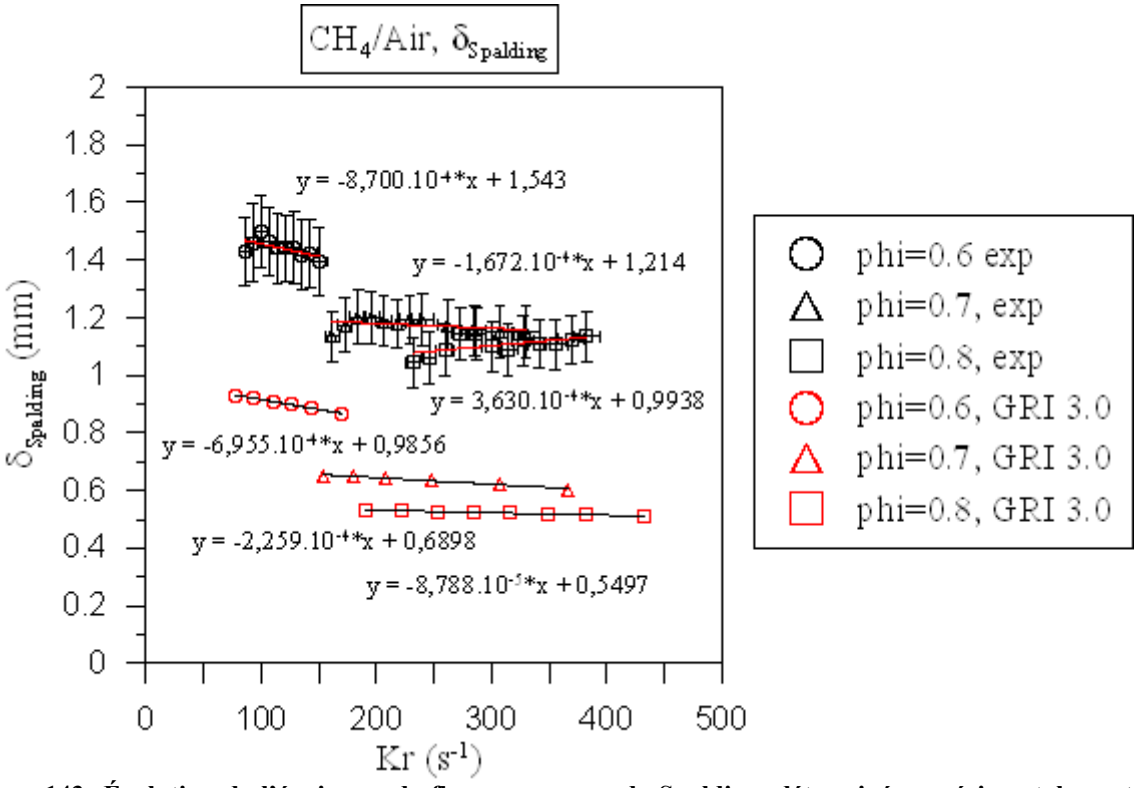


Figure 143: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange CH_4/Air, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

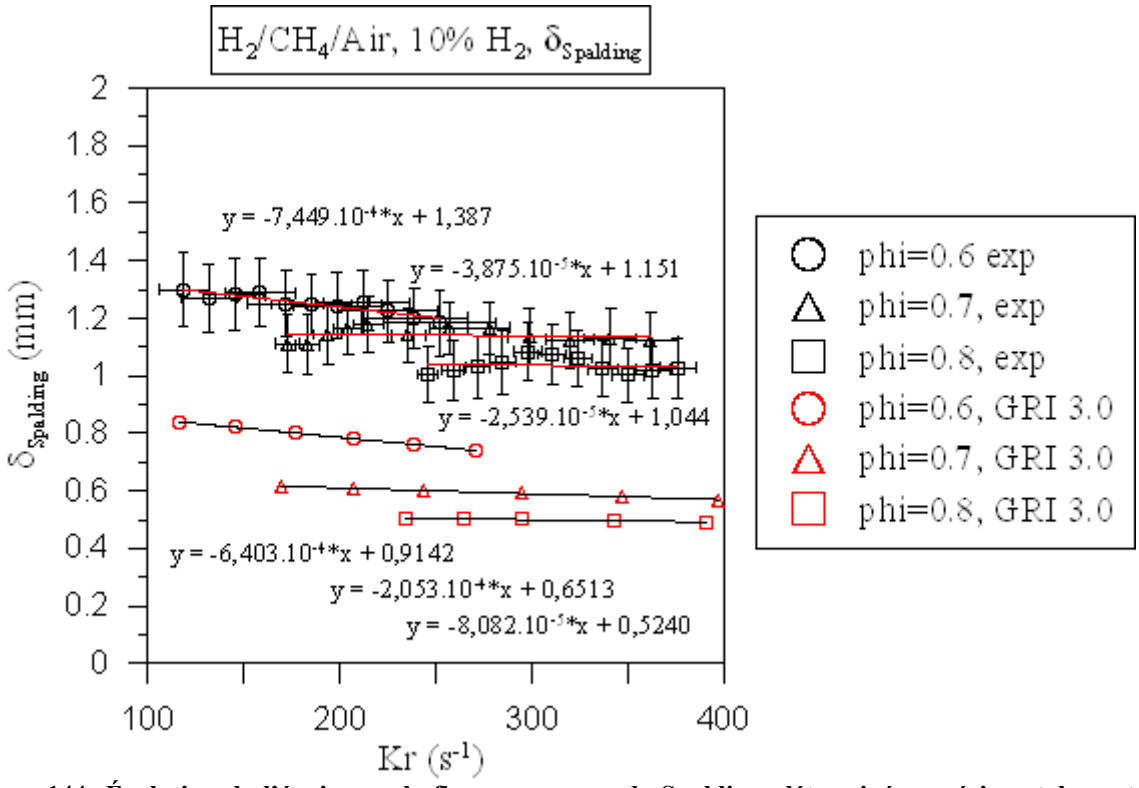


Figure 144: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, avec 10% d'hydrogène dans le combustible, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

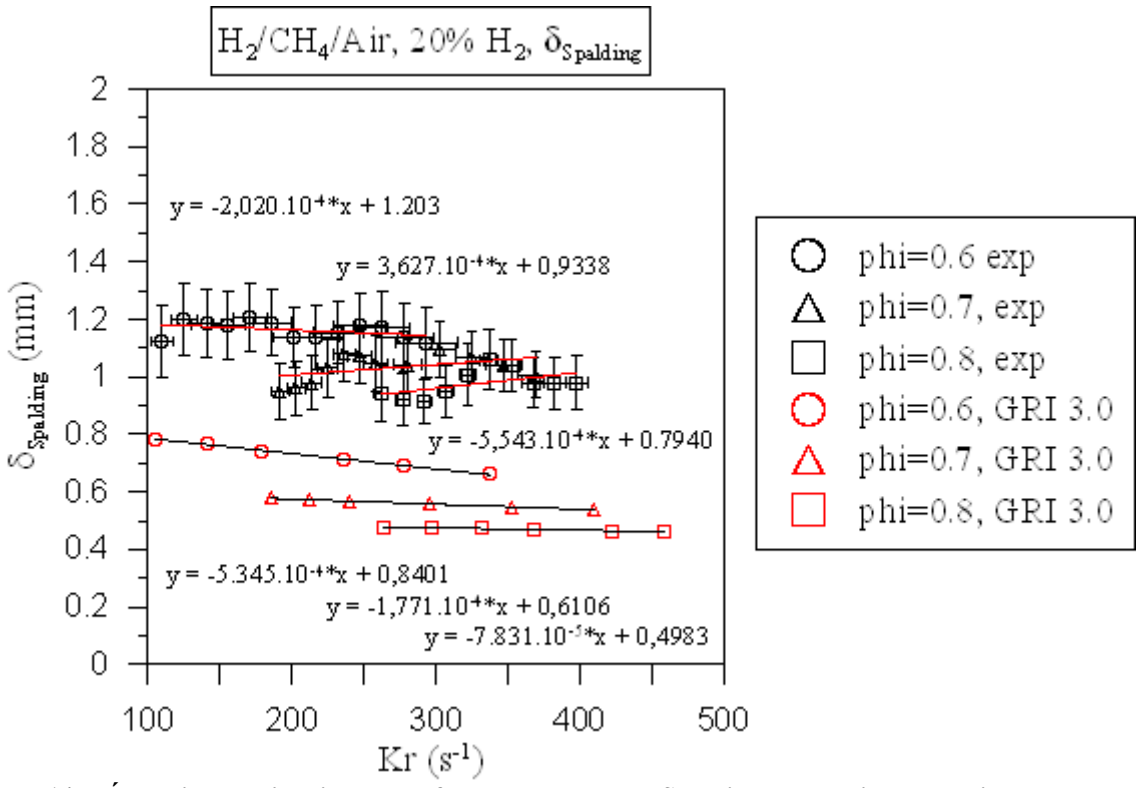


Figure 145: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, avec 20% d'hydrogène dans le combustible, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

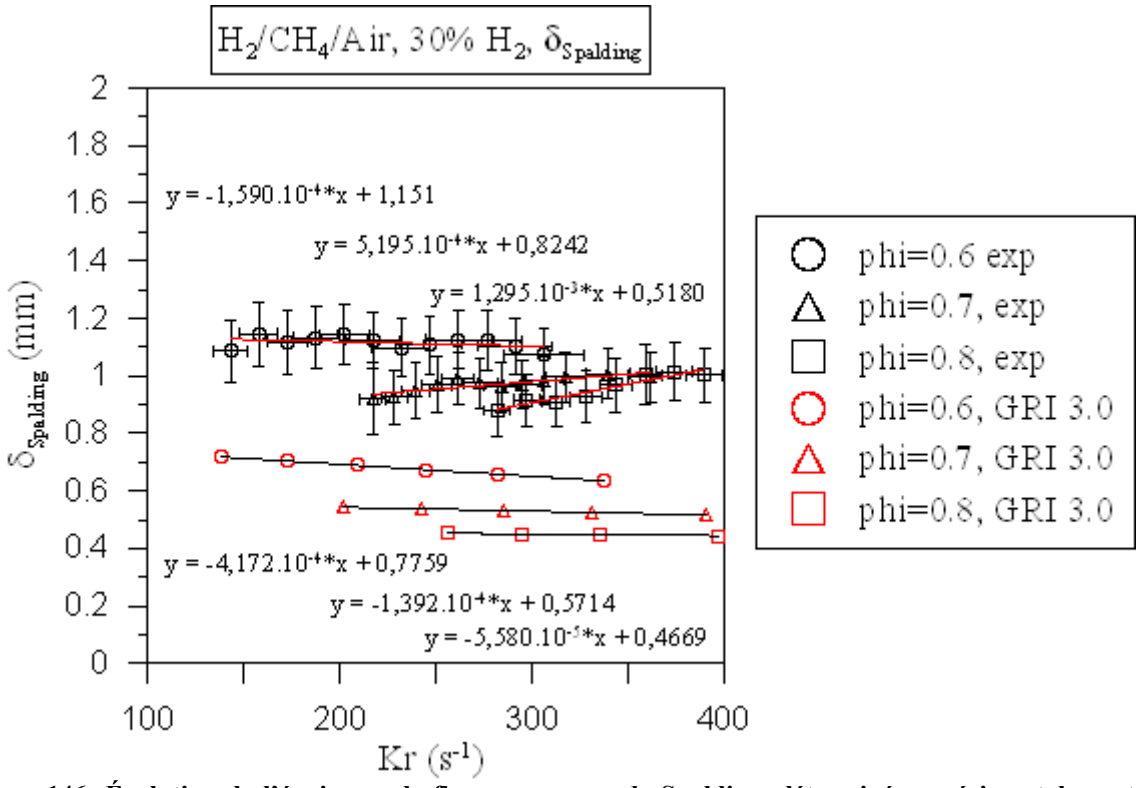


Figure 146: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, avec 30% d'hydrogène dans le combustible, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

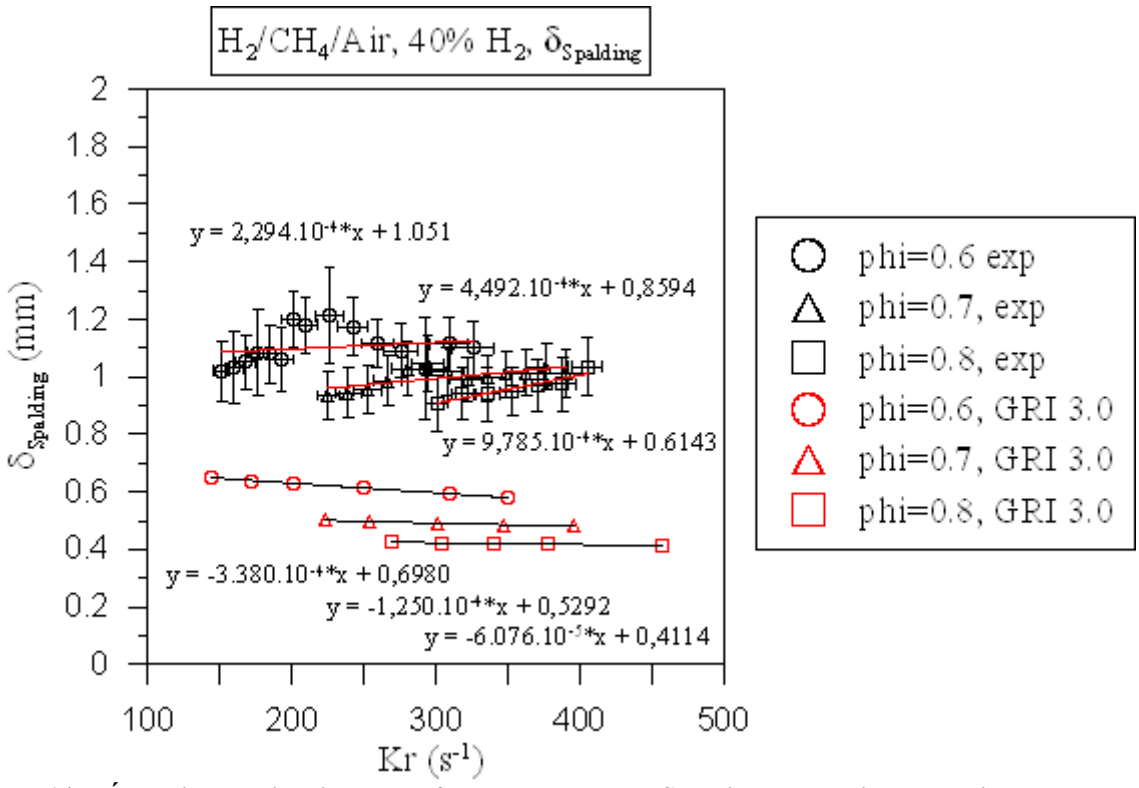


Figure 147: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, avec 40% d'hydrogène dans le combustible, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

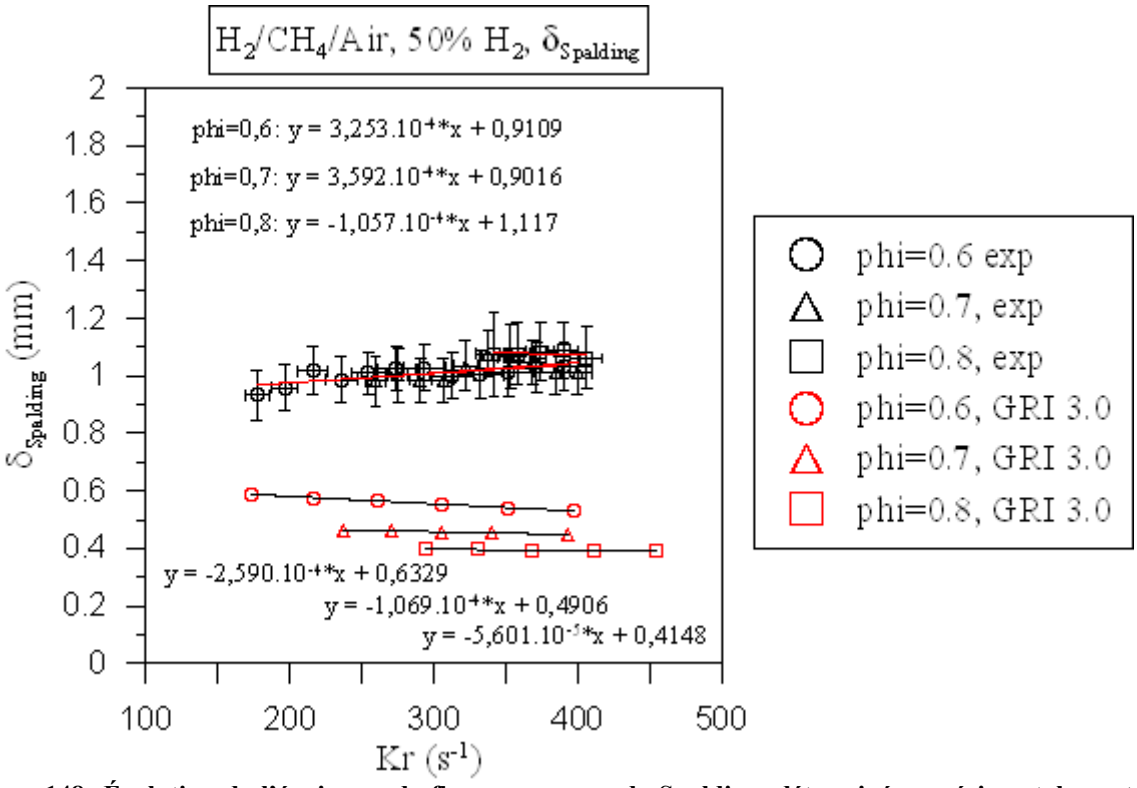


Figure 148: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, avec 50% d'hydrogène dans le combustible, de richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

On peut tout de suite remarquer l'écart important entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Cet écart est évidemment lié à celui observé entre les valeurs expérimentales et numériques du gradient maximum de température.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, l'évolution de l'épaisseur de flamme, qu'elle soit issue de l'expérience ou du calcul numérique, semble linéaire. Aucun élément ne traduit la présence de palier comme on a pu en observer lors de l'étude de la température des gaz brûlés. L'évolution de l'épaisseur de flamme semble donc principalement influencée par les tendances relatives au gradient maximum de température.

On remarque, d'après les résultats numériques, que l'épaisseur de flamme décroît lorsque l'étirement augmente, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible. Cette décroissance est comprise entre 2 et 7% pour l'ensemble des cas étudiés. D'après les données expérimentales, l'épaisseur de flamme décroît avec l'étirement pour les faibles valeurs de richesse et de concentration en hydrogène. Cette décroissance s'atténue jusqu'à 20% d'hydrogène dans le fuel et une richesse de 0.7, puis la tendance s'inverse.

On observe également que les résultats expérimentaux comme les résultats numériques montrent une diminution de l'épaisseur de flamme lorsque la richesse augmente, quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible. Ces tendances sont clairement visibles sur la Figure 149, représentant la variation de l'épaisseur de flamme, moyennée sur la gamme d'étirement, en fonction de la richesse pour les flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 20, 30, 40 et 50%.

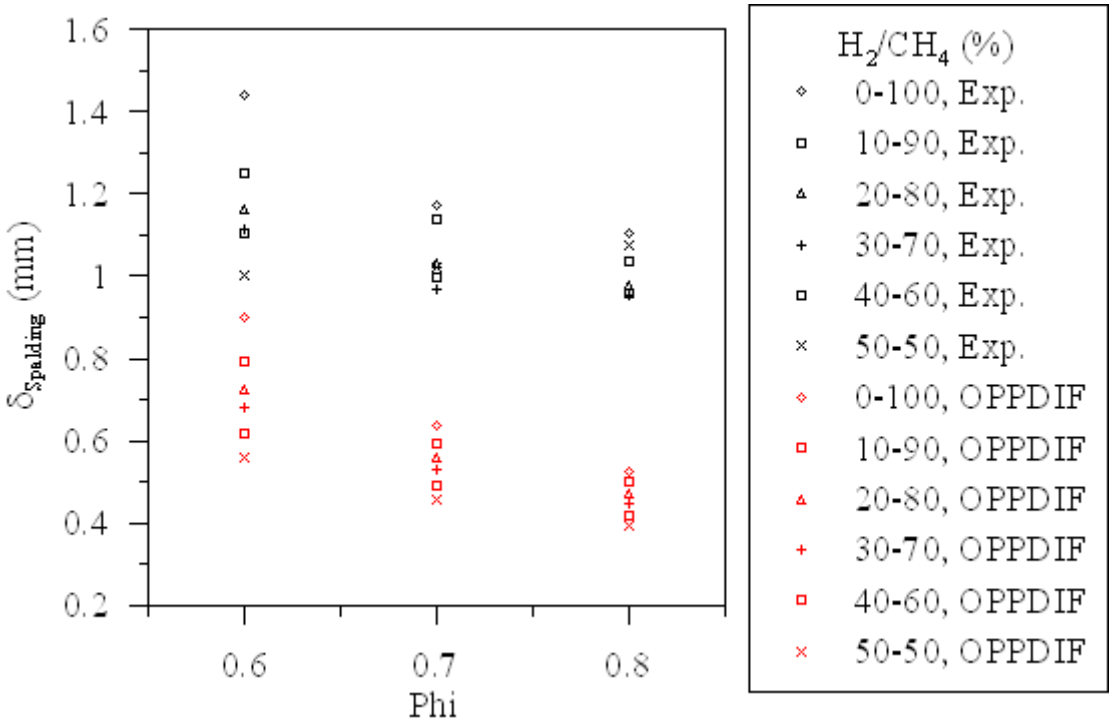


Figure 149: Variation de l'épaisseur de flamme moyenne (moyenne sur la gamme d'étirement), en fonction de la richesse pour les flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de concentration en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 20, 30, 40 et 50%. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

La variation de l'épaisseur a été évaluée pour une augmentation de la richesse de 0.6 à 0.7 et de 0.7 à 0.8. Les résultats de cette évaluation sont résumés dans le Tableau 9. On remarque sur les données numériques que les variations de l'épaisseur de flamme avec la richesse sont plus importantes entre 0.6 et 0.7 qu'entre 0.7 et 0.8. Cette tendance se retrouve sur les données expérimentales pour une majorité de cas. Il apparaît donc que l'influence de la richesse sur l'épaisseur de flamme est plus importante pour les faibles valeurs de richesse.

Notons que l'influence de la richesse semble s'atténuer lorsque la concentration en hydrogène augmente. Nous reviendrons sur cette tendance dans la section suivante.

H_2-CH_4 (%)	Variations de l'épaisseur de flamme (%)			
	Expériences		OPPDIF	
	Phi=0.6 à 0.7	Phi=0.7 à 0.8	Phi=0.6 à 0.7	Phi=0.7 à 0.8
0-100	-18.5	-6	-30	-18
10-90	-9	-9	-25	-16
20-80	-11	-5	-23	-16
30-70	-13	-2	-22	-15
40-60	-9.5	-4	-20	-14
50-50	-2	-6	-18	-14

Tableau 9 : Variation de l'épaisseur de flamme moyenne (moyenne sur la gamme d'étirement), de phi=0.6 à 0.7 et de phi=0.7 à 0.8, pour les flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de concentration en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 20, 30, 40 et 50%. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

10.4.2. Influence de l'ajout en hydrogène

Sur la Figure 150, nous avons représenté l'évolution de l'épaisseur de flamme calculée suivant la définition de Spalding, à partir des données expérimentales et numériques, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de richesse 0.6, avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 0, 10, 30 et 50%. A chaque profil d'épaisseur, nous avons superposé la droite de régression correspondante dont l'équation est indiquée. La même présentation est utilisée dans la Figure 151 et la Figure 152 pour caractériser l'évolution de l'épaisseur de flamme, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesses 0.6, 0.7 et 0.8.

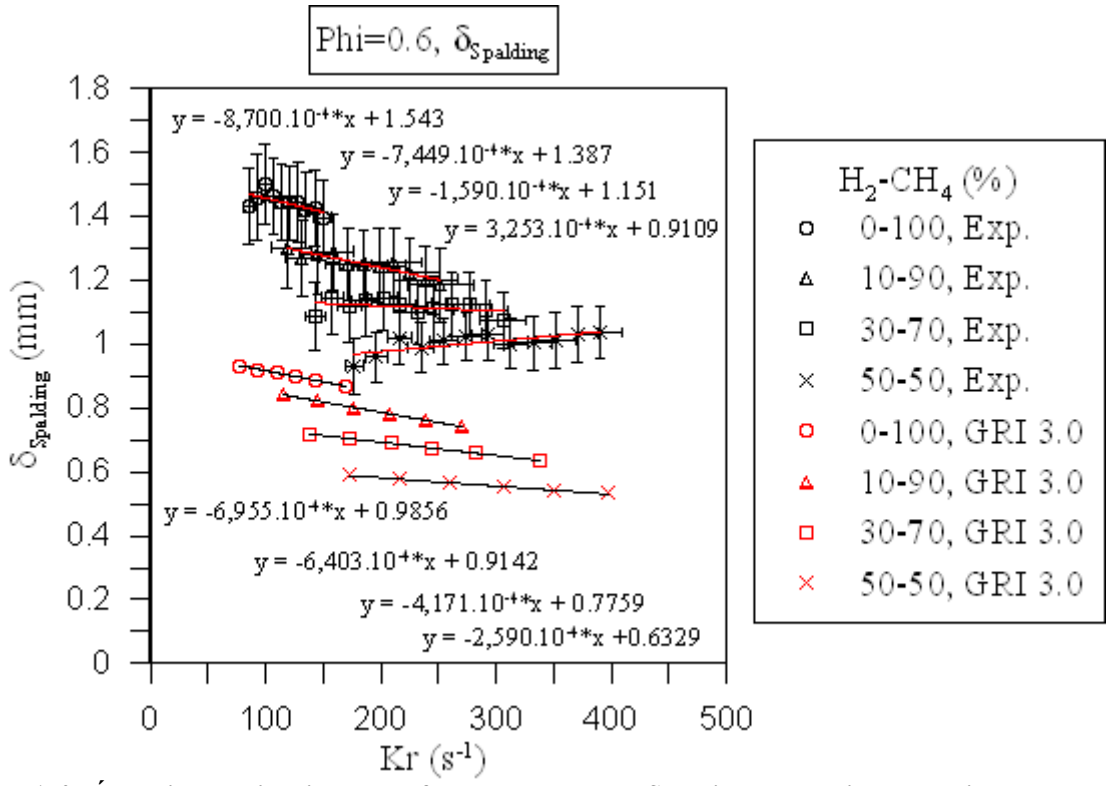


Figure 150: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 30 et 50%, de richesse 0.6. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

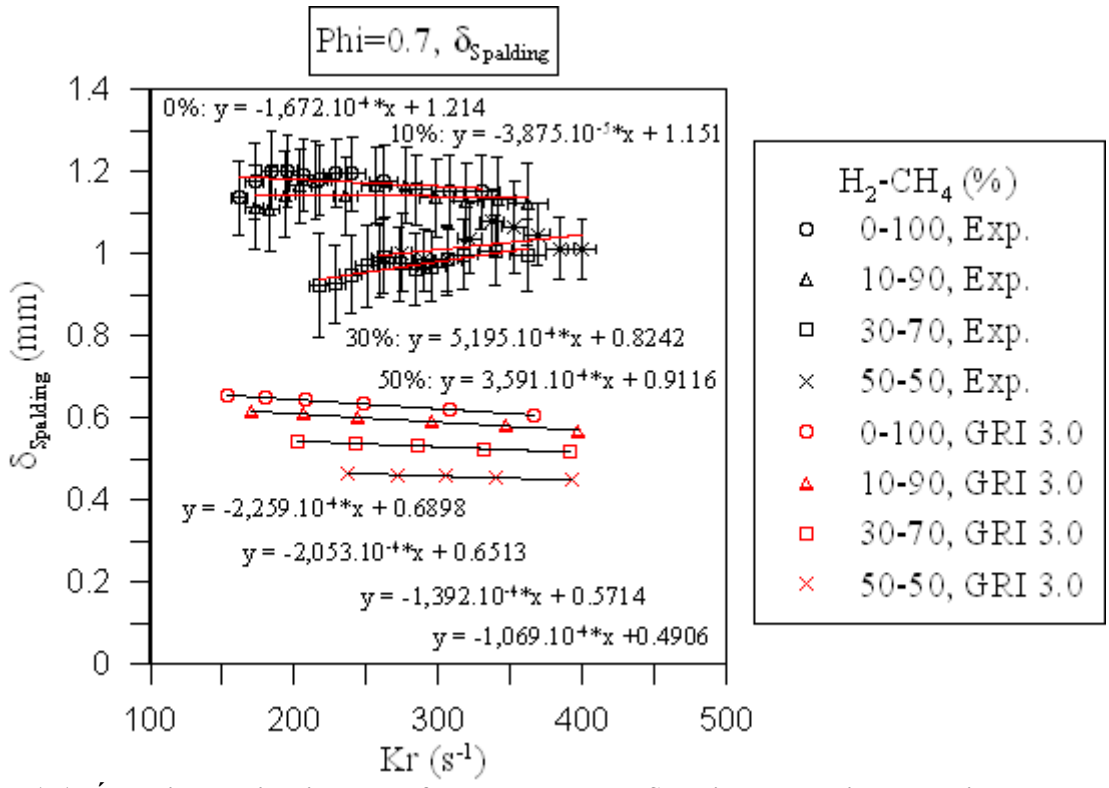


Figure 151: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 30 et 50%, de richesse 0.7. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

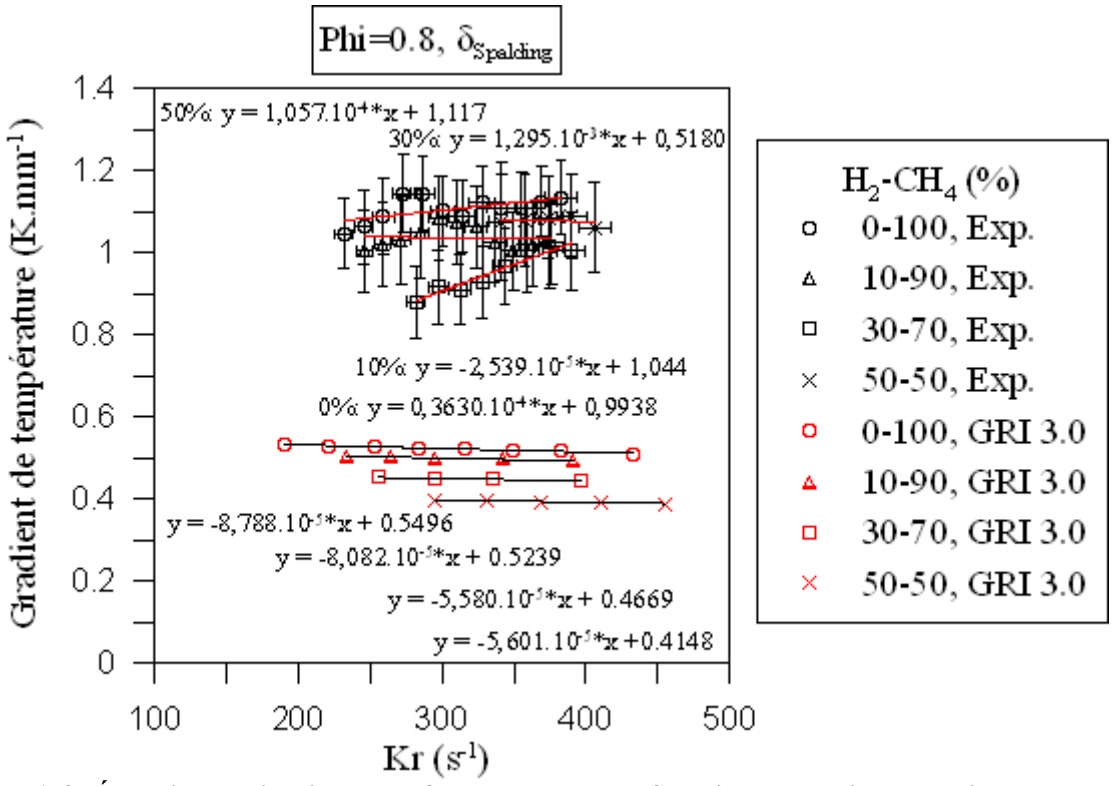


Figure 152: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CH_4/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 0, 10, 30 et 50%, de richesse 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

On observe sur les données numériques, que la sensibilité de l'épaisseur de flamme à l'étirement, diminue lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmente. On constate une évolution des tendances expérimentales en ce sens pour phi=0.6. Au-delà, les tendances expérimentales relatives à l'influence de l'étirement semblent quelque peu incohérentes.

Les données expérimentales comme les données numériques montrent que l'épaisseur de flamme décroît lorsque la concentration en hydrogène augmente, quelle que soit la richesse. Cette tendance est clairement visible sur la Figure 153, représentant l'évolution de l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CH_4/Air en fonction de la concentration en hydrogène dans le combustible, pour des valeurs de la richesse de 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats des calculs numériques. On remarque cependant que les cas phi=0.7 et 0.8, pour 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible, ne respectent pas cette tendance. Il parait clair que cela provient d'un biais de mesure. Notons que les résultats numériques indiquent que l'épaisseur de flamme varie linéairement avec la concentration en hydrogène.

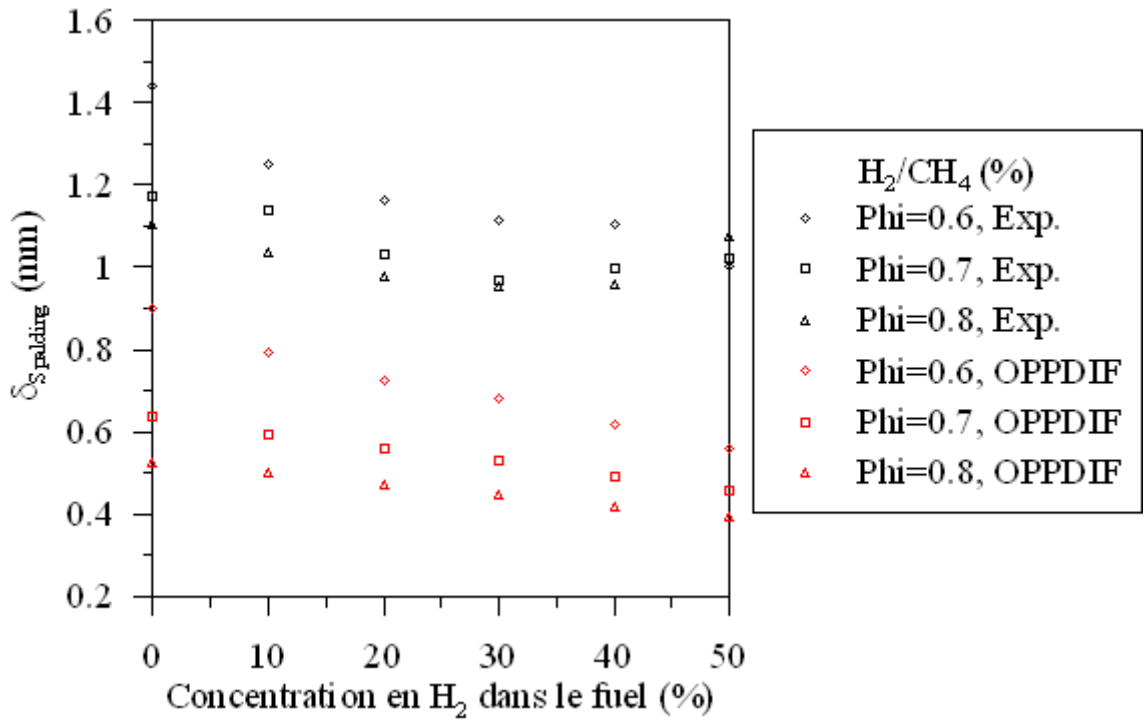


Figure 153 : Évolution de l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CH_4/Air en fonction de la concentration en hydrogène dans le combustible, pour des valeurs de la richesse de 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Les variations de l'épaisseur de flamme ont été évaluées. Les résultats sont résumés sur la Figure 154.

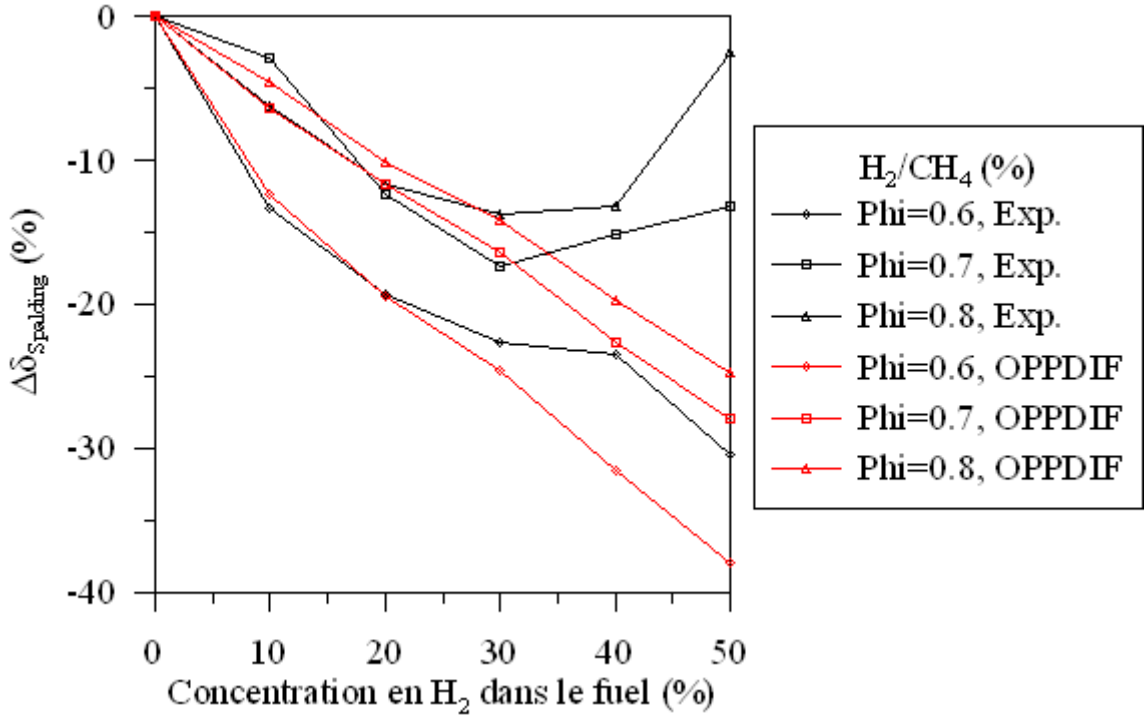


Figure 154: Évolution de l'écart entre l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CH_4/Air pour une concentration en hydrogène dans le combustible donné et sa valeur pour le cas 0% H_2, évaluée pour une richesse 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Comme nous l'avons suggéré précédemment, on observe que l'influence de la concentration en hydrogène sur l'épaisseur de flamme diminue lorsque la richesse augmente. Comme nous avions pu le remarquer sur la Figure 153, les calculs OPPDIF prédisent une évolution quasi linéaire de l'épaisseur de flamme avec la concentration en hydrogène entre 10 et 50% d'hydrogène dans le combustible. L'influence de l'hydrogène semble plus importante entre 0 et 10% d'hydrogène dans le combustible, particulièrement pour phi=0.6.
Enfin, on remarque que les écarts évalués à partir des données expérimentales et numériques sont cohérents entre 0 et 30% d'hydrogène dans le combustible. Au-delà, les tendances expérimentales apparaissent significativement biaisées.

Pour résumer, l'évolution de l'épaisseur de flamme définie par Spalding, en fonction de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible, a été étudiée pour différentes valeurs de l'étirement. Nous avons remarqué qu'il existait un écart important entre les valeurs numériques et les valeurs expérimentales, hérité principalement de l'écart observé entre les valeurs numériques et expérimentales du gradient maximum de température.
D'après les résultats numériques, l'épaisseur de flamme diminue lorsque l'étirement augmente, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène. La sensibilité à l'étirement diminue lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmente. Les résultats numériques sont cohérents avec la littérature.
L'interprétation des tendances expérimentales relatives à la sensibilité à l'étirement est délicate. Elles sont cohérentes pour phi=0.6 et 0.7 et des concentrations en hydrogène inférieures à 30%. Cependant, les incertitudes sont importantes et on observe, pour les plus fortes richesses, une inversion de tendance qui n'est pas cohérente avec les calculs numériques ou la littérature. Rappelons tout de même que les données expérimentales sur la température des gaz brûlés sont perturbées dans ces conditions, notamment à cause du rognage des profils de température.
Nous avons également observé sur les données expérimentales et numériques que l'épaisseur de flamme diminue lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmentent, ce qui est cohérent avec les résultats de (Halter, Chauveau et al. 2005) et [Lafay, Renou et al., 2009].
L'influence de la richesse est plus marquée pour les faibles valeurs de celle-ci. L'influence de la richesse diminue lorsque la concentration en hydrogène augmente et inversement.

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de la richesse ($0.6 \leq phi \leq 0.8$) et de la concentration en hydrogène dans le combustible ($0\% \leq H_2\% \leq 50\%$) sur le profil de température à travers un front de flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air. Trois grandeurs fondamentales ont été étudiées : la température des gaz brûlés, le gradient maximum de température et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding.

Comme nous l'avions suggéré dans la partie dédiée au développement des outils expérimentaux et numériques, le diagnostic optique est significativement perturbé par la présence des gaz chauds et de la flamme sur le trajet de la nappe laser et dans le champ d'observation. Une méthode d'ajustement a été développée pour corriger le biais introduit par ces perturbations.

Nous avons démontré l'efficacité de cet ajustement pour l'étude de la température des gaz brûlés. Ainsi, nous avons pu observer expérimentalement que la température des gaz brûlés était peu influencée par l'étirement. Pour les plus faibles richesses et les plus faibles concentrations en hydrogène, nous avons tout de même observé des décroissances de la température des gaz brûlés dont l'origine a été attribuée à des conditions expérimentales proches des conditions d'extinction. Il a été observé que l'augmentation de la richesse et/ou de la concentration en hydrogène permettaient à la flamme de mieux résister aux contraintes hydrodynamiques. Enfin, nous avons constaté que la température des gaz brûlés augmentait avec la richesse et la concentration en hydrogène.

Durant l'étude du gradient maximum de température, un écart important a été relevé entre les valeurs expérimentales et numériques, qui a révélé l'importance du phénomène de « beam steering » dans cette configuration expérimentale. Une étude détaillée des tendances expérimentales a permis cependant d'observer des phénomènes intéressants.

Les données numériques ont révélé que, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible, le gradient maximum de température augmente avec l'étirement. L'influence de l'étirement diminue légèrement lorsque la richesse augmente.

L'augmentation de l'influence de l'étirement lorsque la concentration en hydrogène augmente a mis en évidence la diffusion préférentielle de l'hydrogène vers le front de flamme, favorisée par la géométrie de l'écoulement.

Il convient cependant d'être prudent sur l'interprétation des tendances **relatives à l'influence de l'étirement** car un tel écart avec OPPDIF suggère que ces tendances sont biaisées. Nous avons tout de même remarqué que la sensibilité à l'étirement du gradient maximum de température décroît lorsque la richesse augmente, ce qui est cohérent avec les calculs OPPDIF et la littérature.

Nous avons observé, sur les résultats expérimentaux comme sur les résultats numériques, que le gradient maximum de température augmentait avec la richesse et la concentration en hydrogène, ce qui est cohérent avec les résultats de [Lafay, Renou et al., 2009].

Enfin, nous avons constaté que l'influence de l'hydrogène sur le gradient maximum de température augmentait lorsque la richesse diminuait.

Enfin, l'épaisseur de flamme expérimentale étant calculée à partir des grandeurs mesurées, elles sont elles aussi très perturbées. L'interprétation des tendances **relatives à l'influence de l'étirement** est donc délicate sur les résultats expérimentaux.

Les données OPPDIF sont cohérentes avec la littérature en indiquant, lorsque l'étirement augmente, une décroissance de l'épaisseur de flamme qui tend à s'atténuer lorsque l'on tend vers la stoechiométrie. Les données expérimentales sont cohérentes avec ce phénomène pour les faibles valeurs de richesse.

Nous avons montré, sur les données expérimentales comme sur données numériques, que l'épaisseur de flamme diminuait lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmentaient ce qui est cohérent avec les travaux déjà réalisés sur ce sujet.

L'influence de la richesse est plus marquée pour les faibles valeurs de celle-ci. L'influence de la richesse diminue lorsque la concentration en hydrogène augmente et inversement.

11. Etude expérimentale d'un front de flamme laminaire de prémélange H_2-CO-Air

Ce chapitre est consacré à la caractérisation des fronts de flamme laminaire de prémélange H_2/CO/Air pauvre, par diffusion Rayleigh induite par laser. Les données expérimentales ayant été caractérisées dans le chapitre précédent, nous passerons directement à l'étude de la température des gaz brûlés, du gradient de température et de l'épaisseur de flamme définie par Spalding. Pour chacune de ces grandeurs, nous tenterons de caractériser l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène, pour différentes conditions d'étirement. Pour comparaison, des calculs numériques ont été réalisés avec OPPDIF, en utilisant le mécanisme de [Sun, Yang et al., 2007] et le modèle de transport « mixture averaged » agrémenté de l'effet Soret. Suite à quelques difficultés de convergence, nous avons utilisé pour les calculs à phi=0.6, un modèle de transport multi composants agrémenté de l'effet Soret. Rappelons que l'écart entre les deux derniers modèles est inférieur à 1.5%, toute grandeur confondue (température des gaz brûlés, gradient maximum de température ou épaisseur de flamme).

11.1. Étude de la température des gaz brûlés

Dans cette section, nous allons étudier l'influence sur la température des gaz brûlés, de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible, pour différentes conditions d'étirement. Comme dans le chapitre précédent, nous discuterons de la validité de la technique d'ajustement.

11.1.1. Influence de la richesse

Sur la Figure 155 et la Figure 156, sont représentées les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5, avec une concentration en hydrogène dans le combustible de 10% respectivement avant et après ajustement des profils de température. Pour comparaison, nous avons représenté sur chaque figure, les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF pour les mêmes conditions d'étirement, pour des richesses 0.4, 0.5 et 0.6.

Les données expérimentales pour phi=0.6 ne figurent pas sur les graphiques. En effet, nous avons rencontré des problèmes lors de la régulation des débits importants de monoxyde de carbone à cette richesse. Aucune donnée n'a pu être exploitée.

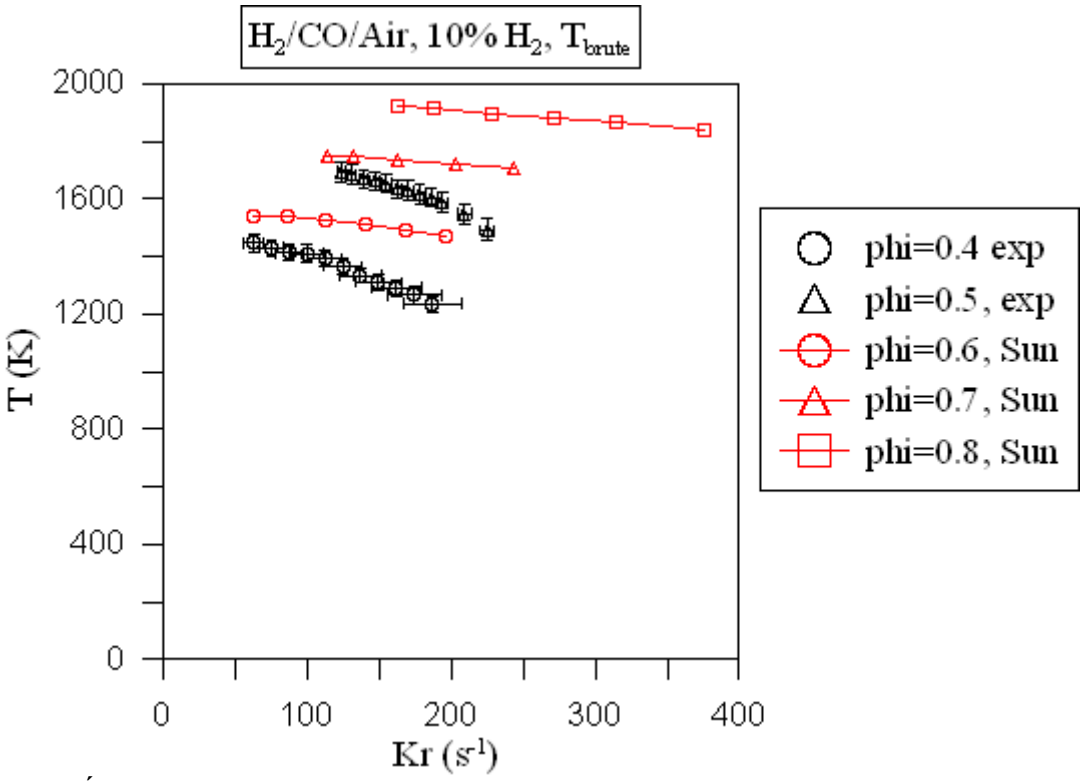


Figure 155: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

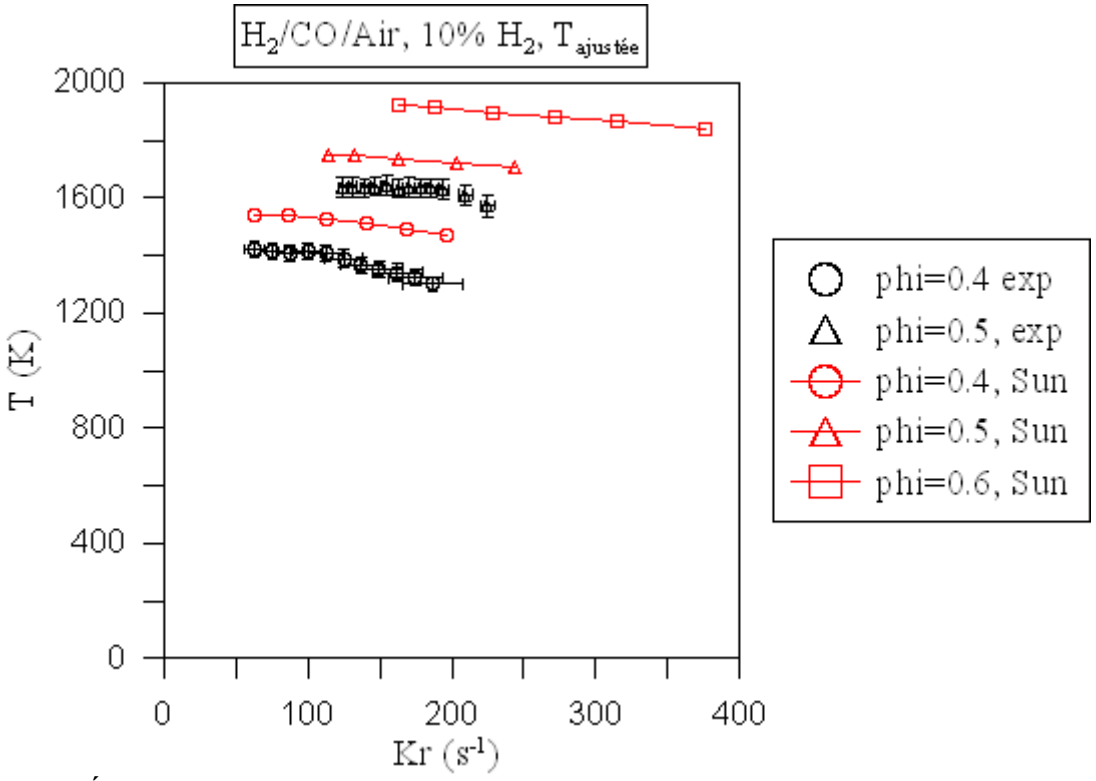


Figure 156: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, après ajustement, pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On remarque, avant ajustement, que les données expérimentales comme les données numériques montrent une décroissance de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente, quelle que soit la valeur de celui-ci. Cette décroissance est plus marquée pour les résultats expérimentaux. De plus, ces derniers sont globalement inférieurs aux résultats numériques.

Après ajustement, les tendances apparaissent significativement modifiées. Pour phi=0.4, on observe toujours une décroissance de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente mais elle n'est plus que de 8% contre 15% avant ajustement sur toute la gamme d'étirement. De plus, cette décroissance s'accélère au-delà de 110 s^{-1}. Ainsi, entre 60 et 110s^{-1}, la décroissance est évaluée à 4%, ce qui est cohérent avec celle prévue par OPPDIF qui est de 5%.

Après ajustement, la température des gaz brûlés pour phi=0.5, évolue de moins de 1% entre 120 et 200 s-1, au lieu de 6% avant ajustement. Sur cette même gamme d'étirement, les calculs OPPDIF prédisent une variation d'environ 1.5% de cette même température.

Après ajustement, les tendances relatives à l'influence de l'étirement sont donc cohérentes entre les données issues de l'expérience et du calcul numérique.

En revanche, on note pour phi=0.4 et phi=0.5 que les données expérimentales sont globalement inférieures aux données numériques. L'écart est évalué en moyenne à 9 et 5% respectivement pour phi=0.4 et phi=0.5.

Les résultats expérimentaux comme les résultats numériques indiquent que la température des gaz brûlés croît avec la richesse. Entre phi=0.4 et phi=0.5, cette croissance est évaluée en moyenne à 18% et 15%, respectivement pour les données expérimentales et numériques.

Comme pour le cas précédent, la Figure 157 et la Figure 158 représentent les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, et 0.5, avec une concentration en hydrogène dans le combustible de 20%, respectivement avant et après ajustement des profils de température. Pour comparaison, nous avons représenté sur chaque figure les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF.

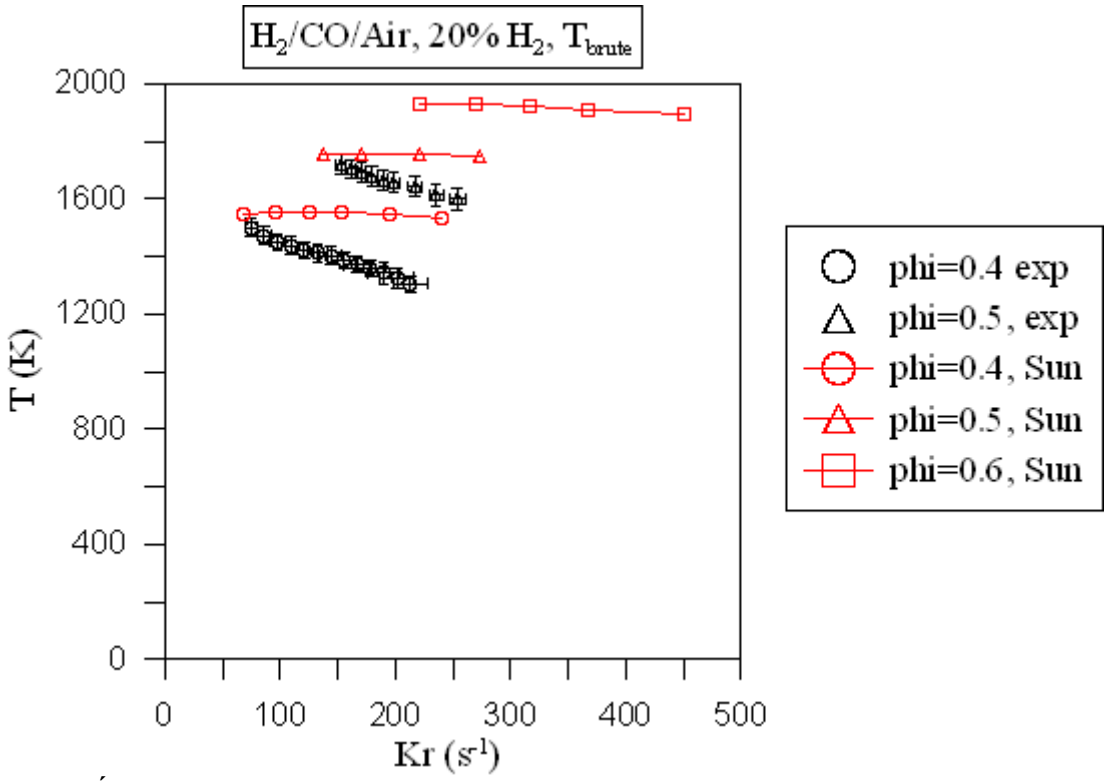


Figure 157: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 20% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

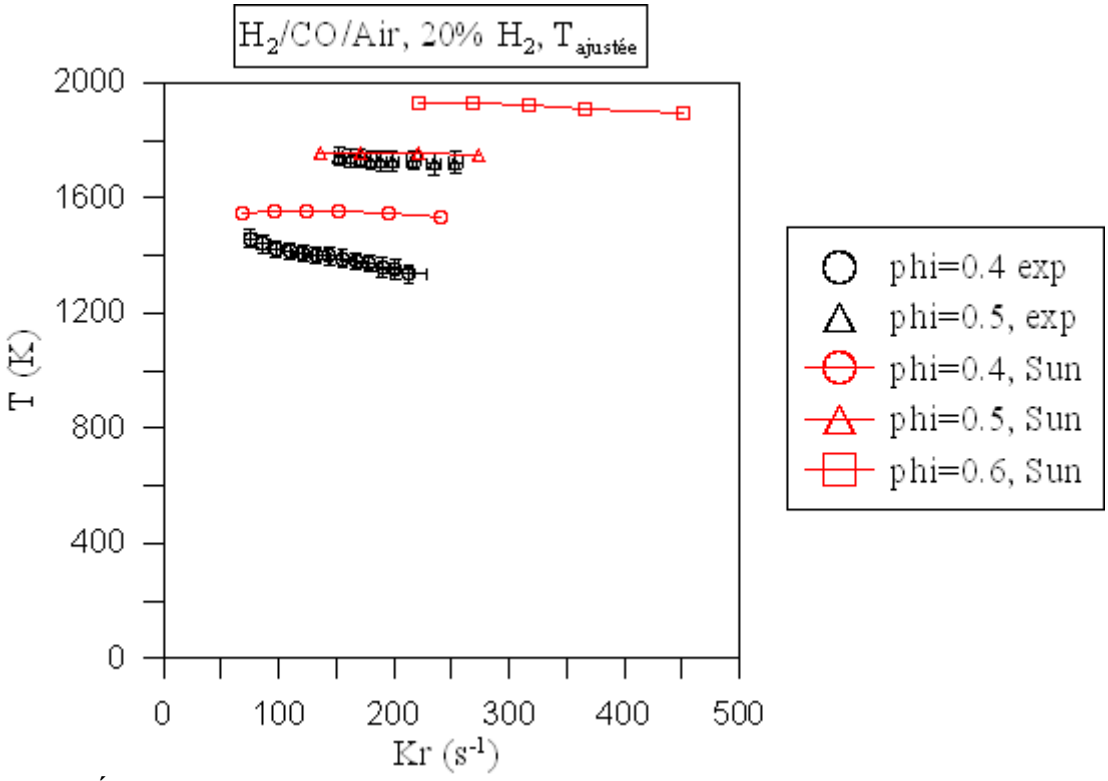


Figure 158: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, après ajustement, pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 20% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Même après ajustement, la température des gaz brûlés dans le cas phi=0.4 décroît lorsque l'étirement augmente sur toute la gamme de valeurs de celui-ci. L'ajustement a permis de réduire cette décroissance de 13% à 8%. Le calcul OPPDIF indique une sensibilité à l'étirement très faible pour des conditions d'étirement similaires, avec une variation inférieure à 1%. Cette tendance, ainsi que celle observée pour 10% d'hydrogène dans le combustible et phi=0.4, rappelle celle observée dans le cadre de l'étude du prémélange H_2/CH_4/Air, dont nous avions attribué l'origine aux contraintes hydrodynamiques.
Ce phénomène n'est pas observé pour phi=0.5. En effet, l'ajustement a permis de redresser le profil d'évolution de la température des gaz brûlés, le rendant particulièrement cohérent en tendance et en valeur avec les résultats du calcul OPPDIF pour des conditions d'étirement similaires. On observe ainsi que la température des gaz brûlés est très peu influencée par l'étirement puisqu'elle varie de moins de 1% sur toute la gamme d'étirement. Notons que l'écart entre les valeurs expérimentales et numériques est inférieur à 1.5%.
Enfin, on constate que les résultats expérimentaux comme les résultats numériques indiquent que la température des gaz brûlés augmente avec la richesse respectivement de 19% et de 12%. Notons que si on ne retient que la première valeur expérimentale pour phi=0.4, l'écart avec les valeurs de température pour phi=0.5 n'est plus que de 13%, ce qui est plus cohérent avec les résultats des calculs numériques.

La Figure 159 et la Figure 160 représentent les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, et 0.5, avec une concentration en hydrogène dans le combustible de 30%, respectivement avant et après ajustement des profils de température. Pour comparaison, nous avons représenté sur chaque figure les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF.

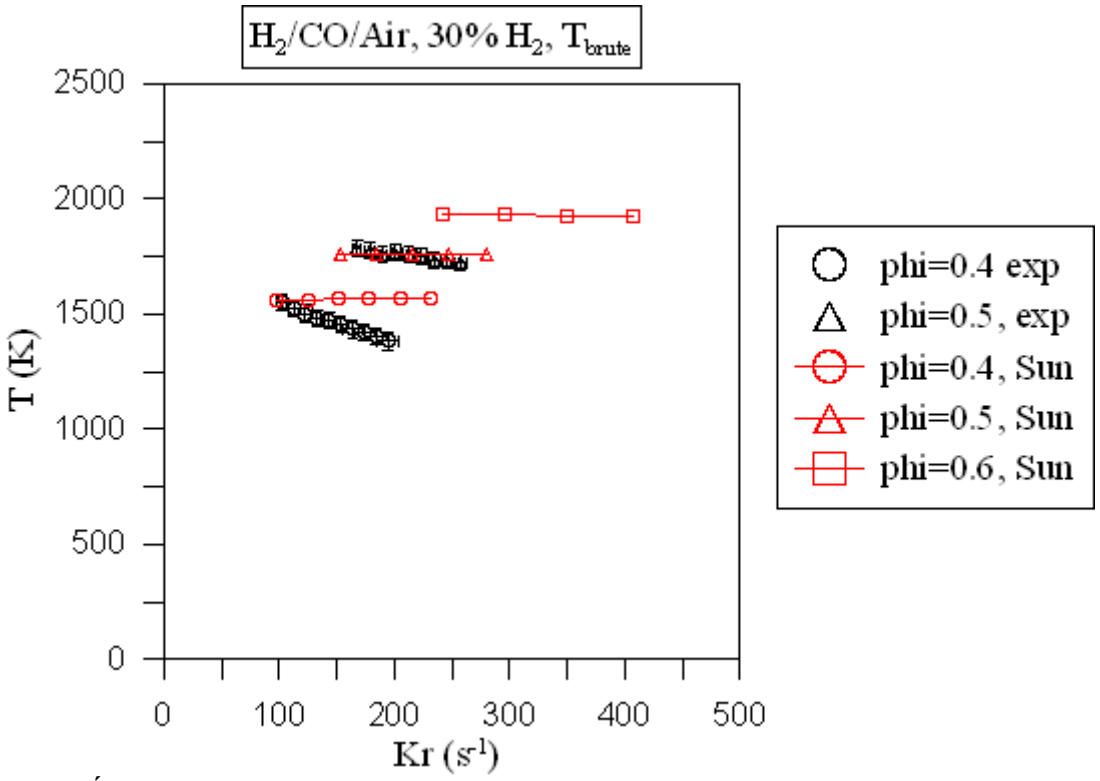


Figure 159: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

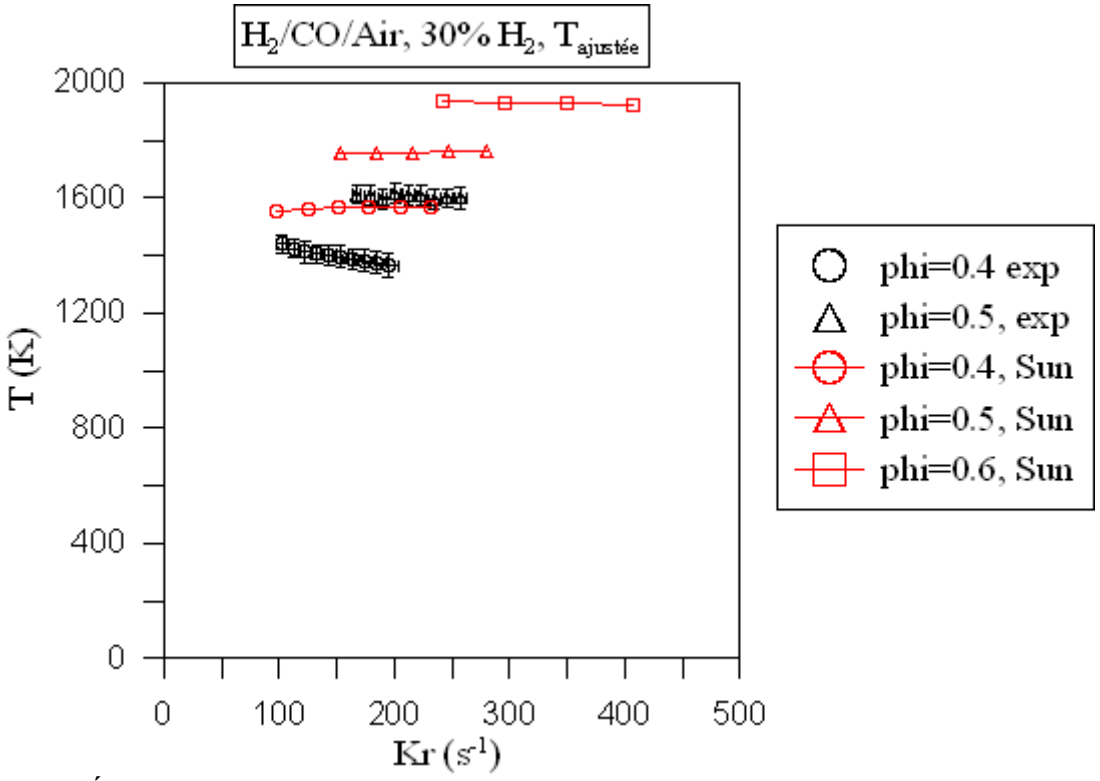


Figure 160: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, après ajustement, pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Après ajustement, la température des gaz brûlés de la flamme de prémélange de richesse 0.4 est peu influencée par l'étirement. En effet, elle ne varie que de 2% sur toute la gamme d'étirement, s'étalant de 100 s^{-1} à 200 s^{-1}. Notons qu'il s'agit d'une décroissance de 2%. Cela est cohérent avec les résultats des calculs OPPDIF qui indiquent une variation inférieure à 1% sur une gamme d'étirement similaire.

Cependant, on note que la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement, est globalement inférieure à celle déterminée numériquement. L'écart est évalué en moyenne à 12%. Ce problème est particulièrement visible pour phi=0.5. En effet, on remarque que, contrairement au cas précédent, les valeurs expérimentales de la température des gaz brûlés semblent déjà cohérentes avec les valeurs numériques avant ajustement. La température déterminée expérimentalement ne décroît que de 3.5% sur toute la gamme d'étirement alors que l'on observe une variation inférieure à 1% pour la température déterminée par le calcul numérique. De plus, l'écart entre ces deux températures est évalué en moyenne à moins de 1%. Parallèlement, sur cette même gamme d'étirement, la température des gaz frais déterminée expérimentalement, décroît de 349 à 310 K, soit des températures supérieures de 3 à 16% à la température « réelle » des gaz frais.

Ainsi, l'ajustement réduit les variations de la température des gaz brûlés avec l'étirement à moins de 1% mais, dans le même temps, elle réduit globalement cette température, conduisant à un écart de 9% avec les résultats numériques. Il semblerait que, dans ce cas, seule la mesure de la température des gaz frais soit biaisée.

Malgré tout, on constate encore une fois que la température des gaz brûlés augmente avec la richesse, de 13% en moyenne d'après les données expérimentales et de 11% en moyenne d'après les données numériques, lorsque l'on passe de phi=0.4 à phi=0.5.

La Figure 161 et la Figure 162 représentent les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, et 0.5, avec une concentration en hydrogène dans le combustible de 40%, respectivement avant et après ajustement des profils de température. Pour comparaison, nous avons représenté sur chaque figure les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF.

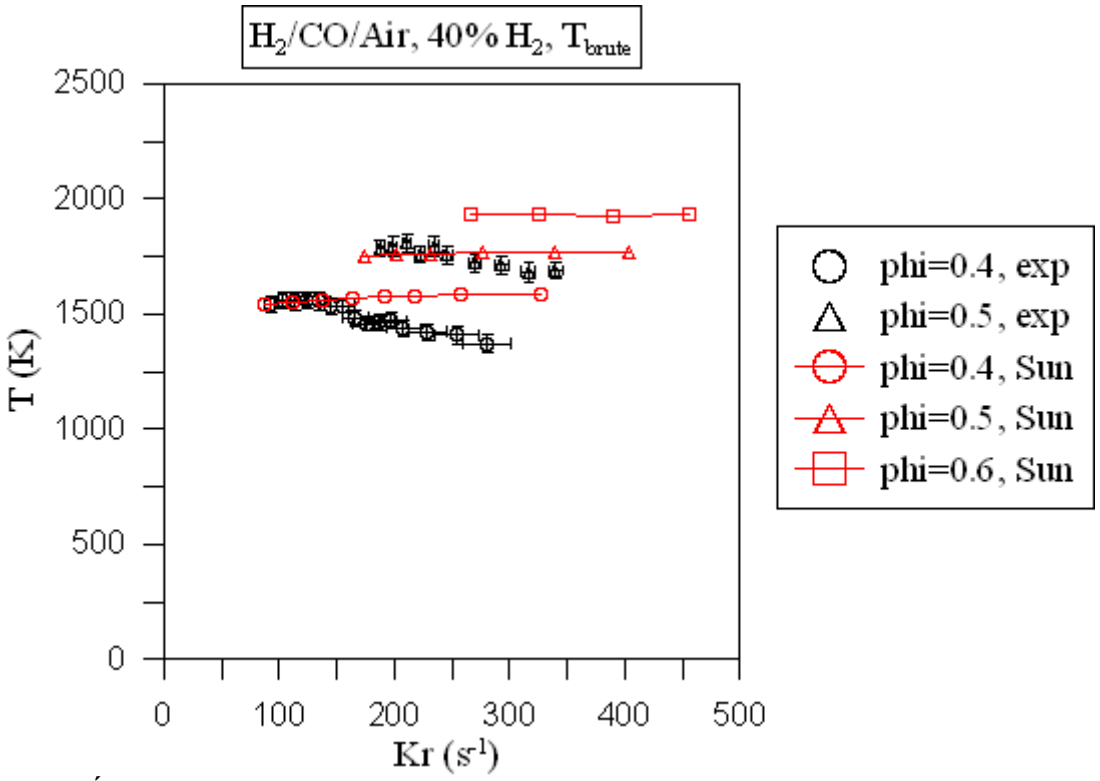


Figure 161: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 40% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

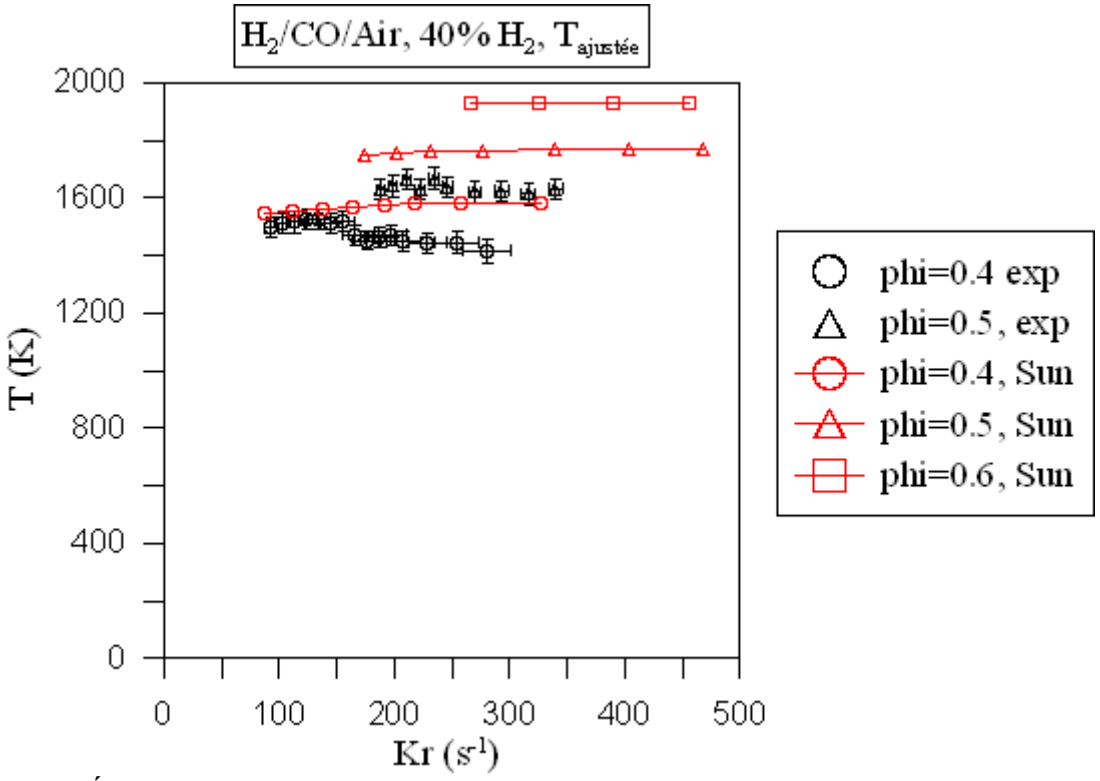


Figure 162: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, après ajustement, pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 40% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Pour phi=0.4, le profil d'évolution de la température des gaz brûlés est assez perturbé. En effet, on observe un décrochement aux alentours de Kr = 160 s^{-1}, séparant deux intervalles de valeurs d'étirement sur lesquels la température des gaz brûlés varie peu. Entre 90 et 160s^{-1}, cette dernière croit très légèrement de 2% tandis qu'entre 160 et 280 s^{-1}, elle décroît légèrement de 3%. Globalement, la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement, est peu influencée par l'étirement. Les données numériques indiquent une très faible croissance de la température des gaz brûlés avec l'étirement, évaluée à 2.5% sur l'ensemble de la gamme. Notons que cette croissance semble légèrement plus prononcée entre 87 et 165 s^{-1}, gamme sur laquelle elle est évaluée à 2%. Les tendances apparaissent cohérentes, notamment sur le premier intervalle de valeurs. Sur ce même intervalle, l'écart entre les valeurs expérimentales et numériques est inférieur à 3%.

Pour phi=0.5, après ajustement, les données expérimentales montrent une très faible influence de l'étirement sur la température des gaz brûlés. En effet, cette dernière varie de moins de 1% entre 176 et 353 s^{-1}, ce qui est cohérent avec la variation prédite par le calcul OPPDIF, évaluée elle aussi à moins de 1%. En revanche, on observe que la température ajustée des gaz brûlés pour phi=0.5 est globalement inférieure à celle issue du calcul numérique. L'écart est en moyenne de 8%.

Là encore, la température des gaz brûlés augmente avec la richesse, de 11% d'après les valeurs numériques et de 8 ou 11% d'après les données expérimentales, selon que l'on sélectionne le premier ou le deuxième intervalle d'étirement pour estimer l'augmentation.

La Figure 163 et la Figure 164 représentent les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, et 0.5, avec une concentration en hydrogène dans le combustible de 50%, respectivement avant et après ajustement des profils de température. Pour comparaison, nous avons représenté sur chaque figure les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF.

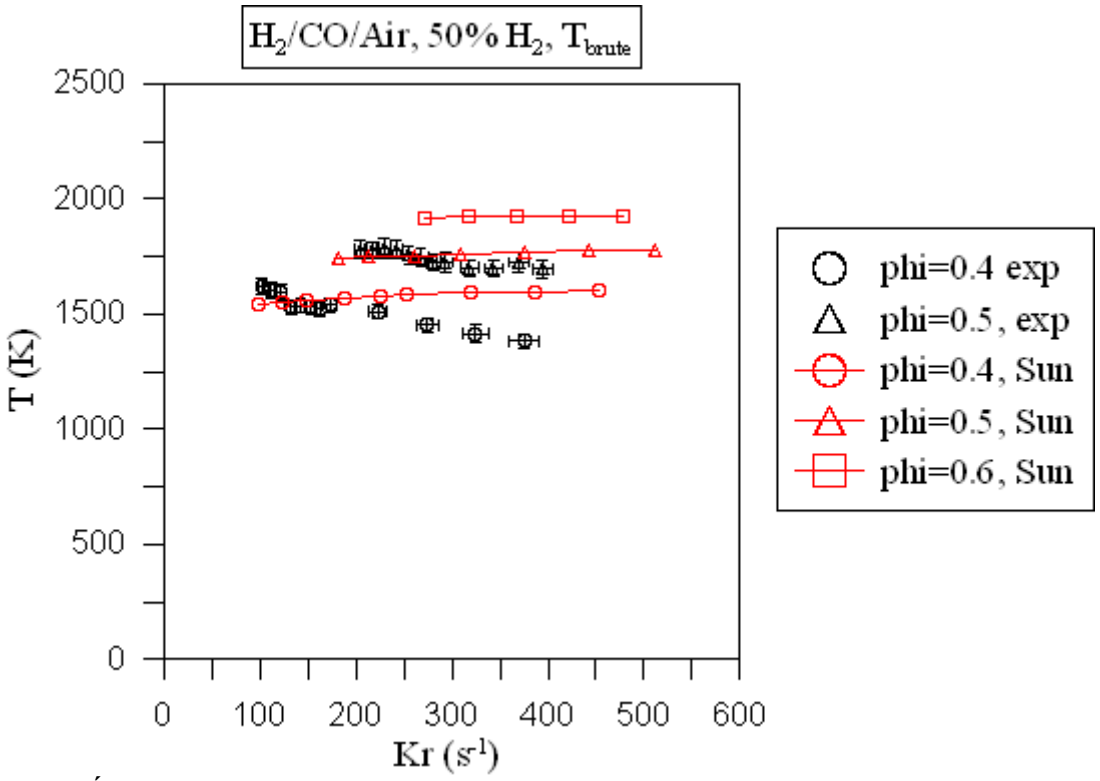


Figure 163: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Aucun ajustement n'est appliqué. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

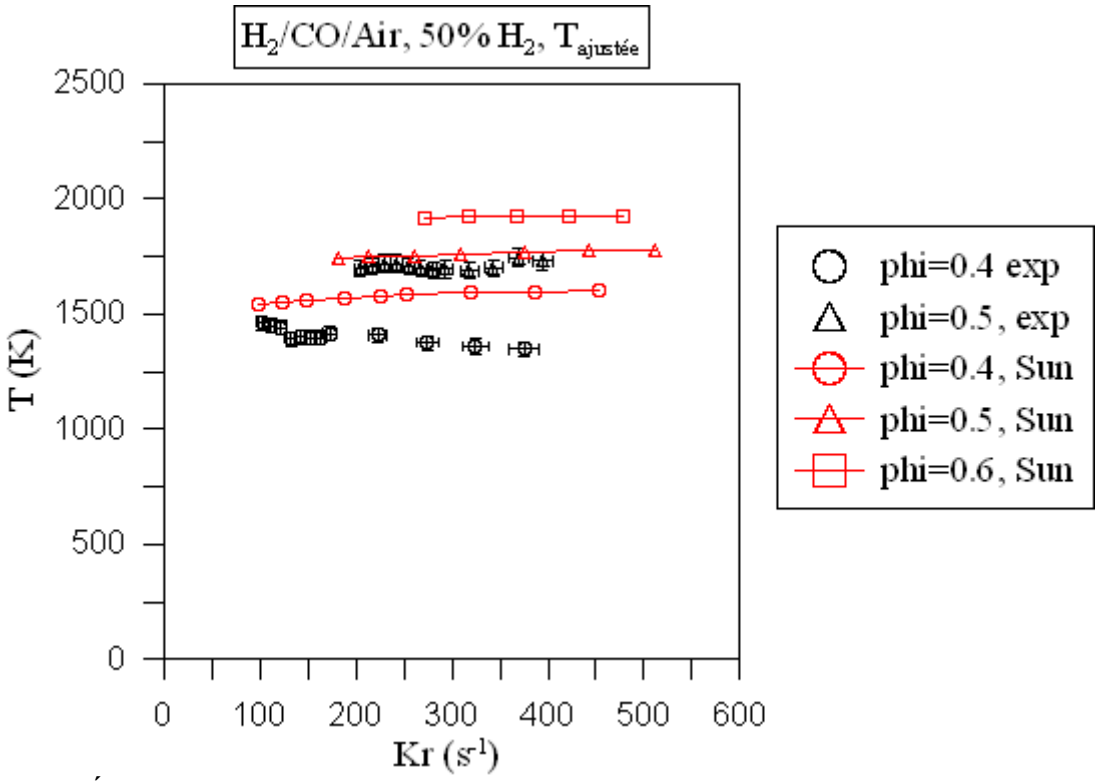


Figure 164: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement, après ajustement, pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.6, 0.7, 0.8 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Pour phi=0.4, la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement décroît d'environ 6% entre 100 et 375 s^{-1}. Compte tenu de l'étendue de la gamme d'étirement, on peu considérer que la température des gaz brûlés est peu influencée par celui-ci. Notons que les calculs OPPDIF prédisent une très légère augmentation de la même grandeur d'environ 3.5 % sur un intervalle d'étirement similaire. Les données expérimentales et numériques s'accordent donc sur le fait que l'influence de l'étirement sur la température des gaz brûlés est faible pour phi=0.4. En revanche, la température des gaz brûlés déterminée expérimentalement est significativement inférieure à celle issue des calculs numériques, de 12% en moyenne.

Pour phi=0.5, les données expérimentales et numériques sont cohérentes à la fois sur les tendances et sur les valeurs. En effet, elles indiquent que la température des gaz brûlés est très peu influencée par l'étirement. Les variations sont inférieures à 1% sur toute la gamme d'étirement. L'écart entre les données expérimentales et numériques est lui aussi inférieur à 1%.

Comme on pouvait s'y attendre, la température des gaz brûlés augmente avec la richesse. Nous avons évalué cette augmentation à 20% d'après les données expérimentales et à 12% d'après les données numériques.

11.1.2. Influence de l'ajout d'hydrogène

La Figure 165 représente les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 20, 30, 40 et 50%, pour une richesse 0.4. Par souci de clarté, les incertitudes ne sont pas représentées.

Pour comparaison, nous avons représenté sur la Figure 166 les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF.

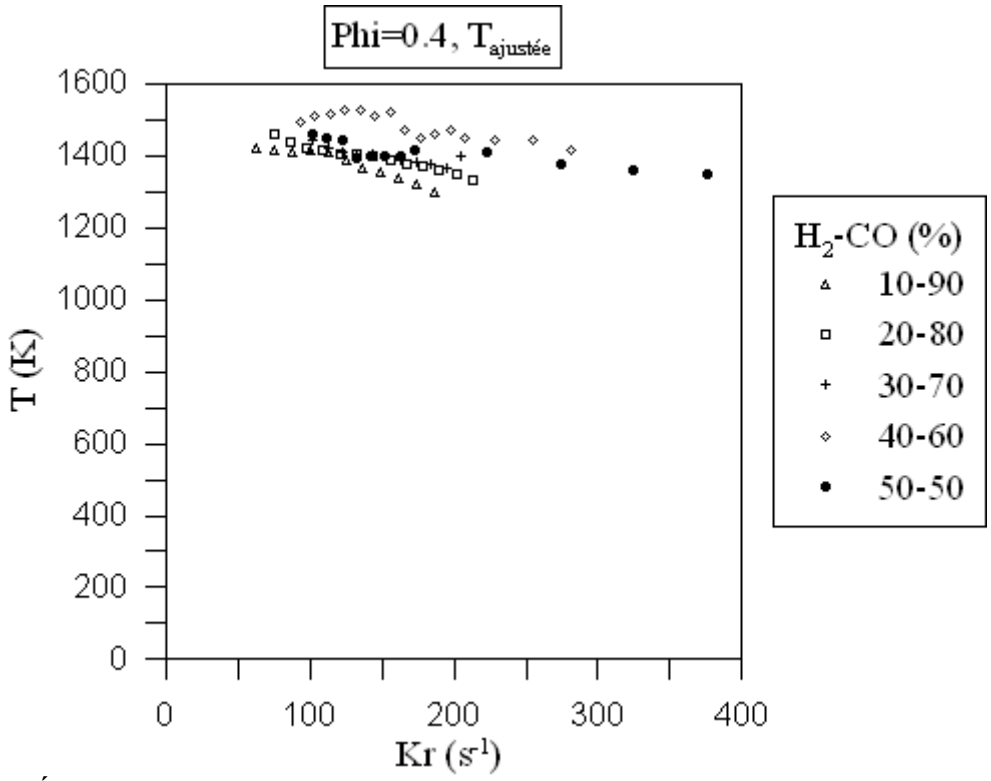


Figure 165: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4, avec 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible. Les températures ont été ajustées.

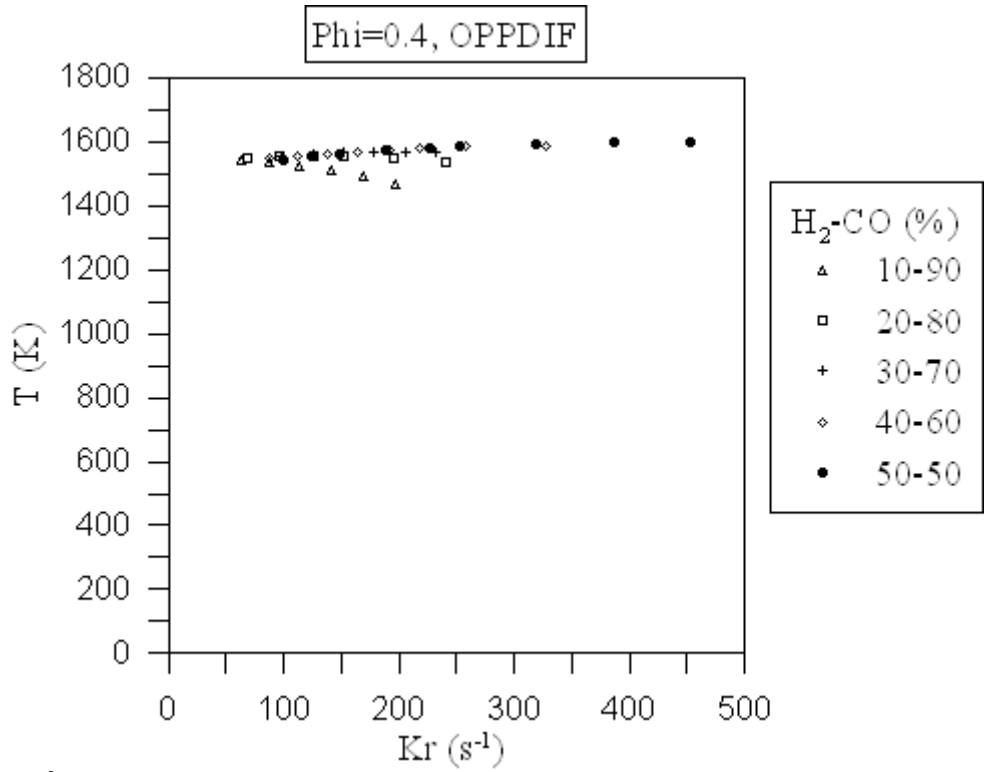


Figure 166: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée numériquement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4, avec 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible. Calculs OPPDIF.

On remarque tout d'abord que les profils expérimentaux d'évolution de la température des gaz brûlés sont plus dispersés que les profils numériques, probablement à cause des incertitudes de mesures.
Malgré cela, on remarque que l'influence de la concentration en hydrogène dans le combustible sur la température des gaz brûlés est globalement faible. En effet, on observe une augmentation de la température de seulement 2% en moyenne entre 10% et 50% d'hydrogène dans le combustible d'après les données expérimentales et de seulement 4% pour la même gamme de concentration d'après les données numériques. Les données expérimentales et numériques indiquent que l'hydrogène influence principalement la température des gaz brûlés par l'intermédiaire de l'étirement. Cela est particulièrement visible lorsque l'on compare le cas 10% et 50% d'hydrogène dans le combustible. On observe sur la Figure 165 comme sur la Figure 166 que l'ajout d'hydrogène dans le combustible permet d'endiguer la décroissance de la température lorsque l'étirement augmente. Rappelons que cette décroissance est évaluée à 4.5% d'après les calculs numériques et à 8.5 % d'après les données expérimentales. Notons que contrairement au cas phi=0.6 pour le prémélange CH_4/Air, le calcul OPPDIF prédit ici en partie la décroissance observée expérimentalement.

La Figure 167 représente les évolutions de la température des gaz brûlés en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 20, 30, 40 et 50%, pour une richesse 0.5. Par souci de clarté, les incertitudes ne sont pas représentées.
Pour comparaison, nous avons représenté sur la Figure 168 les évolutions de la température des gaz brûlés prédites par les calculs OPPDIF.

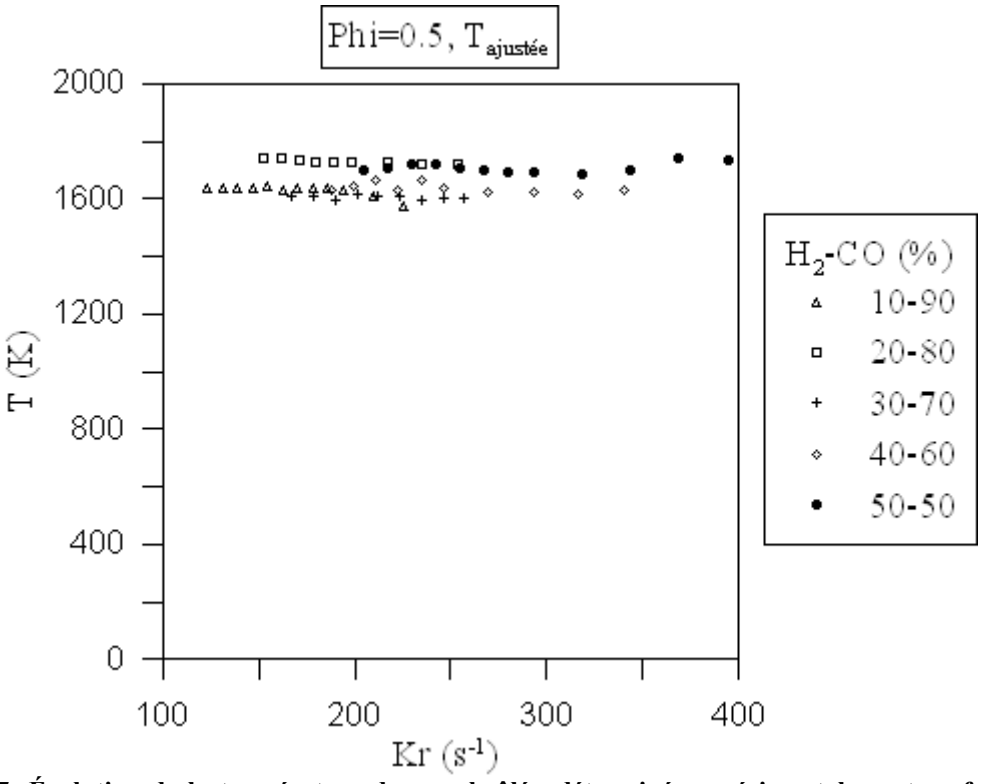


Figure 167: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.5, avec 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible. Les températures ont été ajustées.

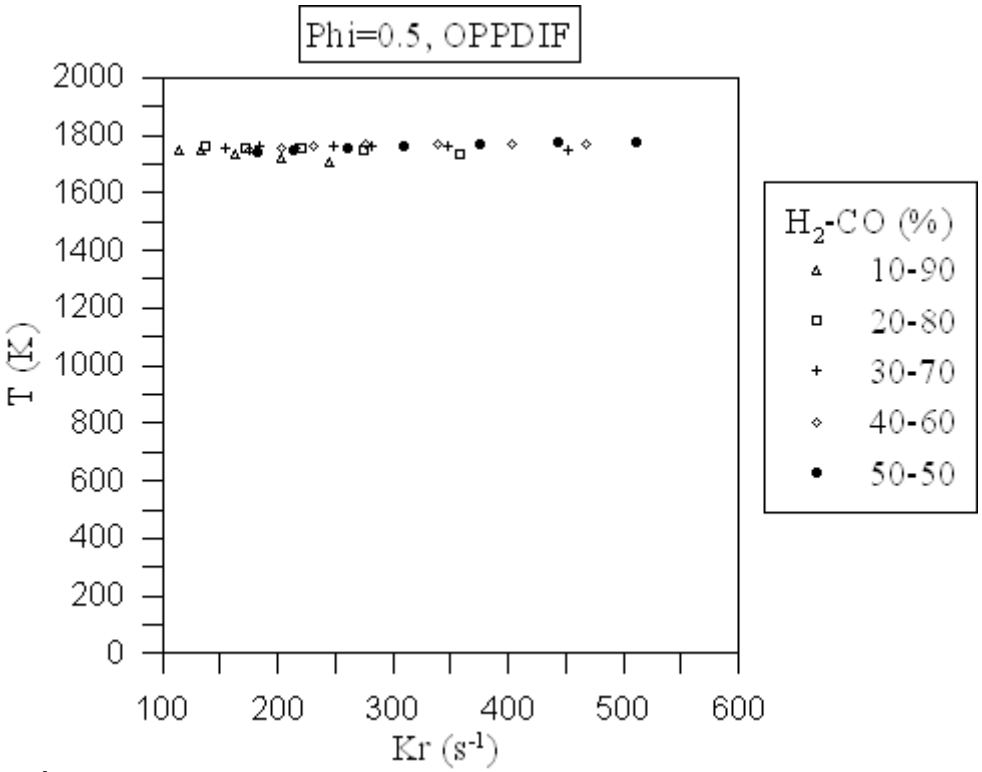


Figure 168: Évolution de la température des gaz brûlés, déterminée numériquement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.5, avec 10, 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible. Calculs OPPDIF.

Là aussi, les profils expérimentaux d'évolution de la température des gaz brûlés sont plus dispersés que les profils numériques. En effet, on observe une légère augmentation de la température des gaz brûlés, évaluée en moyenne, entre 10 et 50% d'hydrogène dans le combustible, à 5% d'après les données expérimentales, et à 1.5% d'après les données numériques.

Notons que l'hydrogène joue un rôle significativement plus faible dans l'impact de l'étirement sur la température des gaz brûlés. L'augmentation de la vitesse de flamme liée à l'augmentation de la richesse par rapport au cas phi=0.4 peut expliquer cela. La flamme peut mieux résister aux contraintes hydrodynamiques, l'impact de l'hydrogène se fait donc moins sentir.

Comme lors de l'étude du prémélange H_2/CH_4/Air, nous avons observé sur les données expérimentales brutes, une décroissance systématique de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente, quelle que soit la richesse et la concentration en hydrogène, en contradiction avec les conclusions de la littérature. Un ajustement des profils de température a donc été réalisé.

Après ajustement, les résultats expérimentaux et les résultats numériques sur la température des gaz brûlés sont globalement cohérents avec les travaux précédemment cités sur tout ou une partie de la gamme d'étirement, selon la composition du mélange.

Pour les plus faibles richesses et les plus faibles concentrations en hydrogène dans le combustible, il est probable que nous soyons très proches des conditions d'extinction, d'où la décroissance significative de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente.

On peut également évoquer des contraintes hydrodynamiques liées à la configuration de flamme à jets opposés. Comme cela est décrit par [Law, Sung et al., 1994], dans le cas où les flammes contraintes par l'expansion des gaz chauds, ne sont plus libres d'adapter leur position aux conditions hydrodynamiques, le temps de résidence des réactifs dans la flamme ne permet plus une combustion complète et la température diminue.

Ces décroissances s'atténuent principalement lorsque la concentration en hydrogène augmente.

L'ajout d'hydrogène permet donc à la flamme de mieux résister aux contraintes hydrodynamiques. Cela est dû notamment au fait que la vitesse de propagation laminaire de flamme de prémélange H_2/CO/Air augmente avec la concentration en hydrogène.

Cela a été observé par [Vagelopoulos and Egolfopoulos, 1994], [Hassan, Aung et al., 1997], [Frassoldati, Faravelli et al., 2007], [Natarajan, Lieuwen et al., 2007], [Bouvet, 2009].

Rappelons également que d'après les travaux de [Yang, Law et al., 2010], l'influence de l'hydrogène sur les échanges thermo-diffusifs est favorisée par la divergence de l'écoulement, ce qui renforce encore un peu plus l'impact de cette molécule sur la flamme.

Cependant, on remarque que contrairement au prémélange H_2/CH_4/Air, les calculs OPPDIF prédisent une légère décroissance de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente pour les faibles concentrations en hydrogène. En dessous de 30% d'hydrogène dans le combustible, la richesse a une influence très faible sur la décroissance observée, contrairement à la concentration en hydrogène. La différence avec le prémélange H_2/CH_4/Air réside dans la valeur du nombre de Lewis effectif. En effet, quel que soit le prémélange H_2/CO/Air, le Lewis effectif est significativement plus grand que 1. Les décroissances observées peuvent être la conséquence d'un déséquilibre dans les échanges thermo-diffusifs, compensé lorsque la concentration en hydrogène augmente par la diffusion de ce dernier (diffusion favorisée par la divergence de l'écoulement).

Pour ce qui est de l'influence de la richesse sur la température des gaz brûlés, de très nombreuses études ont montré que la température d'une flamme de prémélange augmente avec la richesse. Nos résultats expérimentaux et numériques sont cohérents avec la littérature.

Les résultats expérimentaux montrent que la température des gaz brûlés augmente avec la concentration en hydrogène. Cependant, comme pour les prémélanges H_2/CH_4/Air, l'impact de l'hydrogène sur la température des gaz brûlés est faible.

11.2. Étude du gradient de température

Nous allons étudier dans cette section, l'influence de la richesse et de l'ajout d'hydrogène sur le gradient maximum de température pour différentes conditions d'étirement.

11.2.1. Influence de la richesse

De la Figure 169 à la Figure 173, nous avons représenté l'évolution du gradient maximum de température déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible respectivement de 10, 20, 30 ,40 et 50%. Sur chaque figure sont représentés les cas phi=0.4 et 0.5. Pour comparaison, nous avons également représenté sur ces figures les valeurs numériques tirées des calculs OPPDIF, y compris pour phi=0.6.

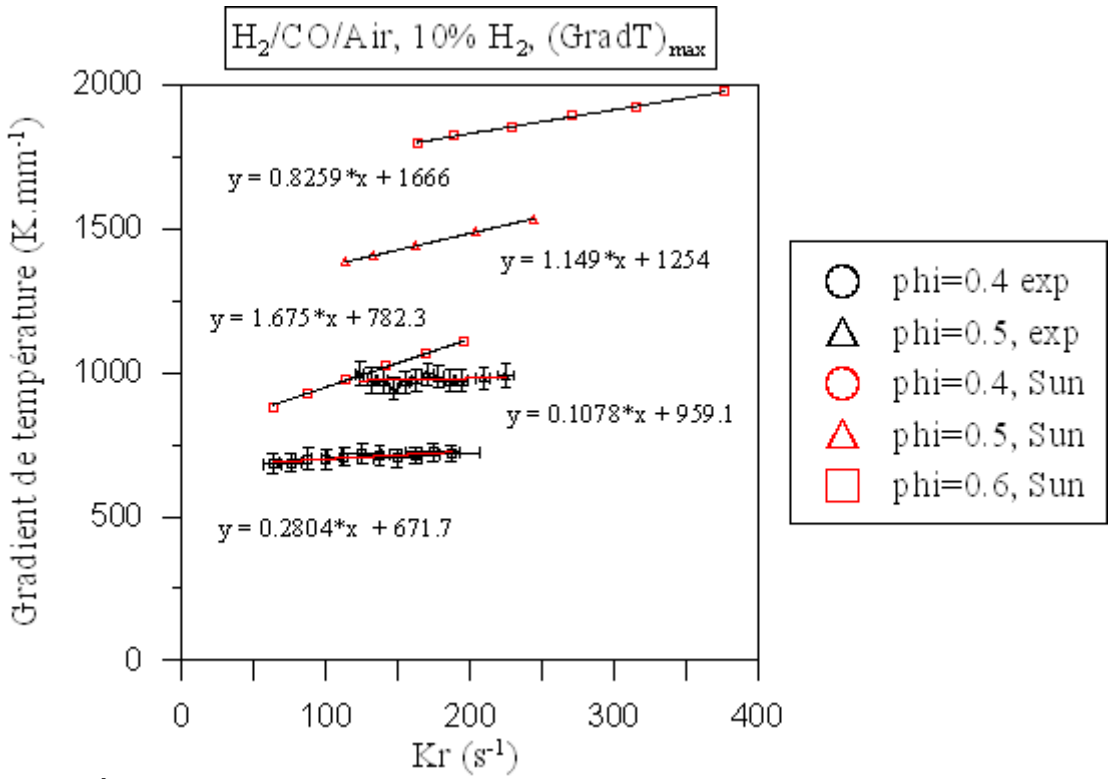


Figure 169: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5 avec 10% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

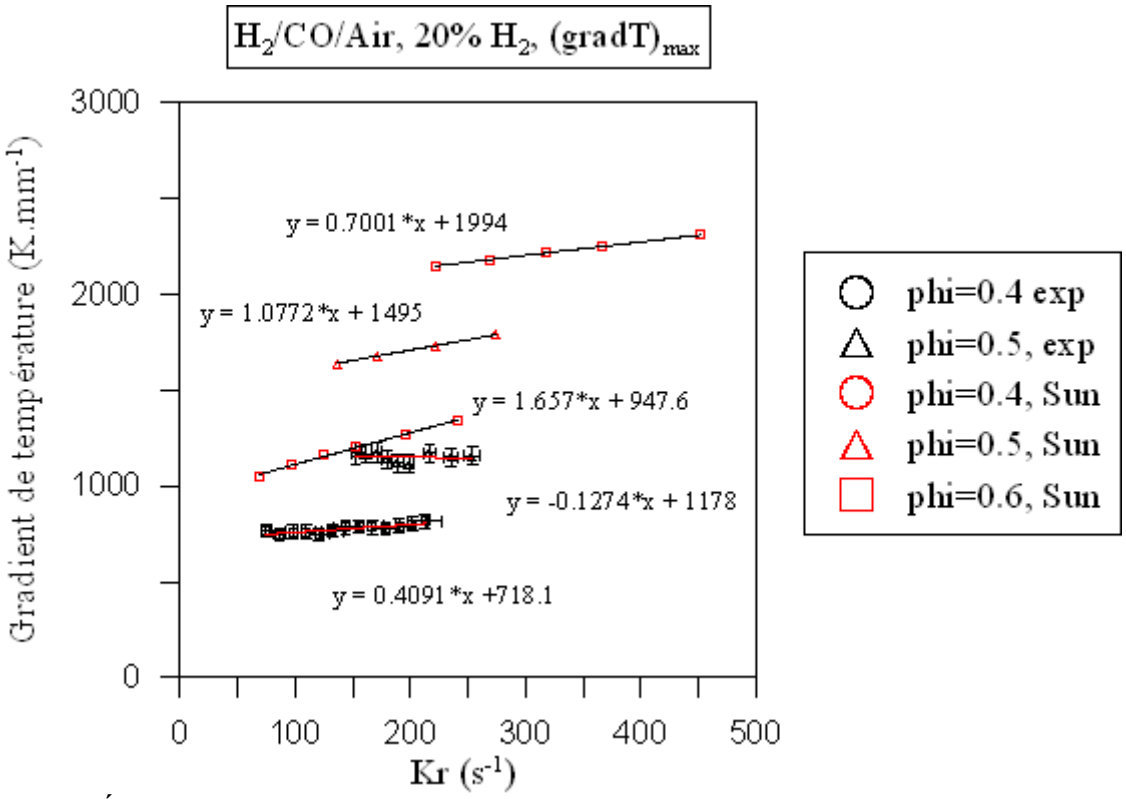


Figure 170: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5 avec 20% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

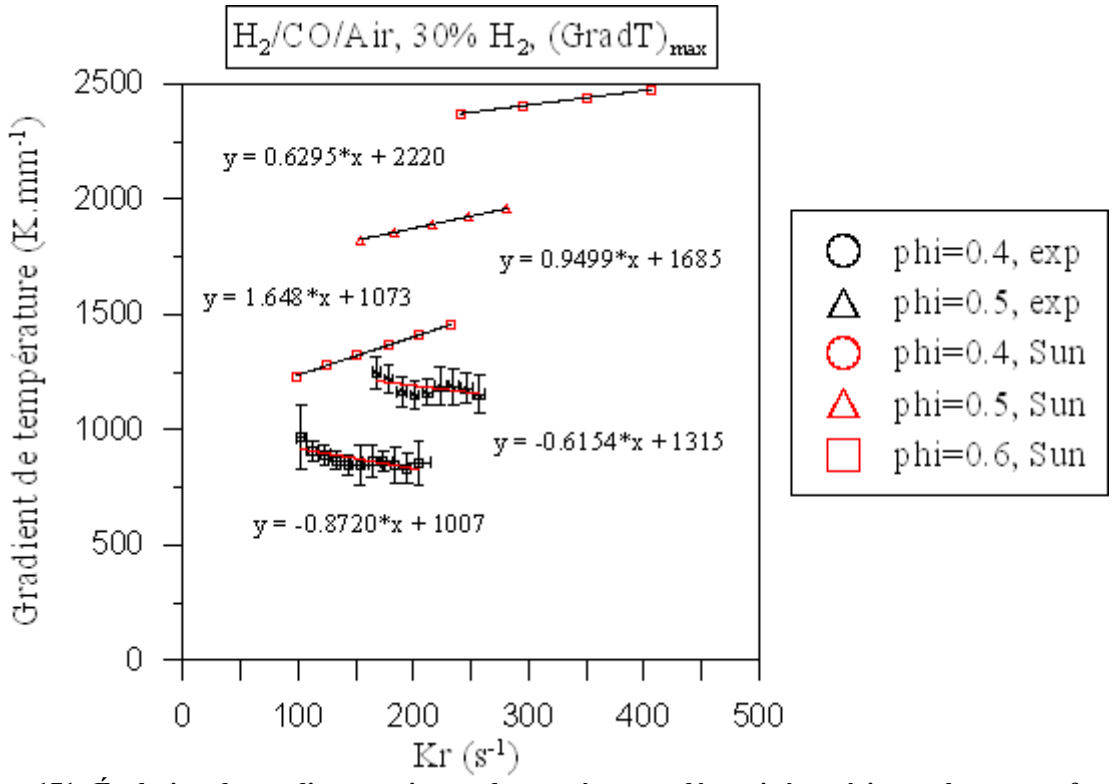


Figure 171: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5 avec 30% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

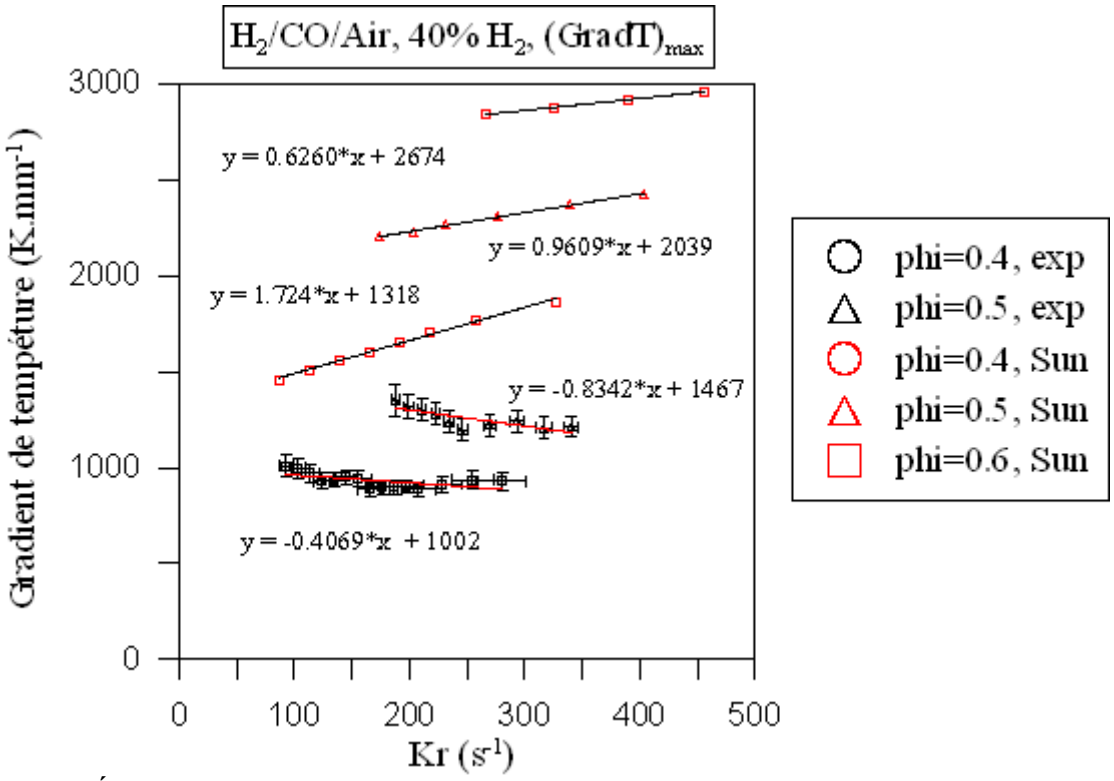


Figure 172: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5 avec 40% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

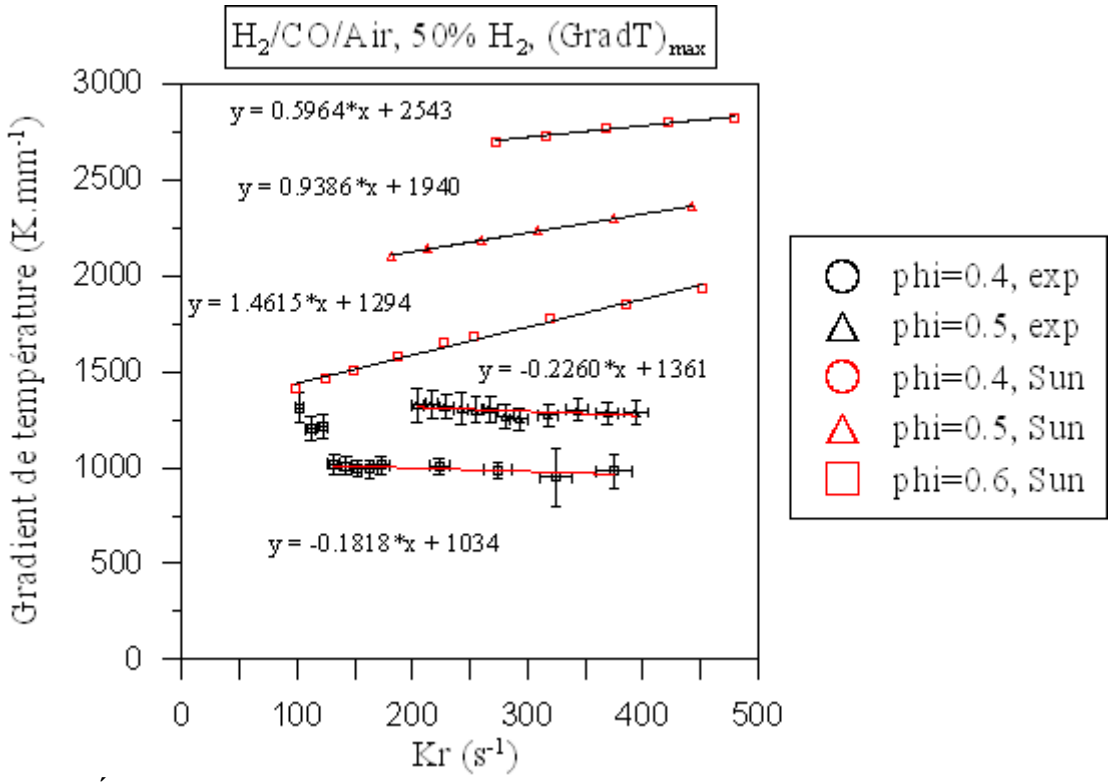


Figure 173: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5 avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Les valeurs ont été ajustées. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Comme on pouvait s'y attendre, on observe un écart important entre les données expérimentales et les données numériques, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible. Globalement, on observe un facteur 1.5 à 2.5 entre les données numériques et les données expérimentales.

Les calculs OPPDIF prédisent une augmentation du gradient maximum de température lorsque l'étirement augmente, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible, contrairement aux résultats expérimentaux qui présentent des tendances opposées, sauf pour le cas 10% d'hydrogène dans le combustible.

L'augmentation du gradient a été évaluée pour phi=0.4 et phi=0.5, pour chacune des concentrations en hydrogène étudiées. Les résultats sont résumés dans le Tableau 10.

H_2-CO (%)	**Variation du gradient maximum de température en fonction de l'étirement (%)**			
	Expériences		**OPPDIF**	
	Phi=0.4	**Phi=0.5**	**Phi=0.4**	**Phi=0.5**
10-90	13	0.91	24	10
20-80	6.5	-0.14	26	8.5
30-70	-4	-7.5	17	7.5
40-60	-7.5	-9.6	28	10
50-50	4.5	-1.7	35	11.5

Tableau 10 : Résumé de la variation du gradient maximum de température en fonction de l'étirement, évaluée à partir des résultats expérimentaux et numériques, pour phi=0.4 et phi=0.5, pour chaque concentration en hydrogène dans le combustible étudié.

Les résultats numériques indiquent que l'influence de l'étirement sur le gradient maximum de température diminue lorsque la richesse augmente, quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible. Les résultats expérimentaux pour 10, 20 et 30% d'hydrogène dans le combustible semblent confirmer cette tendance. Notons que les tendances expérimentales relatives à l'influence de l'étirement sur le gradient maximum de température semblent significativement perturbées.

Malgré cela, on remarque sur les résultats expérimentaux comme sur les résultats numériques que, quelles que soient la concentration en hydrogène dans le combustible et la valeur de l'étirement, le gradient maximum de température croît lorsque la richesse augmente. Une évaluation de cette augmentation pour les différentes concentrations en hydrogène dans le combustible est présentée dans le Tableau 11.

En dépit du fait qu'aucune donnée expérimentale ne soit disponible pour phi=0.6, nous avons tout de même évalué l'augmentation du gradient maximum de température entre phi=0.5 et phi=0.6 à partir des calculs OPPDIF.

H_2-CO (%)	Augmentation du gradient maximum de température (%)			
	Expériences		OPPDIF	
	Phi=0.4 à 0.5	Phi=0.5 à 0.6	Phi=0.4 à 0.5	Phi=0.5 à 0.6
10-90	36	X	44	28
20-80	48	X	42	28
30-70	41	X	40	28
40-60	35	X	40	26
50-50	40	X	35	25

Tableau 11: Augmentation du gradient maximum de température avec la richesse, évaluée en moyenne lors du passage de phi=0.4 à 0.5, pour des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 30 et 50%. Les données expérimentales sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On remarque que les données expérimentales et les données numériques sont assez cohérentes sur l'influence de la richesse entre 0.4 et 0.5 puisqu'elles indiquent une croissance similaire du gradient maximum de température d'environ 40%.

On observe également sur les résultats numériques, quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible, que l'influence de la richesse sur le gradient maximum de température diminue lorsque la richesse augmente, ce qui avait déjà été remarqué pour le prémélange H_2/CH_4/Air.

Enfin, on remarque sur les données numériques que l'influence de la richesse sur le gradient maximum de température diminue lorsque la concentration en hydrogène augmente. Cependant, la variation est faible et elle n'est pas clairement identifiable sur les résultats expérimentaux.

11.2.2. Influence de l'ajout d'hydrogène

La Figure 174 représente les résultats expérimentaux et numériques sur l'évolution du gradient maximum de température en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4 et de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 30, et 50%. Une présentation identique a été faite pour phi=0.5 sur la Figure 175. Sur chaque profil de gradient, nous avons superposé la droite de régression linéaire correspondante, à côté de laquelle figure son équation.

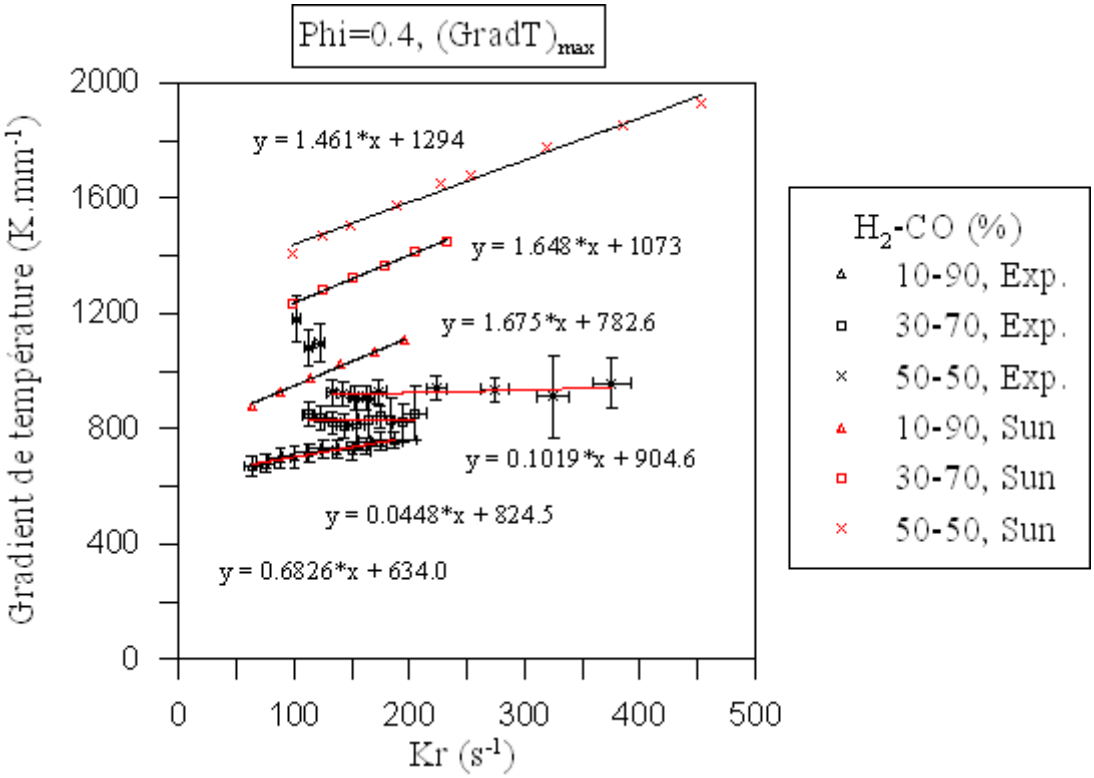


Figure 174: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 30 et 50%, de richesse 0.4. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

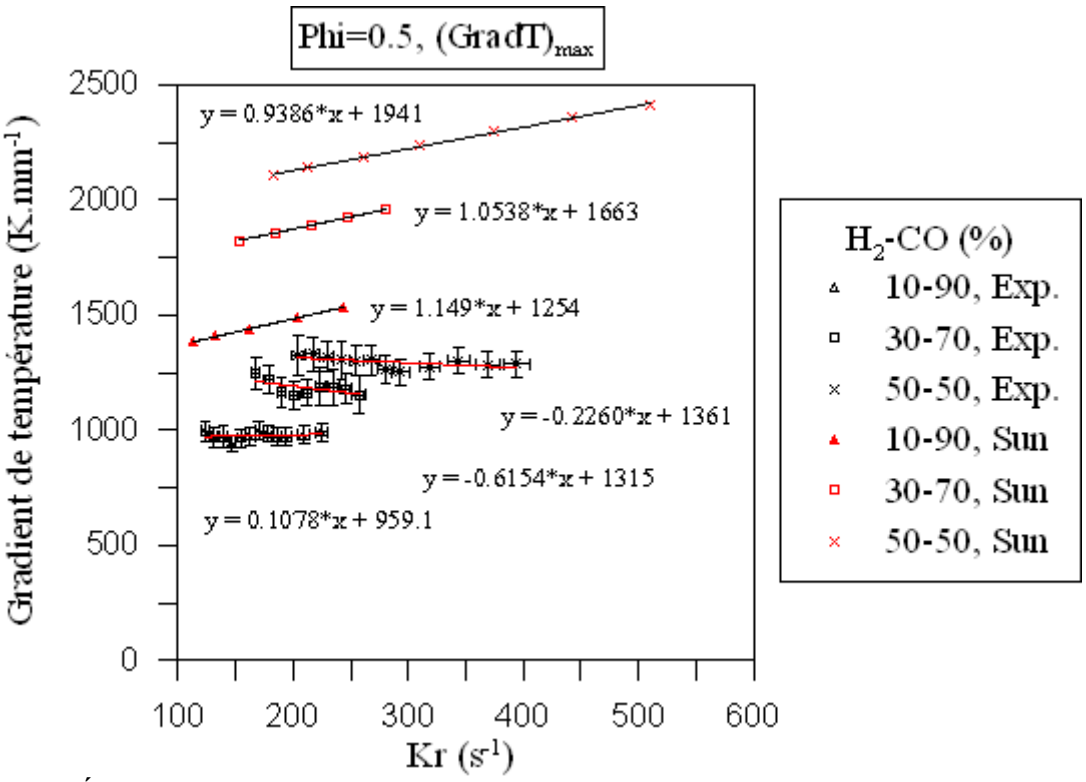


Figure 175: Évolution du gradient maximum de température, déterminé expérimentalement en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 30 et 50%, de richesse 0.5. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Notons tout d'abord, pour phi=0.4, que le profil de gradient maximum de température montre que les trois premiers points s'écartent significativement de tous les autres pour une raison encore non identifiée. Compte tenu de la cohérence entre les autres points du profil, nous avons choisi de ne pas prendre en compte les trois points suspects pour la régression linéaire.
On observe que le gradient maximum de température déterminé expérimentalement croit avec la concentration en hydrogène dans le combustible, quelle que soit la richesse, ce qui est cohérent avec les calculs OPPDIF.

La Figure 176 représente l'écart relatif entre la valeur du gradient maximum de température pour une concentration en hydrogène dans le combustible donnée et la valeur pour une concentration de 10% d'hydrogène dans le combustible, de même richesse.

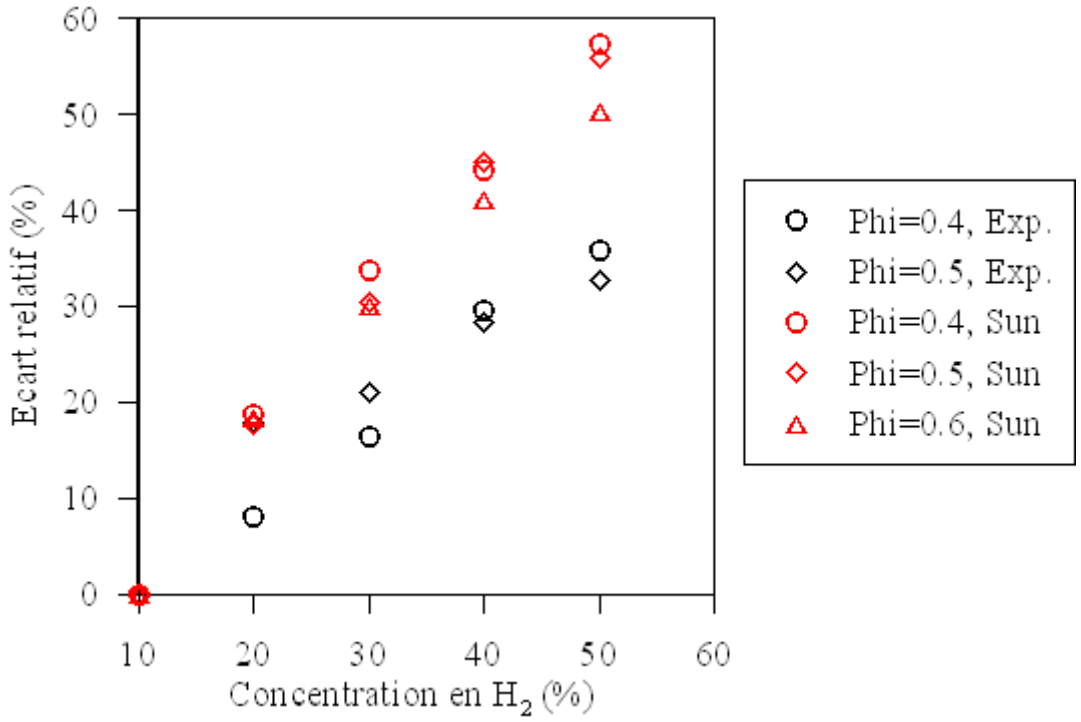


Figure 176: Évolution de l'écart relatif entre la valeur du gradient maximum de température, moyennée sur la gamme d'étirement, pour une concentration en hydrogène donnée et la valeur pour un prémélange CH4/Air de même richesse, pour phi=0.6, 0.7 et 0.8.

Les données expérimentales indiquent une croissance d'environ 35% entre 10 et 50% d'hydrogène dans le combustible tandis que les données numériques prédisent une croissance d'environ 55% sur la même gamme de concentration en hydrogène. Quantitativement, les données manquent de cohérence.
Malgré tout, on note à la fois sur les données numériques et sur les données expérimentales que l'influence de l'hydrogène varie assez peu avec la richesse. On distingue sur les données numériques une très légère diminution de cette influence lorsque la richesse augmente.

Ainsi, entre 10 et 50% d'hydrogène dans le combustible, le gradient maximum de température déterminé numériquement croit de 57% pour phi=0.4, 55% pour phi=0.5 et 50% pour phi=0.6. Dans le même temps, le gradient maximum de température déterminé expérimentalement croit de 35% pour phi=0.4 et de 32% pour phi=0.5.

Pour conclure sur l'étude du gradient maximum de température, l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène ont été étudiées expérimentalement et numériquement. Nous avons observé des écarts importants entre les données numériques et expérimentales. Il en ressort donc que les valeurs expérimentales sont biaisées, même après l'ajustement des profils de température. Comme lors de l'étude du prémélange H_2/CH_4/Air, nous avons attribué ce biais à une perturbation du diagnostic par des gradients d'indice de réfraction dont l'influence n'a pu être pleinement prise en compte par notre méthode d'ajustement.

L'étude des tendances issues des calculs OPPDIF a révélé que, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible, le gradient maximum de température augmente avec l'étirement.

On remarque cependant que les données numériques et expérimentales s'accordent à montrer que l'influence de l'étirement sur le gradient maximum de température diminue lorsque la richesse augmente. Cela est dû au fait que le nombre de Lewis augmente avec la richesse quelque soit la concentration en hydrogène dans le combustible. Ainsi, on favorise de moins en moins la diffusion du combustible vers le front de flamme.

Nous avons également observé sur les données numériques que l'influence de l'étirement sur le gradient maximum de température augmente légèrement avec la concentration en hydrogène. Cela est la conséquence de la diffusion de l'hydrogène vers le front de flamme favorisée par la divergence de l'écoulement et l'effet de diffusion thermique. Cette influence n'est par observée sur les résultats expérimentaux.

Nous avons constaté que le gradient maximum de température augmente avec la richesse et la concentration en hydrogène, ce qui est cohérent avec les résultats de [Lafay, Renou et al., 2009].

Enfin, nous avons mis en évidence que l'influence de l'hydrogène sur le gradient maximum de température augmente lorsque la richesse diminue.

11.3. Etude de l'épaisseur de flamme

Dans cette dernière section, nous allons étudier l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le fuel sur l'épaisseur de flamme définie par Spalding.

11.3.1. Influence de la richesse

La Figure 177 représente l'évolution de l'épaisseur de flamme déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4 et 0.5. Pour comparaison, nous avons également représenté sur cette figure les valeurs numériques tirées des calculs OPPDIF, pour des richesses 0.4, 0.5 et 0.6. La même présentation est utilisée de la Figure 177 à la Figure 183, pour caractériser l'évolution de l'épaisseur de flamme en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air avec respectivement 20, 30, 40 et 50% d'hydrogène dans le combustible, pour la même gamme de richesse.

Pour chaque cas représenté ici, on remarque que l'évolution de l'épaisseur de flamme semble linéaire. Nous avons donc superposé les droites de régression aux données expérimentales et numériques. Les équations de ces droites sont indiquées sur les figures.

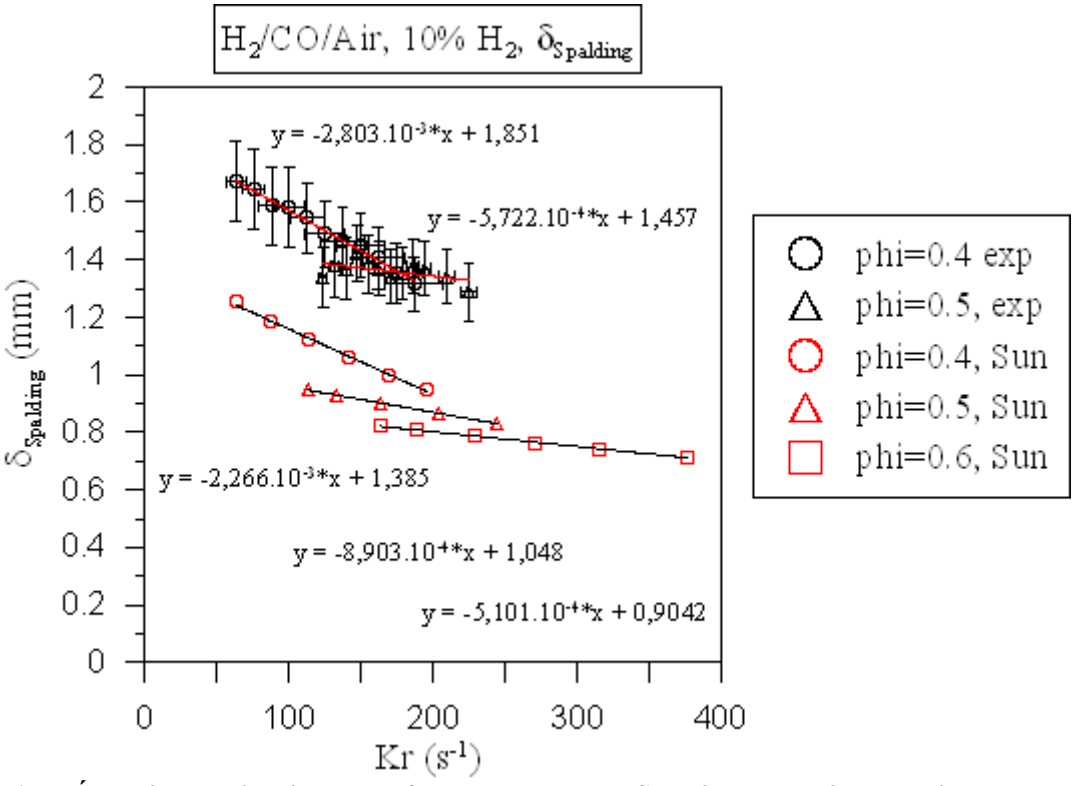


Figure 177: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de richesse 0.4 et 0.5, ave 10% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF pour des richesses de 0.4, 0.5 et 0.6.

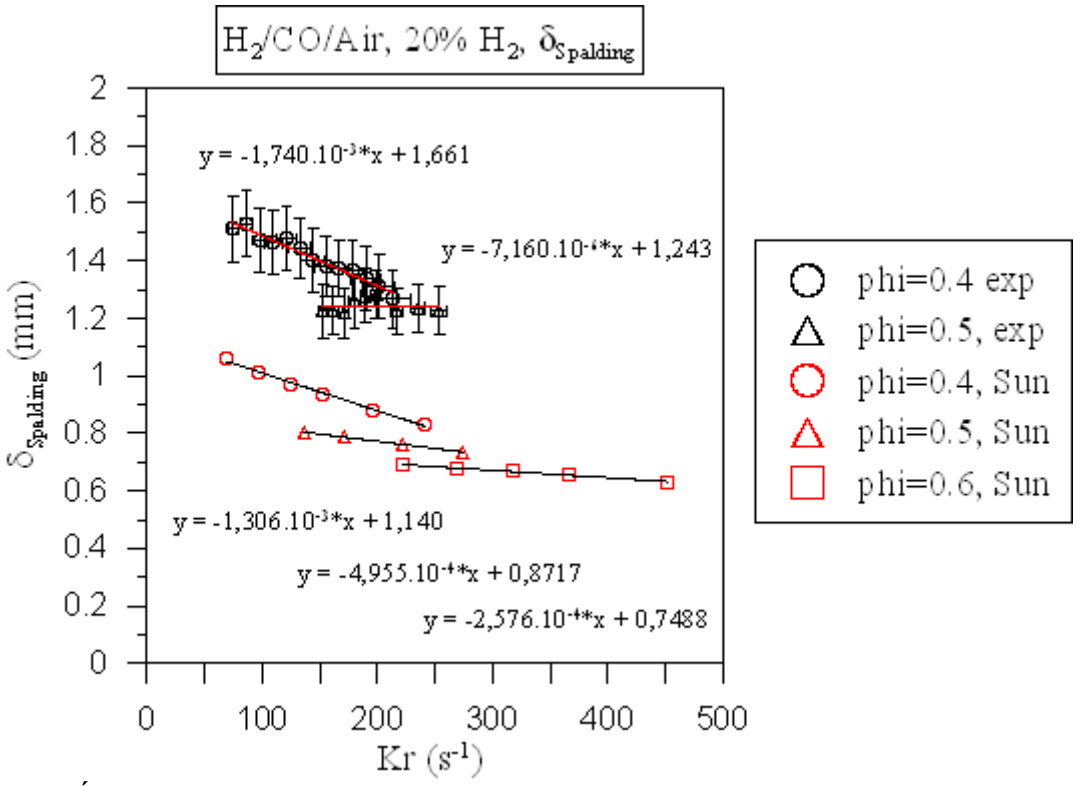


Figure 178: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de richesse 0.4 et 0.5, ave 20% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF pour des richesses de 0.4, 0.5 et 0.6.

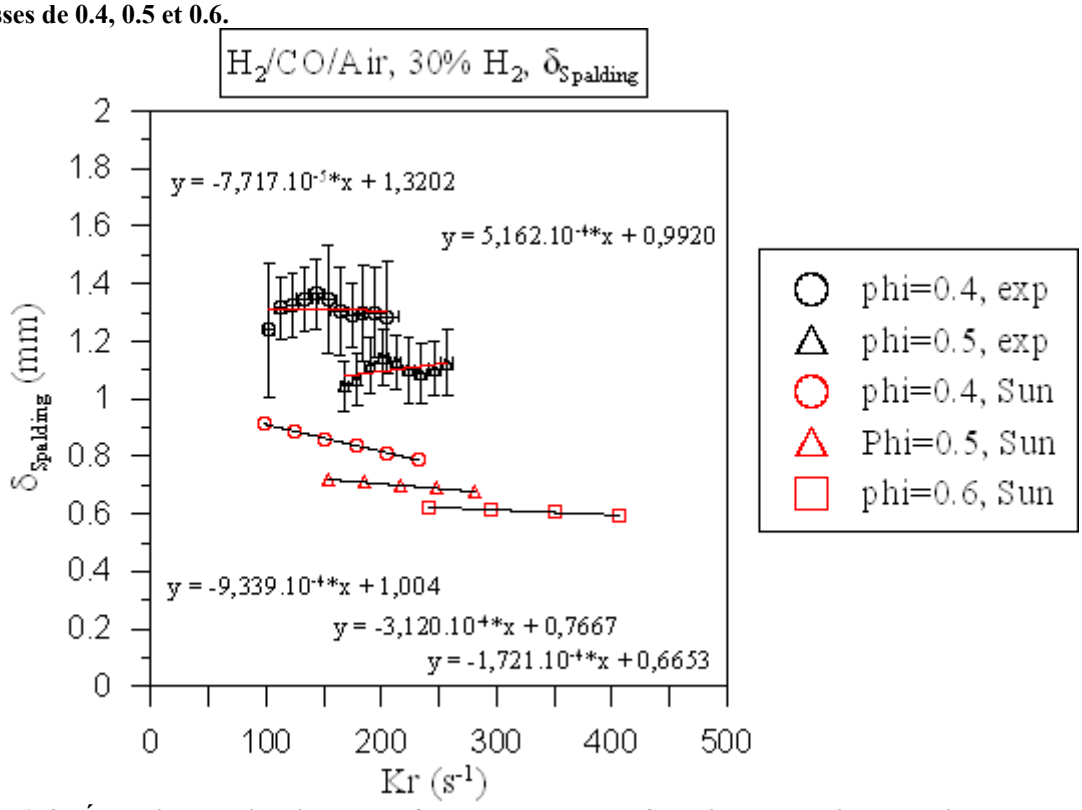


Figure 179: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de richesse 0.4 et 0.5, ave 30% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF pour des richesses de 0.4, 0.5 et 0.6.

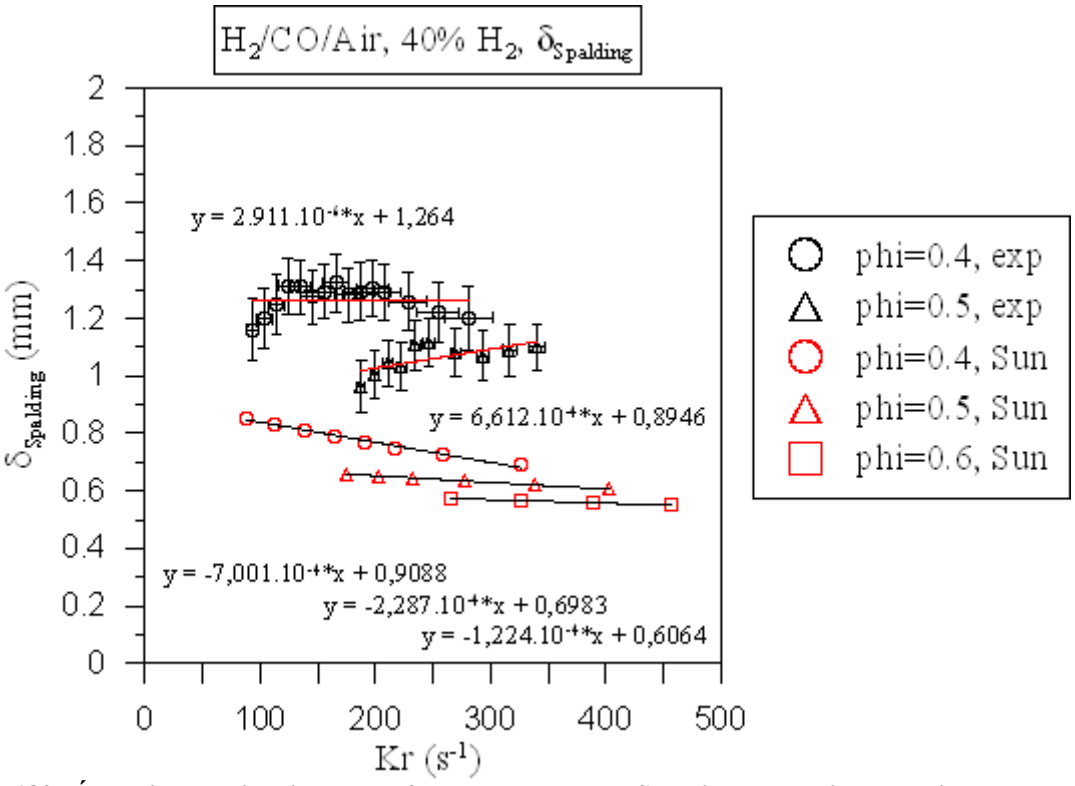


Figure 180: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de richesse 0.4 et 0.5, ave 40% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF pour des richesses de 0.4, 0.5 et 0.6.

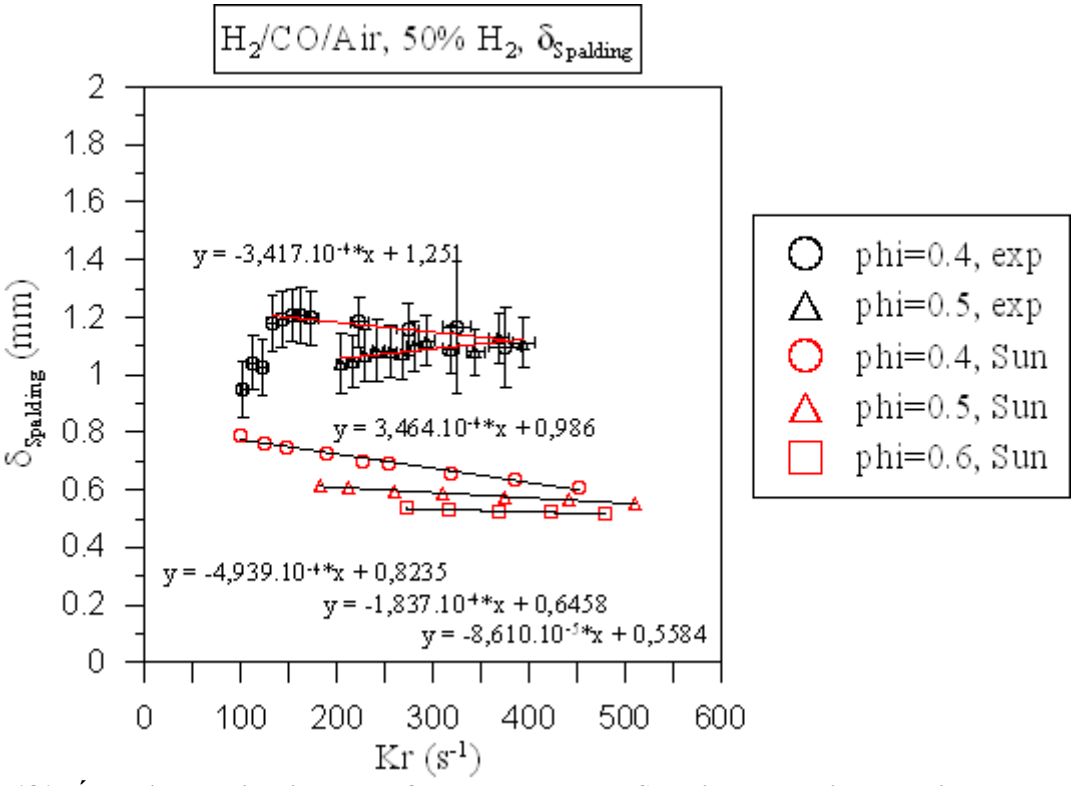


Figure 181: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de richesse 0.4 et 0.5, avec 50% d'hydrogène dans le combustible. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF pour des richesses de 0.4, 0.5 et 0.6.

On peut tout de suite remarquer l'écart important entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Cet écart est évidemment lié à celui observé entre les valeurs expérimentales et numériques du gradient maximum de température. On observe globalement un facteur 2 entre les données expérimentales et numériques.

On remarque, sur les résultats numériques, que l'épaisseur de flamme décroît lorsque l'étirement augmente, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible. Nous avons mis en évidence cette tendance en représentant sur la Figure 182, l'évolution du coefficient directeur des droites de régression linéaire en fonction de la concentration en hydrogène pour les différentes richesses étudiées expérimentalement et numériquement.

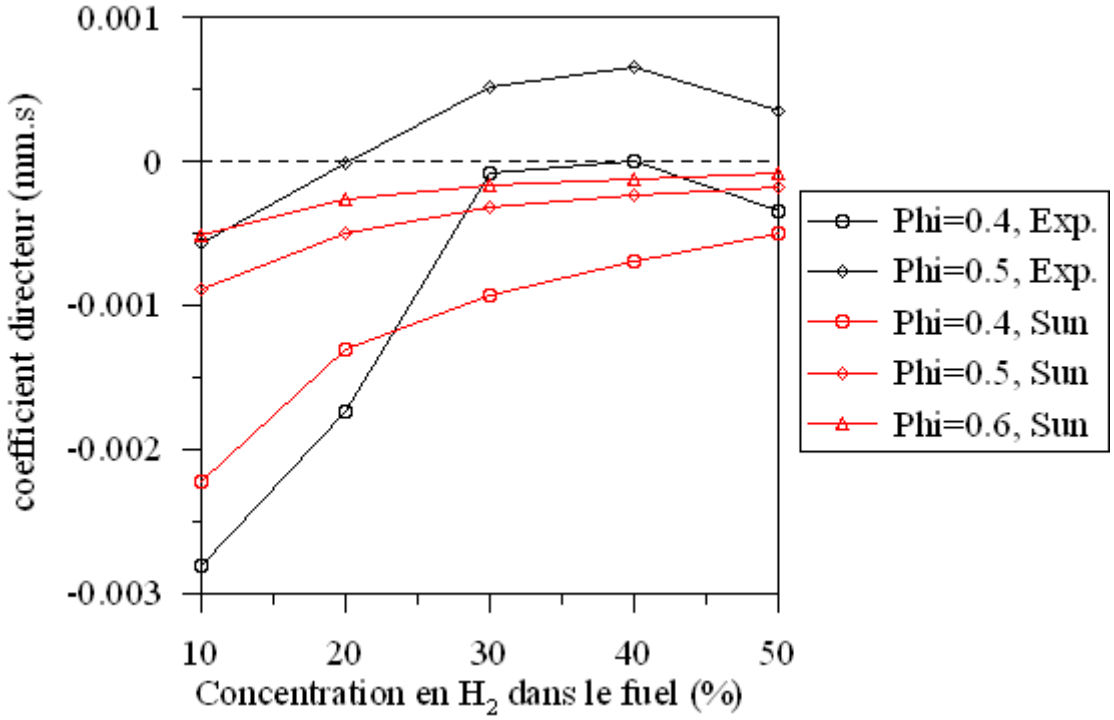


Figure 182: Évolution du coefficient directeur des régressions linéaires effectuées sur les données expérimentales et numériques, en fonction de la concentration en hydrogène dans le combustible pour des richesses de 0.4, 0.5 et 0.6, pour les données numériques uniquement.

Les résultats des calculs OPPDIF indiquent que les coefficients directeurs sont négatifs quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible, traduisant une décroissance de l'épaisseur de flamme avec l'étirement.

On remarque également que les coefficients directeurs tendent vers 0 lorsque la richesse augmente, indiquant que l'influence de l'étirement sur l'épaisseur de flamme diminue lorsque la richesse augmente. De plus, on observe que l'influence de l'étirement sur l'épaisseur de flamme diminue lorsque la concentration en hydrogène augmente.

Les données expérimentales semblent confirmer ces tendances, même si au-delà de 40% d'hydrogène dans le combustible pour phi=0.4 et de 20% d'hydrogène dans le combustible pour phi=0.5, on observe une inversion de tendance avec l'épaisseur de flamme qui augmente avec l'étirement.

Notons que la similitude des profils expérimentaux et numériques d'évolution du coefficient directeur sur l'ensemble du domaine d'étude est troublante.
Intéressons-nous à présent à l'influence de la richesse sur la valeur moyenne de l'épaisseur de flamme. On remarque sur les résultats expérimentaux comme sur les résultats numériques, une diminution de l'épaisseur de flamme lorsque la richesse augmente, quelle que soit la concentration en hydrogène dans le combustible.

Ces tendances sont clairement visibles sur la Figure 183, représentant l'évolution de l'épaisseur de flamme, moyennée sur la gamme d'étirement, en fonction de la richesse pour les flammes de prémélange H_2/CO/Air de concentration en hydrogène dans le combustible de 10, 20, 30, 40 et 50%. On remarque que les tendances sont cohérentes entre les valeurs expérimentales et numériques. Cependant, cette figure met clairement en évidence l'écart entre les grandeurs issues de l'expérience et celles issues des calculs OPPDIF.
Les variations de l'épaisseur de flamme ont été évaluées pour une augmentation de la richesse de 0.4 à 0.5 et de 0.5 à 0.6. Les résultats de cette évaluation sont résumés dans le Tableau 12.

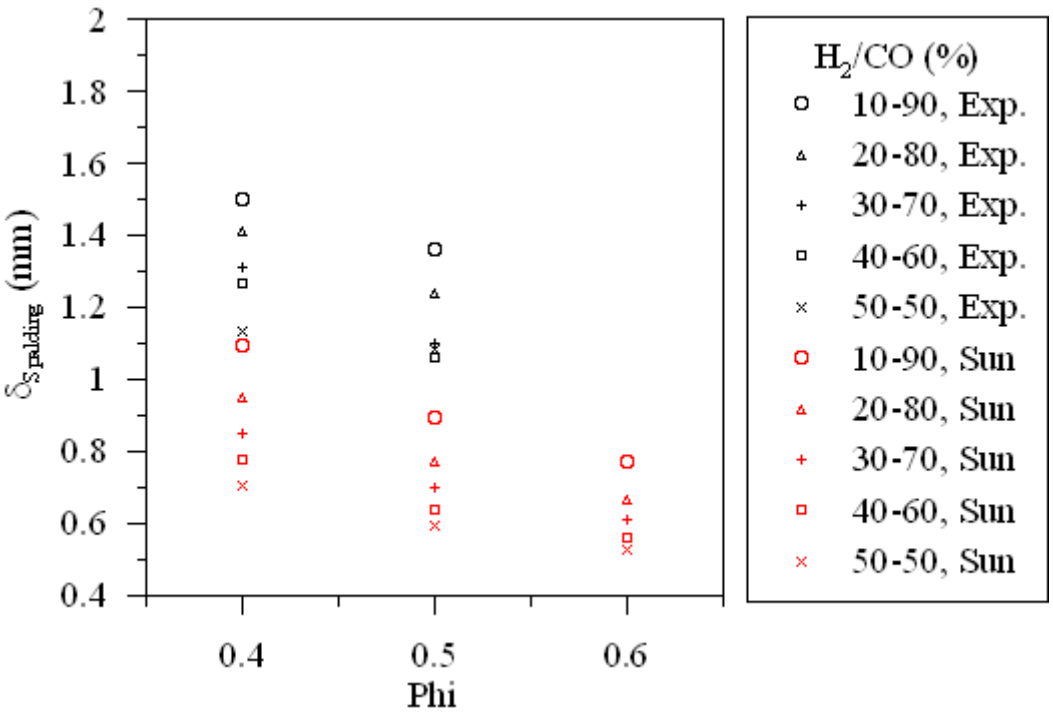


Figure 183: Évolution de l'épaisseur de flamme moyennée sur la gamme d'étirement, en fonction de la richesse pour les flammes de prémélange H_2/CO/Air de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 20, 30, 40 et 50%. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

H_2-CO (%)	Variations de l'épaisseur de flamme (%)			
	Expériences		OPPDIF	
	Phi=0.4 à 0.5	Phi=0.5 à 0.6	Phi=0.4 à 0.5	Phi=0.5 à 0.6
10-90	-9.5	X	-18	-13
20-80	-12	X	-19	-14
30-70	-16	X	-18	-13
40-60	-16	X	-18	-12
50-50	-4	X	-16	-11

Tableau 12 : Variation de l'épaisseur de flamme moyennée sur la gamme d'étirement, de phi=0.4 à 0.5 et de phi=0.5 à 0.6, pour les flammes de prémélange H_2/CO/Air de concentration en hydrogène dans le combustible de 10, 20, 30, 40 et 50%. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

On remarque sur les données numériques que les variations de l'épaisseur de flamme avec la richesse semblent légèrement plus importantes entre 0.4 et 0.5 qu'entre 0.5 et 0.6. Malheureusement, nous ne pouvons dire si cette tendance se retrouve sur les données expérimentales. Notons tout de même qu'entre phi=0.4 et phi=0.5, les variations sont cohérentes pour 30 et 40% d'hydrogène dans le combustible, entre les données expérimentales et numériques.

Notons enfin que l'influence de la richesse semble très peu influencée par la concentration en hydrogène dans le combustible. Nous reviendrons sur cette tendance dans la section suivante.

11.3.2. Influence de l'ajout d'hydrogène

Nous avons représenté sur la Figure 184, l'évolution de l'épaisseur de flamme calculée suivant de la définition de Spalding, à partir des données expérimentales et numériques, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de richesse 0.4, avec des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 30 et 50%. À chaque profil d'épaisseur, nous avons superposé la droite de régression correspondante dont l'équation est indiquée. La même présentation est utilisée dans la Figure 185, pour caractériser l'évolution de l'épaisseur de flamme déterminée expérimentalement en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.5.

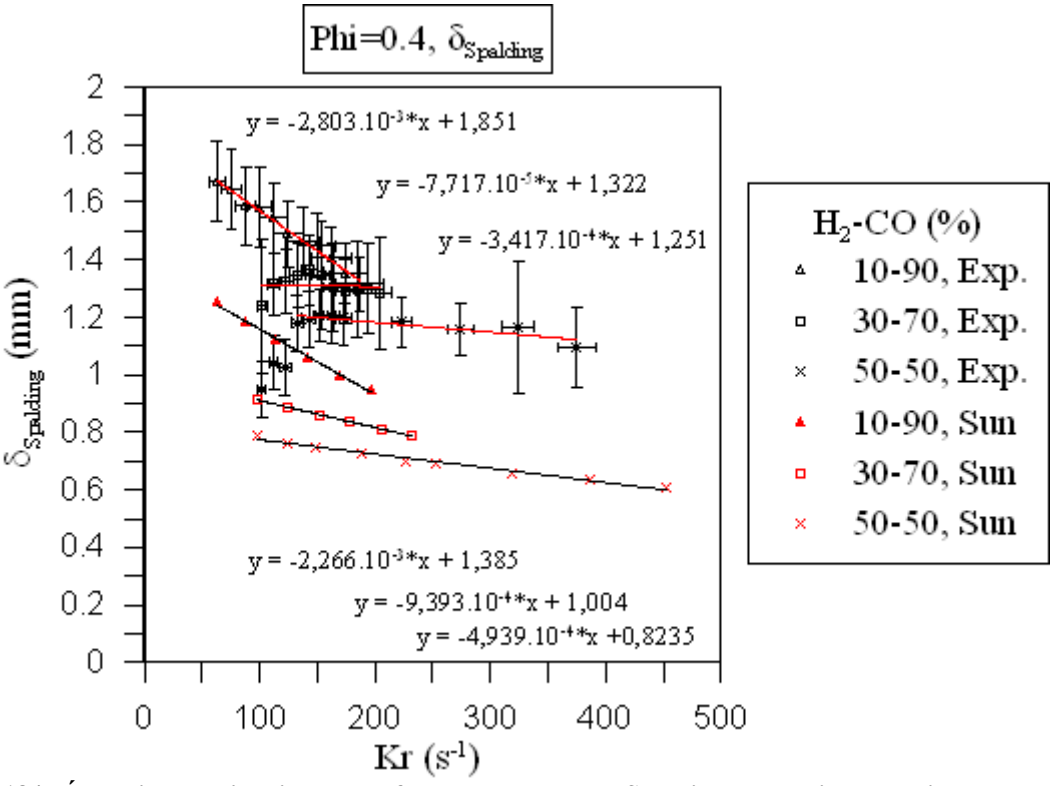


Figure 184: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 30 et 50%, de richesse 0.4. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

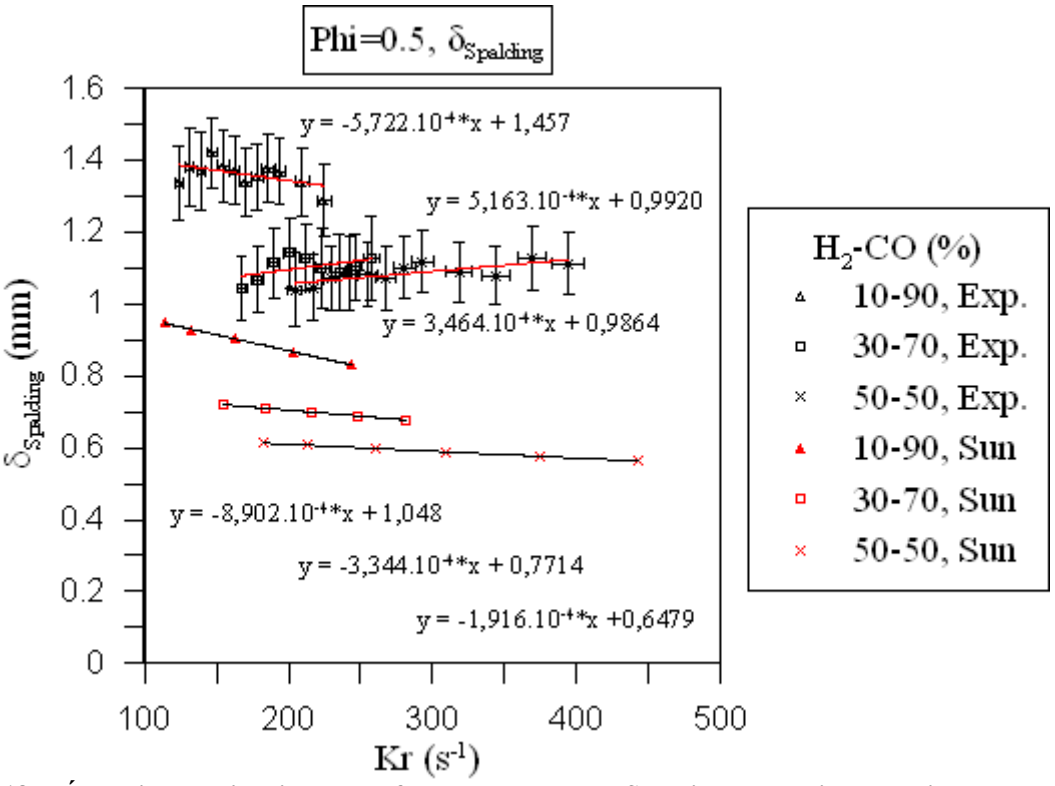


Figure 185: Évolution de l'épaisseur de flamme au sens de Spalding déterminé expérimentalement, en fonction de l'étirement, pour des flammes de prémélange H_2/CO/Air, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10, 30 et 50%, de richesse 0.5. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF. Les courbes de régression sont superposées à chaque profil et leur équation est indiquée.

Comme nous l'avions remarqué sur la Figure 182, l'influence de l'étirement sur l'épaisseur de flamme diminue significativement lorsque la concentration en hydrogène dans le combustible augmente, notamment pour phi=0.4.

Les données expérimentales comme les données numériques montrent que l'épaisseur de flamme décroît lorsque la concentration en hydrogène augmente, quelle que soit la richesse. Cette tendance est clairement visible sur la Figure 186, représentant l'évolution de l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CO/Air en fonction de la concentration en hydrogène dans le combustible, pour des valeurs de la richesse de 0.4, 0.5 et 0.6. Les données sont comparées aux résultats des calculs numériques.

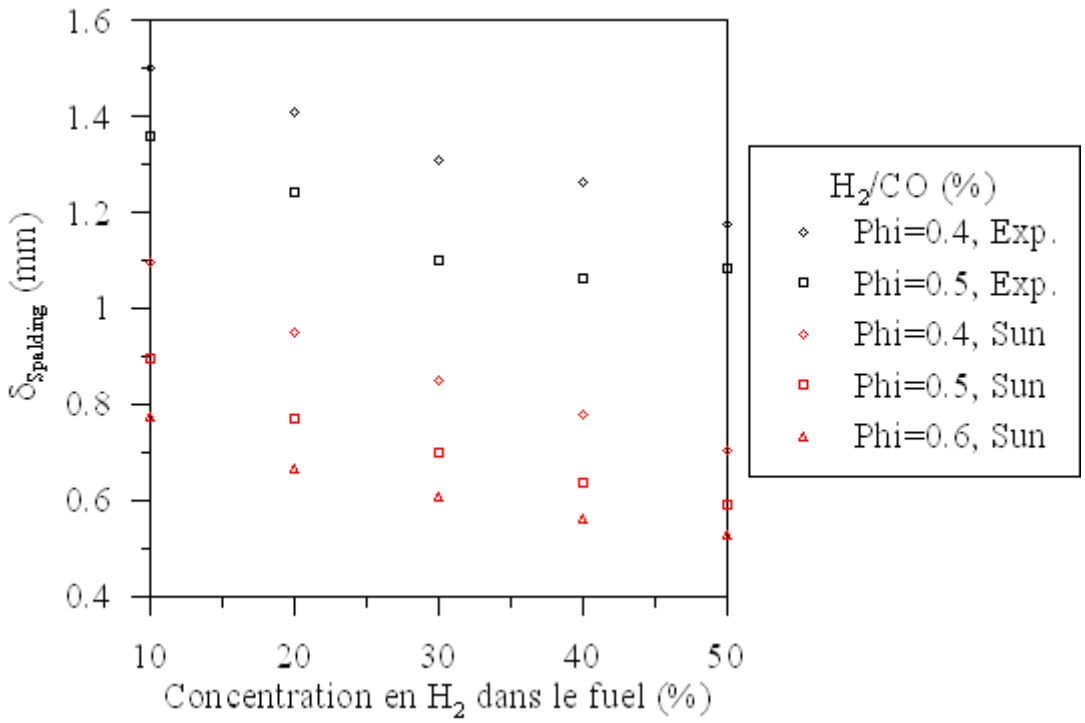


Figure 186 : Évolution de l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CH_4/Air en fonction de la concentration en hydrogène dans le combustible, pour des valeurs de la richesse de 0.6, 0.7 et 0.8. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Globalement, les résultats expérimentaux et les résultats numériques sont cohérents sur cette tendance.

Afin d'évaluer l'influence de la concentration en hydrogène dans le combustible sur l'épaisseur de flamme, les variations de la valeur moyenne de cette dernière par rapport au cas 10% d'hydrogène dans le combustible ont été évaluées. Les résultats sont résumés sur la Figure 187. Les calculs OPPDIF prédisent que l'influence de la concentration en hydrogène sur l'épaisseur de flamme varie peu avec la richesse. Cependant, cette tendance ne se retrouve pas dans les valeurs expérimentales.

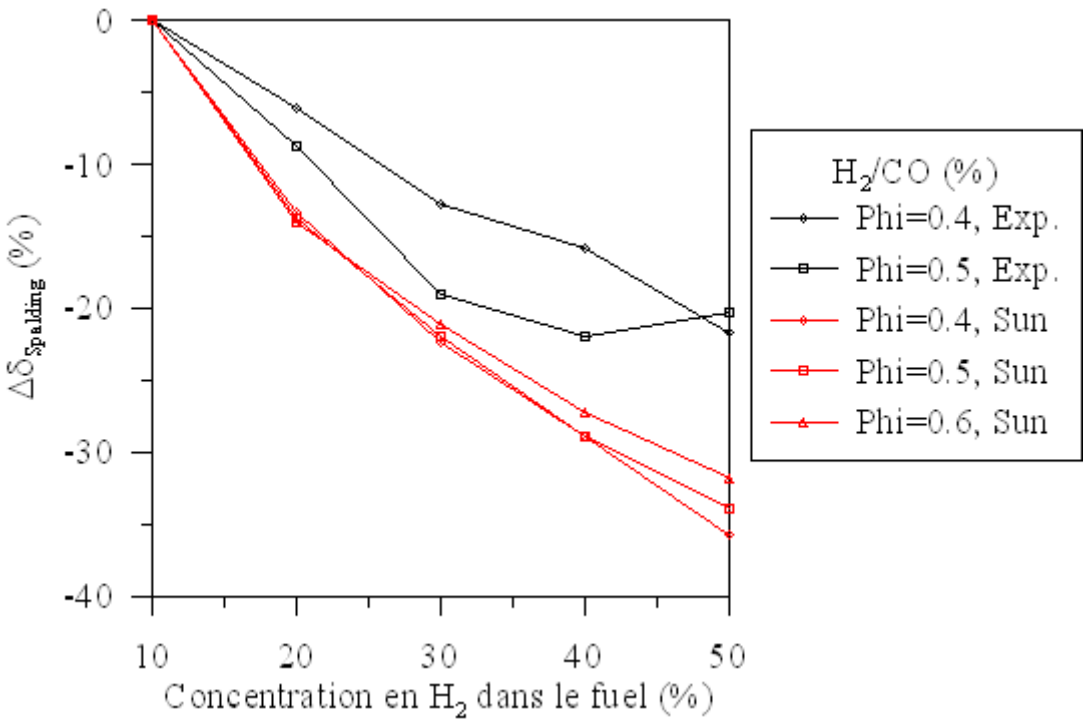


Figure 187: Évolution de l'écart entre l'épaisseur d'une flamme de prémélange H_2/CO/Air pour une concentration en hydrogène dans le combustible donné et sa valeur pour le cas 10% H_2, évaluée pour une richesse 0.4, 0.5 et 0.6. Les données sont comparées aux résultats de calculs OPPDIF.

Pour résumer, l'évolution de l'épaisseur de flamme définie par Spalding, en fonction de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible, a été étudiée pour différentes valeurs de l'étirement.

Nous avons remarqué qu'il existait un écart important entre les valeurs numériques et les valeurs expérimentales, provenant principalement de l'écart observé entre les valeurs numériques et expérimentales du gradient maximum de température.

On observe, sur les données numériques, que l'épaisseur de flamme diminue lorsque l'étirement augmente. La sensibilité à l'étirement de l'épaisseur de flamme diminue lorsque la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible augmente. Sur les résultats expérimentaux, on observe bien une décroissance de l'épaisseur de flamme lorsque l'étirement augmente pour 10 et 20% d'hydrogène dans le combustible mais au-delà, l'épaisseur augmente avec l'étirement. Cependant, l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène sur la sensibilité à l'étirement, déterminées expérimentalement, sont cohérentes avec les résultats numériques. Il n'est pas raisonnable de tirer davantage de conclusions des tendances expérimentales relatives à l'influence de l'étirement car ces dernières sont significativement perturbées

Nous avons également observé, sur les données expérimentales comme sur données numériques, que l'épaisseur de flamme diminue lorsque la richesse et/ou la concentration en

hydrogène augmentent ce qui est cohérent avec les résultats de [Halter, Chauveau et al., 2005] et [Lafay, Renou et al., 2009].
L'influence de la richesse est plus marquée pour les faibles valeurs de celle-ci.

Dans ce chapitre, nous venons d'étudier l'influence de la richesse ($0.4 \leq phi \leq 0.6$) et de la concentration en hydrogène dans le combustible ($0\% \leq H_2\% \leq 50\%$) sur le profil de température à travers un front de flamme laminaire de prémélange H_2/CO/Air. Trois grandeurs fondamentales ont été étudiées : la température des gaz brûlés, le gradient maximum de température et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding.
Nous avons constaté que l'influence de l'étirement était beaucoup plus faible sur la température des gaz brûlés que sur le gradient maximum de température et donc sur l'épaisseur de flamme. Globalement, la température des gaz brûlés est peu sensible à l'étirement, sauf pour les plus faibles richesses et les faibles concentrations en hydrogène pour lesquelles on observe, sur les données expérimentales comme sur les données numériques, une décroissance de la température des gaz brûlés lorsque l'étirement augmente.
Nous avons observé sur les résultats numériques une augmentation du gradient maximum de température et une diminution de l'épaisseur de flamme lorsque l'étirement augmente. Seuls quelques points expérimentaux confirment ces tendances. En effet, il est très difficile d'interpréter les tendances expérimentales relatives à l'influence de l'étirement compte tenu des incertitudes de mesure.
Nous avons remarqué que l'influence de l'étirement décroît lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmentent.
Les résultats expérimentaux comme les résultats numériques ont montré que la température des gaz brûlés et le gradient maximum de température augmentent avec la richesse et la concentration en hydrogène. L'épaisseur de flamme, elle, diminue. L'influence de la richesse est d'autant plus importante que la richesse est faible. L'influence de la concentration en hydrogène varie peu avec la richesse.

Conclusion et perspectives

Dans ce travail, nous avons commencé par des rappels bibliographiques sur les principaux processus physico-chimiques liés au phénomène de combustion, qui nous ont permis de caractériser la propagation et la structure d'un front de flamme laminaire de prémélange. Nous avons ainsi mis en évidence le rôle important de la nature du prémélange, de la géométrie de l'écoulement et de la géométrie du front de flamme dans la stabilité d'une flamme laminaire de prémélange.

Une synthèse des connaissances acquises sur le rôle de l'étirement dans la propagation d'un front de flamme a été faite. Elle a montré que les paramètres thermodiffusifs d'un prémélange étaient des paramètres clés dans la compréhension du processus de combustion. Nous avons constaté aussi que le nombre d'études dans la littérature traitant de l'impact de l'étirement sur la structure interne d'un front de flamme laminaire était faible.

Nos travaux expérimentaux avaient donc pour finalité de caractériser l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène sur le profil de température des fronts de flammes laminaires de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air pauvre pour différentes conditions d'étirement.

Le développement des outils expérimentaux et numériques a nécessité beaucoup de travail et nous avons souhaité le mettre en valeur dans ce document.

Pour mener à bien notre étude, un dispositif de flammes à jets opposés a été couplé à l'installation de combustion haute pression d'ICARE. L'utilisation de monoxyde de carbone dans le mélange combustible a nécessité la mise en place de mesures particulières en termes de sécurité et de compatibilité avec les matériaux constituant traditionnellement les lignes d'alimentation en gaz. Les risques de contamination de nos prémélanges en métaux carbonyles ont été écartés par l'utilisation de lignes en cuivre et laiton et d'un piège froid.

Deux diagnostics laser ont été utilisés successivement dans nos travaux : les conditions d'étirement ont été déterminées expérimentalement grâce à un diagnostic PIV et le profil de température a été étudié grâce à un diagnostic de diffusion Rayleigh induite par laser, appliqué dans des conditions expérimentales identiques que les mesures par PIV. Une attention particulière a été portée sur la stabilité et la reproductibilité des expériences. Ainsi, des solutions techniques comme des volumes morts et un dispositif de contrôle des pertes de charge ont été mises en place, légitimant la comparaison des résultats obtenus avec les différents diagnostics.

Après avoir rappelé le principe de la vélocimétrie par imagerie de particules, nous avons décrit les différentes étapes de son implantation sur notre dispositif expérimental. Nous avons mis en évidence plusieurs difficultés liées, d'une part, au suivi de l'écoulement réactif à la fois dans les gaz frais et dans les gaz brûlés à cause de l'expansion thermique, et d'une part à la plage de fonctionnement réduite de l'ensemencement compte tenu de la plage de débit importante requise pour l'étude de nos mélanges. Des aménagements judicieux du dispositif d'ensemencement et de la chambre, ainsi que l'utilisation d'un protocole robuste de traitement des données, nous ont permis de caractériser les conditions d'étirement, définies au minimum de vitesse axiale de l'écoulement en amont du front de flamme.

Les caractéristiques du régime de diffusion de la lumière par effet Rayleigh ont été exposées en détail. Nous avons montré que les propriétés de ce régime de diffusion pouvaient, sous certaines hypothèses, être utilisées pour caractériser, de façon non intrusive, la température d'un écoulement réactif. L'accent a été mis sur l'importance de la section efficace de diffusion Rayleigh dans ce diagnostic, ainsi que sur l'existence de différentes méthodes pour évaluer cette grandeur. Une brève description des avancées réalisées dans l'application de ce diagnostic à l'étude des écoulements réactifs a été faite, nous permettant de mettre en évidence le potentiel du dispositif de diagnostic de diffusion Rayleigh bi-planaire disponible au laboratoire ICARE.

De nombreuses solutions techniques nous ont permis, malgré la faible accessibilité du dispositif, de démontrer la viabilité de notre diagnostic de diffusion Rayleigh 2D dans une configuration de flamme à jets opposés. Enfin, l'étape préliminaire du protocole de traitement d'image a été présentée.

Des simulations numériques 1D de flammes se propageant librement et de flammes en configuration de jets opposés ont été réalisées respectivement avec CANTERA et PREMIX. Les différentes configurations simulées, ainsi que les hypothèses qu'elles impliquent pour les modélisations, ont été exposées. Nous avons vu que quelle que soit la configuration étudiée, le choix du modèle de transport était une étape importante. Pour les mélanges étudiés dans nos travaux, caractérisés entre autres par une faible richesse, un modèle de transport moyenné sur le mélange s'est avéré satisfaisant pour le calcul d'une flamme laminaire de prémélange 1D se propageant librement. En revanche, il a été démontré que dans le cas d'une configuration à jets opposés, l'effet Soret jouait un rôle important, particulièrement pour les espèces très diffusives comme l'hydrogène. Enfin, l'influence des principaux paramètres de la simulation a été caractérisée, nous permettant d'exploiter au mieux ces outils numériques compte tenu de nos ressources informatiques.

À partir des simulations 1D d'une flamme se propageant librement, nous avons étudié les profils de section efficace à travers un front de flamme laminaire de prémélange pour des mélanges H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air. Nous avons montré que la section efficace de diffusion Rayleigh évoluait significativement à travers le front de flamme et que cette évolution était non linéaire. Des écarts allant jusqu'à 8% dans les flammes H_2/CH_4/Air et jusqu'à 28% dans les flammes H_2/CO/Air ont été relevés entre la section efficace en un point du front de flamme et sa valeur dans les gaz frais.

En revanche, nous avons observé que l'étirement avait une influence négligeable sur les profils de section efficace de diffusion Rayleigh lorsque ceux-ci sont exprimés en fonction de la variable d'avancement définie sur la température.

Deux hypothèses sont régulièrement utilisées pour approximer la valeur de la section efficace de diffusion Rayleigh dans les mesures au sein de flammes : 1) la section efficace de diffusion est constante à travers le front de flamme et égale à sa valeur dans les réactifs, 2) la section efficace de diffusion évolue linéairement depuis sa valeur dans les gaz frais jusqu'à sa valeur dans les gaz chauds. L'impact de ces hypothèses sur la caractérisation de la structure thermique du front de flamme par étude de la diffusion Rayleigh a été évalué. Alors que ces deux hypothèses se valent pour une flamme H_2/CH_4/Air, il ne parait pas raisonnable d'utiliser l'hypothèse d'une section efficace constante dans ce type de flamme dans le cas d'une flamme H_2/CO/Air.

L'erreur introduite lors de la caractérisation de la structure thermique d'un front de flamme par ces deux hypothèses restait significative. Nous avons démontré que la prise en compte des variations de composition dans le calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh pouvait apporter un gain de précision important à la technique de la diffusion Rayleigh. Nous avons donc décrit une méthode permettant de déterminer les profils de température en prenant en compte la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme, déterminée à partir des calculs OPPDIF.

Nous avons étudié l'influence de la richesse et de la concentration en hydrogène dans le combustible sur le profil de température à travers un front de flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air. Trois grandeurs fondamentales ont été étudiées : la température des gaz brûlés, le gradient maximum de température et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding.

Comme nous l'avions suggéré dans la partie dédiée au développement des outils expérimentaux et numériques, le diagnostic optique a été significativement perturbé par la présence des gaz chauds et de la flamme sur le trajet de la nappe laser et dans le champ d'observation. Une méthode d'ajustement a été développée pour corriger le biais introduit par ces perturbations.

Nous avons démontré l'efficacité de cet ajustement pour la détermination de la température des gaz brûlés. Ainsi, nous avons pu observer expérimentalement que la température des gaz brûlés était peu influencée par l'étirement. Pour les plus faibles richesses et les plus faibles concentrations en hydrogène, nous avons tout de même observé des décroissances de la température des gaz brûlés dont l'origine a été attribuée à des conditions expérimentales proches des conditions d'extinction. Il a été observé, quelque soit le prémélange, que l'augmentation de la richesse et/ou de la concentration en hydrogène permettaient à la flamme de mieux résister aux contraintes hydrodynamiques. Enfin, les résultats expérimentaux et les résultats numériques ont montré que la température des gaz brûlés augmentait avec la richesse et la concentration en hydrogène. L'influence de la concentration en hydrogène était cependant plus faible.

Durant l'étude du gradient maximum de température, un écart important a été observé entre les valeurs expérimentales et numériques, suggérant que les tendances expérimentales relatives à l'influence de l'étirement étaient biaisées. Ceci a mis en évidence l'importance du phénomène de « beam steering » dans cette configuration expérimentale. Nous avons donc fait preuve de prudence lors de l'interprétation des tendances expérimentales relatives à l'influence de l'étirement.
Les données numériques ont révélé que, quelles que soient la richesse et la concentration en hydrogène dans le combustible, le gradient maximum de température augmentait avec l'étirement. Les calculs OPPDIF ont montré que la sensibilité à l'étirement du gradient maximum de température diminuait légèrement lorsque la richesse augmentait, quel que soit le prémélange, ce qui a été confirmé par les résultats expérimentaux pour les faibles valeurs de richesse et de concentration en hydrogène. L'influence de la concentration en hydrogène sur la sensibilité à l'étirement est beaucoup plus faible. Nous avons constaté, sur les résultats expérimentaux comme sur les résultats numériques, que le gradient maximum de température augmentait avec la richesse et la concentration en hydrogène. Pour le prémélange H_2/CH_4/Air, nous avons remarqué que l'influence de l'hydrogène sur le gradient maximum de température augmentait lorsque la richesse diminuait.

Enfin, l'épaisseur de flamme expérimentale étant calculée à partir des grandeurs mesurées, elle était, elle aussi, très perturbée.

Les données OPPDIF se sont révélées cohérentes avec la littérature en indiquant une décroissance de l'épaisseur de flamme avec l'augmentation de l'étirement, qui tend à s'atténuer lorsque la richesse augmente. Nous avons observé que les données expérimentales étaient cohérentes avec ce phénomène pour les faibles valeurs de richesse.

Nous avons montré, sur les données expérimentales comme sur les données numériques, que l'épaisseur de flamme diminuait lorsque la richesse et/ou la concentration en hydrogène augmentait ce qui est cohérent avec les travaux déjà réalisés sur ce sujet. L'influence de la richesse s'est révélée plus marquée pour les faibles valeurs de celle-ci.

En somme, nous avons tenté dans nos travaux, d'appliquer un diagnostic Rayleigh 2D à une configuration de flammes à jets opposés laminaires. Nous avons développé des solutions techniques qui nous ont permis de nous affranchir de la faible accessibilité de ce type de configuration, qui était un obstacle majeur. Nos résultats expérimentaux ont mis en évidence

l'intérêt de la mesure de température par un diagnostic de diffusion Rayleigh 2D dans l'étude de la réponse d'un front de flamme à l'étirement.

Comme l'a suggéré [Law, Jomaas et al., 2005], l'ajout d'une faible quantité d'un hydrocarbone dans une flamme de prémélange H_2/Air permet d'accroître significativement sa stabilité. De plus, dans le cas du Syngas, l'une des voies de recherche explorée pour réduire la production de CO_2 est l'extraction du CO dans les gaz frais. C'est pourquoi, quel que soit le prémélange étudié, il serait intéressant d'étendre notre étude à de plus grandes concentrations en hydrogène. Etendre la plage de richesse Notons que la chambre de combustion haute pression du laboratoire ICARE offre la possibilité de prolonger cette étude jusqu'à des pressions de 9 bars.

Cependant, il apparaît clairement que l'orientation du faisceau laser parallèlement au front de flamme est une source très importante d'erreur, qui nous a limité à une étude qualitative. Notons que le phénomène de « beam steering » est de plus en plus présent lorsque la richesse ou la concentration en hydrogène augmente. De plus, des essais réalisés à 3 et 5 bars à l'aide de brûleurs de 7 mm de diamètres ont démontré que l'influence du « beam steering » rendait impossible toute mesure (**Annexe E**). Cela remet en question la pertinence d'une mesure 2D dans cette configuration. En effet, des mesures 1D effectuées à l'aide d'un faisceau focalisé et d'un photomultiplicateur ont déjà fait leurs preuves dans ce type de configuration. Cependant, faire circuler le faisceau laser le long de l'axe des brûleurs, grâce à l'intégration des accès optiques aux blocs brûleur, permettrait de s'affranchir des perturbations liées aux gradients d'indice de réfraction tout en conservant la résolution et la vitesse d'acquisition d'une caméra ICCD. Notons cependant que l'axe de la caméra est lui aussi parallèle aux fronts de flammes impliquant des déformations du champ d'observation qu'il serait intéressant de caractériser.

Pour finir, cette étude a posé les bases de futurs travaux de recherche sur la combustion prémélangée du Syngas au laboratoire ICARE, portant sur l'influence de la turbulence et de la pression.

Bibliographie

Abraham, J., Williams, F.A. and Bracco, F.V., *Discussion of turbulent flame structure in premixed charges.* Engine Combustion Analysis: New Approaches, SAE Paper 850345, Detroit, 1985.

Barat, R.B., Longwell, J.P., Sarofim, A.F., Smith, S.P. and Barziv, E., *Laser Rayleigh-scattering for flame thermometry in a toroidal jet stirred combustor*, Applied Optics, **30**(21): 3003-3010, 1991.

Bell, S.R. and Gupta, M., *Extension of the lean operating limit for natural gas fueling of a spark ignited engine using hydrogen blending*, Combustion Science and Technology, **123**(1-6): 23-48, 1997.

Benezech, L.J.-M., *Premixed hydrocarbon stagnation flames: Experiments and simulations to validate combustion chemical-kinetic models*, Engineer's Thesis, California Institute of Technologie, 2008.

Bergthorson, J.M., *Experiments and modeling of impinging jets and premixed hydrocarbon stagnation flammes*, PhD Thesis, California Institute of Technology, 2005.

Bongers, H. and De Goey, L.P.H., *The effect of simplified transport modeling on the burning velocity of laminar premixed flames*, Combustion Science and Technology, **175**(10): 1915-1928, 2003.

Boukhalfa, A. and Gokalp, I., *Influence of the Damkohler number on the average thickness of conical turbulent premixed methane air flames.*, Combustion and Flame, **73**(1): 75-87, 1988.

Bouvet, N., *Experimental and numerical studies of the fundamental flame speeds of methane/air and Syngas (H2/CO)/air mixtures*, PhD Thesis, Université d'Orléans, 2009.

Bradley, J.N., *Flame and combustion phenomena*. Taylor & Francis, London, 1969.

Buckmaster, J., *The quenching of two-dimensional premixed flames*, Acta Astronautica, **6**(5-6): 741-769, 1979.

Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schäfer, T., Schäfer, M. and Wolfrum, J., *Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion*, Symposium (International) on Combustion, **26**(1): 437-445, 1996.

Candel, S.M. and Poinsot, T.J., *Flame stretch and the balance equation for the flame area*, Combustion Science and Technology, **70**(1-3): 1-15, 1990.

Chen, Y.-C. and Bilger, R.W., *Experimental investigation of three-dimensional flame-front structure in premixed turbulent combustion--I: hydrocarbon/air bunsen flames*, Combustion and Flame, **131**(4): 400-435, 2002.

Chen, Y.-C. and Bilger, R.W., *Experimental investigation of three-dimensional flame-front structure in premixed turbulent combustion: II. Lean hydrogen/air Bunsen flames*, Combustion and Flame, **138**(1-2): 155-174, 2004.

Chen, Y.-C. and Mansour, M.S., *Investigation of flame broadening in turbulent premixed flames in the thin-reaction-zones regime*, Symposium (International) on Combustion, **27**(1): 811-818, 1998.

Chung, S.H. and Law, C.K., *An invariant derivation of flame stretch*, Combustion and Flame, **55**(1): 123-125, 1984.

Chung, S.H. and Law, C.K., *An integral analysis of the structure and propagation of stretched premixed flames*, Combustion and Flame, **72**(3): 325-336, 1988.

Chung, S.H. and Law, C.K., *Analysis of some nonlinear premixed flame phenomena*, Combustion and Flame, **75**(3-4): 309-323, 1989.

Clavin, P., *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows*, Progress in Energy and Combustion Science, **11**(1): 1-59, 1985.

Clavin, P. and Garcia, P., *The influence of the temperature dependence of diffusivities on the dynamics of flame fronts*, Journal de Mécanique Théorique et Appliquée, **2**: 245-263, 1983.

Clavin, P. and Joulin, G., *Premixed flames in large scale and high intensity turbulent flow.*, Journal de physique. Lettres, **44**: 1-12, 1983.

Clavin, P. and Williams, F.A., *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.*, Journal of Fluid Mechanics, **116**: 251-282, 1982.

Creta, F. and Matalon, M., *Strain rate effects on the nonlinear development of hydrodynamically unstable flames*, Proceedings of the Combustion Institute, **33**: 1087-1094, 2011.

Daneshyar, H., Mendes-Lopes, J.M.C. and Ludford, G.S.S., *Effect of strain fields on burning rate*, Symposium (International) on Combustion, **19**(1): 413-421, 1982.

Darabiha, N., Candel, S.M. and Marble, F.E., *Effect of strain rate on a premixed laminar flame*, Combustion and Flame, **64**: 203-217, 1986.

Davis, S.G., Quinard, J. and Searby, G., *Determination of Markstein numbers in counterflow premixed flames*, Combustion and Flame, **130**(1-2): 112-122, 2002.

Davis, S.G., Quinard, J. and Searby, G., *Markstein numbers in counterflow, methane- and propane- air flames: a computational study*, Combustion and Flame, **130**(1-2): 123-136, 2002.

Davis, S.G. and Searby, G., *The use of counterflow flames for the evaluation of burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures*, Combustion Science and Technology, **174**(11): 93-110, 2002.

De Goey, L.P.H., Mallens, R.M.M. and Ten Thije Boonkkamp, J.H.M., *An evaluation of different contributions to flame stretch for stationary premixed flames*, Combustion and Flame, **110**(1-2): 54-62, 1997.

De Goey, L.P.H., Plessing, T., Hermanns, R.T.E. and Peters, N., *Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime*, Proceedings of the Combustion Institute, **30**(1): 859-866, 2005.

De Goey, L.P.H. and Ten Thije Boonkkamp, J.H.M., *A mass-based definition of flame stretch for flames with finite thickness*, Combustion Science and Technology, **122**: 399-405, 1997.

De Goey, L.P.H., Van Oijen, J.A., Kornilov, V.N. and Boonkkamp, J., *Propagation, dynamics and control of laminar premixed flames*, Proceedings of the Combustion Institute, **33**: 863-886, 2011.

Deschamps, B., Boukhalfa, A., Chauveau, C., Gokalp, I., Shepherd, I.G. and Cheng, R.K., *An experimental estimation of the flame surface density and mean reaction rate in turbulent premixed flames*, Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion: 469-475, 1992.

Deshaies, B. and Cambray, P., *The velocity of a premixed flame as a function of the flame stretch: An experimental study*, Combustion and Flame, **82**(3-4): 361-375, 1990.

Dibble, R.W. and Hollenbach, R.E., *Laser Rayleigh scattering thermometry in turbulent flames*, Eighteenth Symposium (International) on Combustion: 1489-1499, 1981.

Dibble, R.W., Hollenbach, R.E. and Rambach, G.D. Temperature Measurement in Turbulent Flames Via Rayleigh Scattering. *Laser Probes for Combustion Chemistry*, AMERICAN CHEMICAL SOCIETY. **134:** 435-441, 1980.

Dinkelacker, F., Buschmann, A., Schäfer, M. and Wolfrum, J., *Spatially resolved joint measurements of OH and temperature fields in a large premixed turbulent flame*, Joint Meeting of the Britisch and German Section of the Combustion Institute: 295-298, 1993.

Dinkelacker, F., Soika, A., Most, D., Hofmann, D., Leipertz, A., Polifke, W. and Döbbeling, K., *Structure of locally quenched highly turbulent lean premixed flames*, Symposium (International) on Combustion, **27**(1): 857-865, 1998.

Ern, A. and Giovangigli, V., *Thermal diffusion effects in hydrogen-air and methane-air flames*, Combustion Theory and Modelling, **2**(4): 349-372, 1998.

Ern, A. and Giovangigli, V., *Impact of detailed multicomponent transport on planar and counterflow hydrogen/air and methane/air flames*, Combustion Science and Technology, **149**(1-6): 157-181, 1999.

Ferrao, P. and Heitor, M.V., *Simultaneous velocity and scalar measurements in premixed recirculating flames*, Experiments in Fluids, **24**(5-6): 399-407, 1998.

Fourguette, D.C., Zurn, R.M. and Long, M.B., *Two-dimensional Rayleigh-thermometry in a turbulent nonpremixed hydrogen flame*, Combustion Science and Technology, **44**(5-6): 307-&, 1986.

Frank, J.H., Kaiser, S.A. and Long, M.B., *Multiscalar imaging in partially premixed jet flames with argon dilution*, Combustion and Flame, **143**(4): 507-523, 2005.

Frankel, M.L. and Sivashinsky, G.I., *On effects due to thermal-expansion and Lewis number in spherical flame propagation*, Combustion Science and Technology, **31**(3-4): 131-138, 1983.

Frassoldati, A., Faravelli, T. and Ranzi, E., *The ignition, combustion and flame structure of carbon monoxide/hydrogen mixtures. Note 1: Detailed kinetic modeling of syngas combustion also in presence of nitrogen compounds*, International Journal of Hydrogen Energy, **32**(15): 3471-3485, 2007.

Gardiner, W.C., Hidaka, Y. and Tanzawa, T., *Refractivity of combustion gases*, Combustion and Flame, **40**: 213-219, 1981.

Gauducheau, J.L., Denet, B. and Searby, G., *A numerical study of lean CH4/H2/air premixed flames at high pressure*, Combustion Science and Technology, **137**(1-6): 81-99, 1998.

Gaydon, A.G. and Wolfhard, H.G., *Flames - Their structure, Radiation and Temperature*. Chapman & Hall, London, 1953.

Ghenaï, C., Chauveau, C. and Gökalp, I., *Spatial and temporal dynamics of flamelets in turbulent premixed flames*, Symposium (International) on Combustion, **26**(1): 331-337, 1996.

Glassman, I. and Yetter, R.A., *Combustion*. Academic Press, San Diego, 2009.

Gokalp, I., *An evaluation of the Klimov-Williams criterion*, Combustion and Flame, **67**(2): 111-119, 1987.

Gouldin, F.C. and Halthore, R.N., *Rayleigh-scattering for density-measurements in premixed flames - one point, time-series data*, Experiments in Fluids, **4**(5): 269-278, 1986.

Grcar, J.F., Bell, J.B. and Day, M.S., *The Soret effect in naturally propagating, premixed, lean, hydrogen-air flames*, Proceedings of the Combustion Institute, **32**: 1173-1180, 2009.

Halter, F., Chauveau, C., Djeballi-Chaumeix, N. and Gokalp, I., *Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane-hydrogen-air mixtures*, Proceedings of the Combustion Institute, **30**: 201-208, 2005.

Halter, F., Chauveau, C. and Gökalp, I., *Characterization of the effects of hydrogen addition in premixed methane/air flames*, International Journal of Hydrogen Energy, **32**(13): 2585-2592, 2007.

Hassan, M.I., Aung, K.T. and Faeth, G.M., *Properties of laminar premixed CO/H-2/air flames at various pressures*, Journal of Propulsion and Power, **13**(2): 239-245, 1997.

Hu, E.J., Huang, Z.H., He, J.J., Jin, C. and Zheng, J.J., *Experimental and numerical study on laminar burning characteristics of premixed methane-hydrogen-air flames*, International Journal of Hydrogen Energy, **34**(11): 4876-4888, 2009.

Huang, Z.H., Zhang, Y., Wang, Q., Wang, J.H., Jiang, D.M. and Miao, H.Y., *Study on flame propagation characteristics of natural gas-hydrogen-air mixtures*, Energy & Fuels, **20**(6): 2385-2390, 2006.

Ilbas, M., Crayford, A.P., Yilmaz, I., Bowen, P.J. and Syred, N., *Laminar-buming velocities of hydrogen-air and hydrogen-methane-air mixtures: An experimental study*, International Journal of Hydrogen Energy, **31**(12): 1768-1779, 2006.

Jackson, G.S., Sai, R., Plaia, J.M., Boggs, C.M. and Kiger, K.T., *Influence of H-2 on the response of lean premixed CH4 flames to high strained flows*, Combustion and Flame, **132**(3): 503-511, 2003.

Jarosinski, J., *The thickness of laminar flames*, Combustion and Flame, **56**(3): 337-342, 1984.

Kaiser, S.A. and Frank, J.H., *Spatial scales of extinction and dissipation in the near field of non-premixed turbulent jet flames*, Proceedings of the Combustion Institute, **32**(2): 1639-1646, 2009.

Kampmann, S., Leipertz, A., Dobbeling, K., Haumann, J. and Sattelmayer, T., *2-dimensional temperature measurements in a technical combustor with laser Rayleigh-scattering.*, Applied Optics, **32**(30): 6167-6172, 1993.

Karlovitz, B. and Denniston, J., D.W., *Studies on turbulent flames, A: Flame propagation across velocity gradient, B: Turbulent measurements in flames.*, Proceeding of the Combustion Institut, (4): 613, 1953.

Kee, R.J., Miller, J.A., Evans, G.H. and Dixon-Lewis, G., *A computational model of the structure and extinction of strained, opposed flow, premixed methane-air flames*, Symposium (International) on Combustion, **22**(1): 1479-1494, 1989.

Kelley, A.P. and Law, C.K., *Nonlinear effects in the experimental determination of laminar flame properties from stretched flames*, Eastern State Fall Technical Meeting, Chemical and Physical Processes in Combustion, 2007.

Kelley, A.P. and Law, C.K., *Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames*, Combustion and Flame, **156**: 1844-1851, 2009.

Kelley, A.P., Smallbone, A.J., Zhu, D.L. and Law, C.K., *Laminar flame speeds of C5 to C8 n-alkanes at elevated pressures: Experimental determination, fuel similarity, and stretch sensitivity*, Proceeding of the Combustion Institute, **33**: 963-970, 2011.

Knaus, D.A., Sattler, S.S. and Gouldin, F.C., *Three-dimensional temperature gradients in premixed turbulent flamelets via crossed-plane Rayleigh imaging*, Combustion and Flame, **141**(3): 253-270, 2005.

Komiyama, M., Fujimura, T., Takagi, T. and Kinoshita, S., *Dynamic behavior of diffusion flame interacting with a large-scale vortex by laser imaging techniques*, Proceedings of the Combustion Institute, **30**(1): 465-473, 2005.

Komiyama, M., Kawabe, R. and Takagi, T., *Extinction and interruption of diffusion flame interacting with a large scale vortex*, Proceedings of the Combustion Institute, **32**(1): 1099-1106, 2009.

Kortschik, C., Plessing, T. and Peters, N., *Laser optical investigation of turbulent transport of temperature ahead of the preheat zone in a premixed flame*, Combustion and Flame, **136**(1-2): 43-50, 2004.

Lafay, Y., Renou, B., Cabot, G. and Boukhalfa, M., *Experimental and numerical investigation of the effect of H2 enrichment on laminar methane-air flame thickness*, Combustion and Flame, **153**(4): 540-561, 2008.

Lafay, Y., Renou, B., Leventiu, C., Cabot, G. and Boukhalfa, A., *Thermal structure of laminar laminar methane/air: influence of H-2 enrichement and reactants preheating.*, Combustion Science and Technology, **181**(9): 1145-1163, 2009.

Lask, G. and Wagner, H.G., *Influence of additives on the velocity of laminar flames*, Proceeding of the Combustion Institut, **8**, 1962.

Law, C.K., *Combustion physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 2006.

Law, C.K., Jomaas, G. and Bechtold, J.K., *Cellular instabilities of expanding hydrogen/propane spherical flames at elevated pressures: theory and experiment*, Proceedings of the Combustion Institute, **30**: 159-167, 2005.

Law, C.K. and Sung, C.J., *Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets*, Progress in Energy and Combustion Science, **26**(4-6): 459-505, 2000.

Law, C.K., Sung, C.J. and Yu, G., *On the structural sensitivity of purely strained planar premixed flames to strain rate variations*, Combustion and Flame, **98**: 139-154, 1994.

Lewis, B. and Von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. Academic Press, 1961.

Liu, K., Song, C. and Subramani, V., *Hydrogen and Syngas production and purification technologies*. Wiley - AIChE, 2010.

Mandilas, C., Ormsby, M.P., Sheppard, C.G.W. and Woolley, R., *Effects of hydrogen addition on laminar and turbulent premixed methane and iso-octane-air flames*, Proceedings of the Combustion Institute, **31**: 1443-1450, 2007.

Mansour, M.S., *2-plane 2-dimensional Rayleigh thermometry technique for turbulent combustion.*, Optics Letters, **18**(7): 537-539, 1993.

Mansour, M.S., Chen, Y.C. and Peters, N., *The reaction zone structure of turbulent premixed methane-helium-air flames near extinction*, Symposium (International) on Combustion, **24**(1): 461-468, 1992.

Mansour, M.S., Peters, N. and Chen, Y.-C., *Investigation of scalar mixing in the thin reaction zones regime using a simultaneous CH-LIF/Rayleigh laser technique*, Symposium (International) on Combustion, **27**(1): 767-773, 1998.

Markstein, G.H., *Experimental and theoretical studies studies of flame-front stability.*, Journal of the Aeronautical Sciences, **18**(3): 199-209, 1951.

Matalon, M., *On flame stretch*, Combustion Science and Technology, **31**: 169-181, 1983.

Matalon, M., Cui, C. and Bechtold, J.K., *Hydrodynamic theory of premixed flames: effects of stoichiometry, variable transport coefficients and arbitrary reaction orders*, Journal of Fluid Mechanics, **487**: 179-210, 2003.

Matalon, M. and Matkowsky, B.J., *Flames as gasdynamic discontinuities*, Journal of Fluid Mechanics, **124**: 239-259, 1982.

Mendes-Lopes, J.M.C. and Daneshyar, H., *Influence of strain fields on flame propagation*, Combustion and Flame, **60**(1): 29-48, 1985.

Most, D., Holler, V., Soika, A., Dinkelacker, F. and Leipertz, A., *Simultaneous planar OH and temperature measurements for the detection of lifted reaction zones in premixed bluff-body stabilized flames*. Springer-Verlag Berlin, Berlin, 2000.

Mounaïm-Rousselle, C. and Gökalp, I., *Strain effects on the structure of counterflowing turbulent premixed flames*, Symposium (International) on Combustion, **25**(1): 1199-1205, 1994.

Namazian, M., Talbot, L., Robben, F. and Cheng, R.K., *Two-point rayleigh scattering measurements in a V-shaped turbulent flame*, Symposium (International) on Combustion, **19**(1): 487-493, 1982.

Natarajan, J., Lieuwen, T., Seitzman, J. and Asme, *Laminar flame speeds and strain sensitivities of mixtures of H-2 with CO, CO2 and N-2 at elevated temperatures*. Amer Soc Mechanical Engineers, New York, 2007.

Newport, *Resolution Test Targets*, http://www.newport.com/Resolution-Test-Targets/141210/1033/catalog.aspx

O'Young, F. and Bilger, R.W., *Scalar gradient and related quantities in turbulent premixed flames*, Combustion and Flame, **109**(4): 682-700, 1997.

Oyoung, F. and Bilger, R.W., *Measurement of scalar dissipation in premixed flames*, Combustion Science and Technology, **113**: 393-+, 1996.

Reinelt, D. and Linteris, G.T., *Experimental study of the inhibition of premixed and diffusion flames by iron pentacarbonyl*, Symposium (International) on Combustion, **26**(1): 1421-1428, 1996.

Ren, J.Y., Qin, W., Egolfopoulos, F.N. and Tsotsis, T.T., *Strain-rate effects on hydrogen-enhanced lean premixed combustion*, Combustion and Flame, **124**(4): 717-720, 2001.

Rolon, J.C., *Etude théorique et expérimentale de la flamme de diffusion à contre-courant*, Ecole Centrale Paris, 1988.

Rosner, D.E., Israel, R.S. and La Mantia, B., *"Heavy" species Ludwig-Soret transport effects in air-breathing combustion*, Combustion and Flame, **123**(4): 547-560, 2000.

Rumminger, M.D. and Linteris, G.T., *Inhibition of premixed carbon monoxide-hydrogen-oxygen-nitrogen flames by iron pentacarbonyl*, Combustion and Flame, **120**(4): 451-464, 2000.

Rumminger, M.D. and Linteris, G.T., *The role of particles in the inhibition of premixed flames by iron pentacarbonyl*, Combustion and Flame, **123**(1-2): 82-94, 2000.

Rumminger, M.D. and Linteris, G.T., *The role of particles in the inhibition of counterflow diffusion flames by iron pentacarbonyl*, Combustion and Flame, **128**(1-2): 145-164, 2002.

Rumminger, M.D., Reinelt, D., Babushok, V. and Linteris, G.T., *Numerical study of the inhibition of premixed and diffusion flames by iron pentacarbonyl*, Combustion and Flame, **116**(1-2): 207-219, 1999.

Schefer, R.W., *Hydrogen enrichment for improved lean flame stability*, International Journal of Hydrogen Energy, **28**: 1131-1141, 2003.

Scholte, T.G. and Vaags, P.B., *Burning velocities of mixtures of hydrogen, carbone monoxide and methane with air.*, Combustion and Flame, **3**(4): 511-524, 1959.

Seshadri, K. and Peters, N., *The inner structure of methane---air flames*, Combustion and Flame, **81**(2): 96-118, 1990.

Shepherd, I.G., Cheng, R.K., Plessing, T., Kortschik, C. and Peters, N., *Premixed flame front structure in intense turbulence*, Proceedings of the Combustion Institute, **29**(2): 1833-1840, 2002.

Smith, G., Golden, D., Frenklach, M., Moriarty, N., Eiteneer, B., Goldenberg, M., Bowman, C., Hanson, R., Song, S., Gardiner, W.C., Lissianski, V. and Qin, Z., *GRI-Mech 3.0*, http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/

Soika, A., Dinkelacker, F. and Leipertz, A., *Detection of 3D temperature gradients in turbulent premixed flames with the dual-sheet laser Rayleigh scattering technique*. Ninth International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 1998.

Soika, A., Dinkelacker, F. and Leipertz, A., *Measurement of the resolved flame structure of turbulent premixed flames with constant reynolds number and varied stoichiometry*, Symposium (International) on Combustion, **27**(1): 785-792, 1998.

Spalding, D.B., *Some Fundamentals of Combustion*. Butterworths Scientific Publications, London, 1955.

Sun, C.J., Sung, C.J., He, L. and Law, C.K., *Dynamics of weakly stretched flames: quantitative description and extraction of global flame parameters*, Combustion and Flame, **118**(1-2): 108-128, 1999.

Sun, C.J., Sung, C.J., Zhu, D.L. and Law, C.K., *Response of counterflow premixed and diffusion flames to strain rate variations at reduced and elevated pressures*. Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, 1996.

Sun, H.Y., Yang, S.I., Jomaas, G. and Law, C.K., *High-pressure laminar flame speeds and kinetic modeling of carbon monoxide/hydrogen combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, **31**: 439-446, 2007.

Sung, C.J., Liu, J.B. and Law, C.K., *Structural response of counterflow diffusion flames to strain rate variations*, Combustion and Flame, **102**(4): 481-492, 1995.

Sung, C.J., Liu, J.B. and Law, C.K., *On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow*, Combustion and Flame, **106**(1-2): 168-183, 1996.

Tepe, R.K., Vassallo, D., Jacksier, T. and Barnes, R.M., *Iron pentacarbonyl determination in carbon monoxide*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, **54**(13): 1861-1868, 1999.

Tien, J.H. and Matalon, M., *On the burning velocity of stretched flames*, Combustion and Flame, **84**(3-4): 238-248, 1991.

Vagelopoulos, C.M. and Egolfopoulos, F.N., *Laminar flame speeds and extinction strains rates of mixtures of carbon monoxide with hydrogen, methane, and air*. Proceedings of the 25th Symposium (International) on Combustion, Jul 31 - Aug 5 1994, Irvine, CA, United states, 1994.

Vu, T.M., Park, J., Kwon, O.B., Bae, D.S., Yun, J.H. and Keel, S.I., *Effects of diluents on cellular instabilities in outwardly propagating spherical syngas-air premixed flames*, International Journal of Hydrogen Energy, **35**(8): 3868-3880, 2010.

Wang, G.H., Clemens, N.T. and Varghese, P.L., *High-repetition rate measurements of temperature and thermal dissipation in a non-premixed turbulent jet flame*, Proceedings of the Combustion Institute, **30**(1): 691-699, 2005.

Williams, F.A., *A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure*, Agard Conference Proceedinds, **164**, 1975.

Williams, F.A., *Progress in knowledge of flamelet structure and extinction*, Progress in Energy and Combustion Science, **26**(4-6): 657-682, 2000.

Williams, T.C. and Shaddix, C.R., *Contamination of carbon monoxide with metal carbonyls: Implications for combustion research*, Combustion Science and Technology, **179**(6): 1225-1230, 2007.

World Energy Outlook 2010. International Energy Agency, 2010.

Wu, C.K. and Law, C.K., *On the determination of laminar flame speeds from stretched flames*, Symposium (International) on Combustion, **20**(1): 1941-1949, 1985.

Yang, F., Law, C.K., Sung, C.J. and Zhang, H.Q., *A mechanistic study of Soret diffusion in hydrogen-air flames*, Combustion and Flame, **157**(1): 192-200, 2010.

Yip, B. and Long, M.B., *Instantaneous planar measurement of the complete 3-dimensional scalar gradient in a turbulent jet.*, Optics Letters, **11**(2): 64-66, 1986.

Yokomori, T. and Mizomoto, M., *Flame temperatures along a laminar premixed flame with a non-uniform stretch rate*, Combustion and Flame, **135**(4): 489-502, 2003.

Yu, G., Law, C.K. and Wu, C.K., *Laminar flame speeds of hydrocarbon + air mixtures with hydrogen addition.*, Combustion and Flame, **63**(3): 339-347, 1986.

Yuen, F.T.C. and Gülder, Ö.L., *Premixed turbulent flame front structure investigation by Rayleigh scattering in the thin reaction zone regime*, Proceedings of the Combustion Institute, **32**(2): 1747-1754, 2009.

Zeldovich, Y.B., *Theory of Combustion and Detonation of Gases*. Academy of Sciences (in Russian), Moscow, 1944.

Zhao, F.-Q. and Hiroyasu, H., *The applications of laser Rayleigh scattering to combustion diagnostics*, Progress in Energy and Combustion Science, **19**(6): 447-485, 1993.

Annexes

Annexe A : Calculs des nombres de Lewis pour les configurations expérimentales.

Le Tableau 13 et le Tableau 14 résument les valeurs des nombres de Lewis caractéristiques des prémélanges H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air étudiés dans nos travaux. Les nombres de Lewis de chaque espèce ont été calculés numériquement à partir de la librairie de EQUIL (CHEMKIN). Le nombre de Lewis effectif a été calculé d'après la formulation décrite par Bouvet (2009). Les enthalpies de formation nécessaires à ce calcul sont issues de [Hanbook of Chemistry and Physics, (1992-1993)].

H_2 in fuel (%)	phi	Le_{H2}	Le_{CH4}	Le_{O2}	Le_{eff}
0	0,6	0,000	0,953	1,248	0,953
	0,7	0,000	0,949	1,257	0,949
	0,8	0,000	0,946	1,266	0,946
10	0,6	0,277	0,971	1,272	0,961
	0,7	0,278	0,969	1,285	0,960
	0,8	0,279	0,968	1,297	0,959
20	0,6	0,282	0,991	1,300	0,969
	0,7	0,283	0,993	1,318	0,971
	0,8	0,285	0,994	1,334	0,973
30	0,6	0,287	1,015	1,333	0,978
	0,7	0,290	1,020	1,356	0,983
	0,8	0,292	1,025	1,377	0,987
40	0,6	0,294	1,043	1,372	0,985
	0,7	0,298	1,052	1,401	0,994
	0,8	0,301	1,061	1,428	1,002
50	0,6	0,302	1,077	1,420	0,991
	0,7	0,307	1,091	1,455	1,003
	0,8	0,311	1,103	1,489	1,015

Tableau 13 : Valeurs calculées des nombres de Lewis caractéristiques des prémélanges H_2/CH_4/Air étudiés.

H_2 in fuel (%)	phi	Le_{H2}	Le_{CO}	Le_{O2}	Le_{eff}
10	0,4	0,280	1,089	1,211	1,082
	0,5	0,282	1,094	1,217	1,087
	0,6	0,284	1,098	1,223	1,092
20	0,4	0,290	1,132	1,266	1,117
	0,5	0,294	1,146	1,283	1,130
	0,6	0,297	1,158	1,298	1,143
30	0,4	0,299	1,174	1,322	1,148
	0,5	0,305	1,196	1,349	1,169
	0,6	0,310	1,216	1,373	1,189
40	0,4	0,308	1,216	1,378	1,174
	0,5	0,315	1,245	1,415	1,203
	0,6	0,322	1,272	1,449	1,229
50	0,4	0,317	1,257	1,436	1,193
	0,5	0,325	1,294	1,484	1,228
	0,6	0,333	1,327	1,527	1,260

Tableau 14: Valeurs calculées des nombres de Lewis caractéristiques des prémélanges H_2/CO/Air étudiés.

Annexe B : Caractérisation expérimentale des conditions d'étirement par diagnostic PIV

Nous présentons ici un résumé des résultats de la campagne de PIV, campagne destinée à caractériser les conditions d'étirement des flammes étudiées ainsi que les conditions hydrodynamiques en sortie de brûleur. Ces dernières ont été utilisées comme conditions d'entrées pour les calculs OPPDIF. Le calcul des nombres de Karlovitz est également présenté.

Pour chaque acquisition, nous avons considéré que l'écart type était représentatif de l'incertitude de mesure. Une incertitude moyenne a été calculée pour un coefficient de débit égal à 1. Nous avons ensuite considéré que l'incertitude de mesure était directement proportionnelle au coefficient de débit afin de la calculer dans toutes nos configurations expérimentales.

$H_2/CH_4/Air$					
H2 %	**phi**	**ΔKr (1/s)**	**a (1/s)**	**b (1/s)**	**R2**
0%	**0,6**	106,7 - 149,9	71,6	6,585	0,9998
	0,7	194,8 - 307,1	112,1	15,83	0,9999
	0,8	259,4 - 369,0	137	53,82	1,000
10%	**0,6**	144,8 - 238,2	66,81	11,45	0,9998
	0,7	195,0 - 341,9	105,1	25,46	0,9992
	0,8	259,1 - 363,2	130,1	63,62	0,9999
20%	**0,6**	155,9 - 278,4	76,55	2,555	0,9999
	0,7	214,3 - 347,7	111,2	35,82	0,9998
	0,8	276,7 - 382,0	150,6	51,06	0,9998
30%	**0,6**	173,1 - 292,2	74,22	24,16	0,9994
	0,7	240,1 - 340,3	111,4	50,06	0,9996
	0,8	282,2 - 359,7	154,5	65,48	0,9993
40%	**0,6**	168,6 - 292,8	83,11	26,5	0,9997
	0,7	252,9 - 376,8	137,7	32,44	0,9999
	0,8	300,7 - 370,4	174,3	74,1	0,9999
50%	**0,6**	215,3 - 351,14	96,94	21,92	0,9998
	0,7	259,3 - 368,5	156	40,95	1,000
	0,8	341,5 - 373,8	161,6	131,4	0,9999

$H_2/CO/Air$					
H_2 %	**phi**	**ΔKr (1/s)**	**a (1/s)**	**b (1/s)**	**R^2**
10%	**0,4**	125,6 - 162,3	61,86	1,167	0,9976
	0,5	138,6 - 193,3	77,90	22,46	0,9983
20%	**0,4**	143,9 - 189,9	57,53	5,842	1,000
	0,5	170,3 - 234,8	92,00	32,85	0,9993
30%	**0,4**	132,8 - 194,4	51,14	20,56	0,9999
	0,5	202,1 - 269,4	112,2	10,36	0,7156
40%	**0,4**	123,6 - 281,0	52,12	20,00	0,9996
	0,5	210,3 - 315,8	117,4	34,85	0,9993
50%	**0,4**	109,1 - 369,8	50,60	21,01	0,9988
	0,5	216,8 - 368,9	126,7	39,58	0,9999

Tableau 15: Résumé des résultats expérimentaux de la campagne PIV destinés à caractériser les conditions d'étirements pour les flammes de prémélange $H_2/CH_4/Air$ et $H_2/CO/Air$. ΔKr correspond à l'intervalle d'étirement investigué, a et b sont les coefficients de la droite de régression, R^2 est le coefficient de régression.

Les conditions hydrodynamiques en sortie de brûleur ont été étudiées à partir des champs de vitesse moyens. Là aussi, il est apparu que la vitesse axiale et le gradient de vitesse radiale évoluaient linéairement avec le coefficient de débit. Des régressions linéaires ont donc été utilisées comme pour l'étude des conditions d'étirement.

$H_2/CH_4/Air$					
H2 %	**Phi**	**Conditions**	**a**	**b**	**R^2**
0%	**0,6**	U_0	0,3797	-0,0079	0,9982
		V/r	7,1976	16,08	0,9985
	0,7	U_0	0,6398	-0,1768	0,9996
		V/r	9,4188	32,82	0,9873
	0,8	U_0	0,7609	0,0731	0,9992
		V/r	14,70	44,33	0,9886
10%	**0,6**	U_0	0,3486	-0,0476	1,000
		V/r	7,9167	15,83	0,9987
	0,7	U_0	0,5834	-0,1022	1,000
		V/r	12,277	28,14	0,9834
	0,8	U_0	0,7544	-0,0953	0,9947
		V/r	14,896	46,49	1,000
20%	**0,6**	U_0	0,4235	-0,1421	0,9978
		V/r	6,653	21,81	0,9907
	0,7	U_0	0,6305	-0,0966	0,9994
		V/r	10,51	37,03	0,9916
	0,8	U_0	0,8206	0,0975	0,9996
		V/r	13,01	56,08	0,9949
30%	**0,6**	U_0	0,4127	-0,0538	1,000
		V/r	8,856	23,00	0,9953
	0,7	U_0	0,6743	-0,1553	0,9988
		V/r	9,334	48,13	0,9353
	0,8	U_0	0,9577	-0,3075	0,9995
		V/r	9,205	70,14	0,8409
40%	**0,6**	U_0	0,4608	-0,0731	0,9998
		V/r	11,98	23,32	0,9984
	0,7	U_0	0,7631	-0,2058	0,9999
		V/r	17,96	41,83	0,9999
	0,8	U_0	0,9324	-0,1492	0,9990
		V/r	13,68	78,90	0,6478
50%	**0,6**	U_0	0,5136	-0,07	0,9990
		V/r	10,77	33,32	0,9272
	0,7	U_0	0,8252	-0,1703	0,9996
		V/r	10,63	65,00	0,8981
	0,8	U_0	0,953	-0,0916	0,9716
		V/r	-7,492	120,7	0,9861

Tableau 16: Résumé des résultats expérimentaux de la campagne PIV destinés à caractériser les conditions hydrodynamiques en sortie de brûleur pour les flammes de prémélange $H_2/CH_4/Air$. U_0 représente la vitesse axiale, V/r le gradient de vitesse radiale correspond à l'intervalle d'étirement investigué, a et b sont les coefficients des droites de régression, R^2 est le coefficient de régression.

H_2/CO/Air					
H2 %	**Phi**	**Conditions**	**a**	**b**	**R^2**
10%	**0,4**	U_0	0,2931	-0,0063	0,9995
		V/r	4,898	13,68	0,9884
	0,5	U_0	0,4657	-0,1056	1,000
		V/r	8,281	22,49	0,9994
	0,6	U_0	0,6202	-0,1132	0,9995
		V/r	2,819	46,42	0,3135
20%	**0,4**	U_0	0,3162	-0,0706	1,000
		V/r	6,135	12,96	1,000
	0,5	U_0	0,5604	-0,1355	0,9998
		V/r	2,209	42,86	0,3347
	0,6	U_0	0,7394	0,0359	0,9999
		V/r	10,54	44,63	0,9803
30%	**0,4**	U_0	0,2962	-0,0318	0,9958
		V/r	5,709	16,41	0,9974
	0,5	U_0	0,71	-0,3389	0,9565
		V/r	5,096	40,35	0,2504
	0,6	U_0	0,8353	-0,0996	0,937
		V/r	11,80	50,32	0,3873
40%	**0,4**	U_0	0,2892	-0,0204	0,9991
		V/r	4,853	19,62	0,9803
	0,5	U_0	0,6765	-0,1382	0,9982
		V/r	5,713	49,582	0,6427
	0,6	U_0	0,966	-0,1806	0,9972
		V/r	3,825	79,74	0,1044
50%	**0,4**	U_0	0,2842	-0,0238	0,9994
		V/r	5,072	20,59	0,9857
	0,5	U_0	0,736	0,1684	0,9989
		V/r	11,89	46,92	0,9686
	0,6	U_0	1,181	-0,355	0,9986
		V/r	-10,81	114,7	0,6951

Tableau 17: Résumé des résultats expérimentaux de la campagne PIV destinés à caractériser les conditions hydrodynamiques en sortie de brûleur pour les flammes de prémélange H_2/CO/Air. U_0 représente la vitesse axiale, V/r le gradient de vitesse radiale correspond à l'intervalle d'étirement investigué, a et b sont les coefficients des droites de régression, R^2 est le coefficient de régression.

A partir des valeurs de l'étirement déterminées expérimentalement, nous avons déterminé les nombres de Karlovitz caractéristiques de nos conditions expérimentales. Les valeurs de vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée sont issues de simulations numériques 1D de flamme se propageant librement (CANTERA), utilisant le mécanisme GRImech 3.0 et un modèle de transport « Mixture averaged ». La diffusivité thermique des mélanges a été calculée à partir de la bibliothèque d'EQUIL.

H_2 in fuel (%)	phi	D_T(m2/s)	SL_0 (m/s)	K1 (s^{-1})	K2 (s^{-1})	Ka1	Ka2
0	0,6	2,2888E-05	0,1133	83,1	151,1	0,148	0,270
	0,7	2,2903E-05	0,1915	156,1	336,2	0,098	0,210
	0,8	2,2918E-05	0,2690	216,1	398,9	0,068	0,126
10	0,6	2,3396E-05	0,1219	113,9	256,3	0,179	0,403
	0,7	2,3488E-05	0,2046	164,0	374,9	0,092	0,210
	0,8	2,3579E-05	0,2872	230,5	395,1	0,066	0,113
20	0,6	2,3988E-05	0,1331	108,5	294,6	0,147	0,399
	0,7	0,00002417	0,2209	179,7	385,1	0,089	0,191
	0,8	2,4349E-05	0,3083	250,1	410,8	0,064	0,105
30	0,6	2,4689E-05	0,1472	133,4	316,8	0,152	0,361
	0,7	2,4977E-05	0,2416	203,4	379,7	0,087	0,163
	0,8	2,5257E-05	0,3363	272,1	408,2	0,061	0,091
40	0,6	0,00002553	0,1652	142,7	342,4	0,133	0,320
	0,7	2,5942E-05	0,2686	215,5	400,2	0,077	0,144
	0,8	2,6343E-05	0,3727	291,6	426,2	0,055	0,081
50	0,6	2,6559E-05	0,1891	168,9	401,1	0,125	0,298
	0,7	2,7121E-05	0,3045	252,3	414,6	0,074	0,121
	0,8	2,7666E-05	0,4218	332,5	434,8	0,052	0,068

H_2 in fuel (%)	phi	D_T(m2/s)	SL_0 (m/s)	K1 (s^{-1})	K2 (s^{-1})	Ka1	Ka2
10	0,4	2,3872E-05	0,0711	62,4	187,1	0,295	0,884
	0,5	2,4095E-05	0,1426	117,6	235,1	0,139	0,279
	0,6	2,4304E-05	0,2213				
20	0,4	2,5049E-05	0,0875	71,6	214,8	0,234	0,703
	0,5	2,5517E-05	0,1800	143,5	264,8	0,113	0,209
	0,6	2,5955E-05	0,2861				
30	0,4	2,6231E-05	0,0982	94,7	213,1	0,258	0,580
	0,5	2,6946E-05	0,2079	165,0	259,2	0,103	0,162
	0,6	2,7614E-05	0,3378				
40	0,4	2,7416E-05	0,1071	82,1	293,1	0,196	0,701
	0,5	0,00002838	0,2332	176,5	325,9	0,092	0,170
	0,6	2,9283E-05	0,3860				
50	0,4	2,8607E-05	0,1151	93,5	409,2	0,202	0,884
	0,5	2,9823E-05	0,2571	192,6	414,7	0,087	0,187
	0,6	3,0962E-05	0,4358				

Tableau 18 : Résumé des valeurs du nombre de Karlovitz pour nos conditions expérimentales. K1 et K2 représentent les bornes de la plage d'étirement pour le mélange considéré. Ka1 et Ka2 représentent les valeurs minimales et maximales du nombre de Karlovitz correspondant.

Annexe C : Evaluation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flamme laminaire de prémélange.

Nous allons évaluer l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers un front de flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air.

C.1. Le prémélange H_2/CH_4/Air

La Figure 188 et la Figure 189 représente l'erreur introduite par l'hypothèse d'une section efficace évoluant linéairement à travers le front de flamme, sur les grandeurs définies précédemment, pour une flamme CH_4/Air et une flamme H_2/CH_4/Air avec 50% d'hydrogène dans le combustible, pour différentes valeurs de richesse.

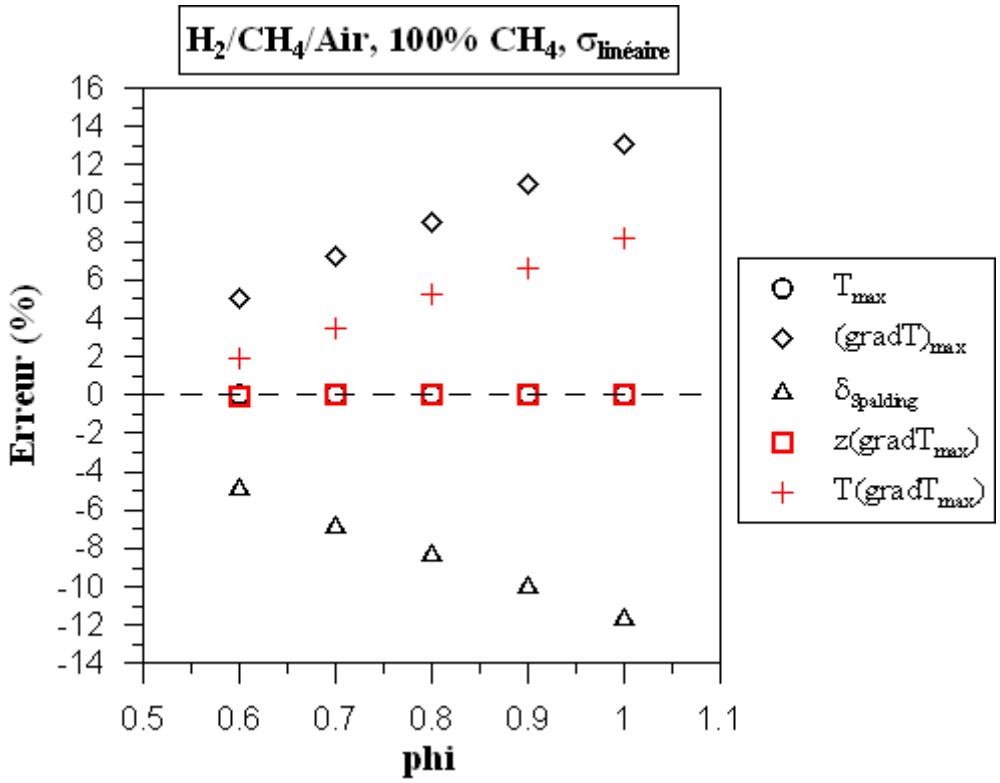


Figure 188: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, 100% CH_4 pour différentes valeurs de richesse.

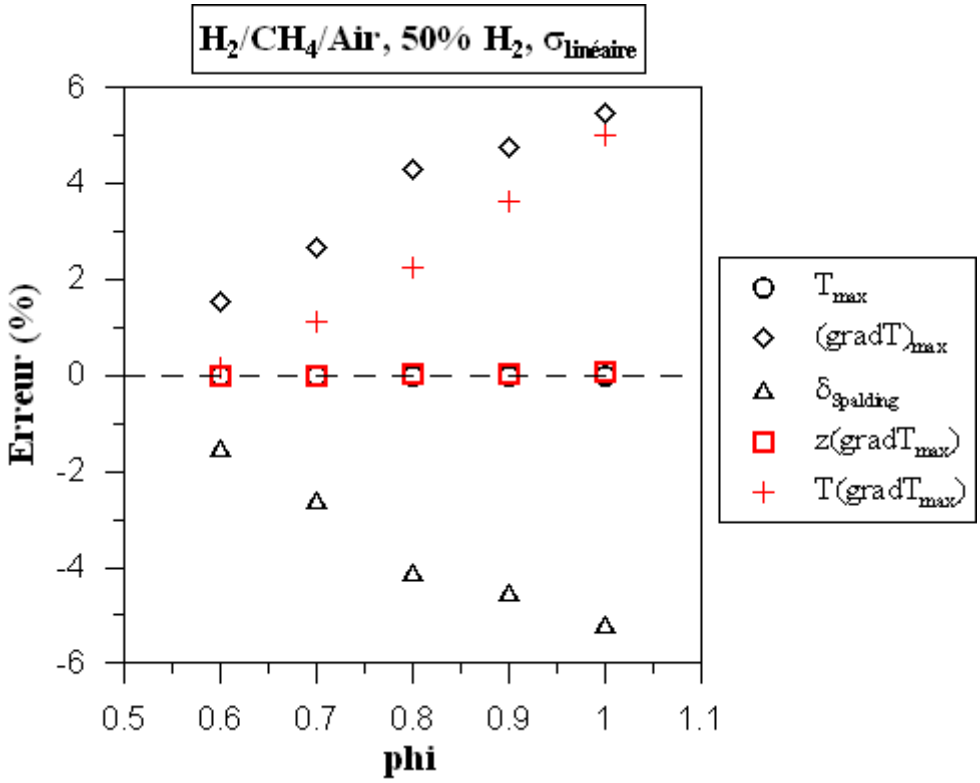


Figure 189: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air, 50% H_2 pour différentes valeurs de richesse.

Logiquement, l'erreur sur la température des gaz brûlés devient nulle. Dans le cas 100% CH_4, lorsque que phi croit de 0.6 à 1.0, l'erreur sur le gradient maximum de température évolue de 5 à 13%. Pour mémoire, avec une hypothèse de section efficace constante, elle évoluait une de 5 à 14%. Dans le cas 50% H_2, lorsque phi croit de 0.6 à 1.0, l'erreur sur le gradient maximum de température évolue de 1.5 à 5.5%. Pour mémoire, avec l'hypothèse d'une section efficace constante à travers le front de flamme, cette erreur évoluait de 1 à 4.5%. Globalement, les deux hypothèses étudiées introduisent une erreur similaire sur le gradient maximum de température, quelle que soit la richesse.

Pour ce qui est de l'erreur sur l'épaisseur de flamme calculée, elle évolue à présent de -5 à -12% lorsque la richesse croit de 0.6 à 1.0. Pour mémoire, avec l'hypothèse d'une section efficace constante, elle évoluait de -3 à -9%. On peut en déduire que dans ce dernier cas, la surestimation du gradient maximum de température était compensée par la surestimation de la température des gaz brûlés, ce qui n'est plus le cas avec l'hypothèse d'une section efficace évoluant linéairement à travers le front de flamme. Le raisonnement inverse s'applique au cas 50% H_2.

Avec l'hypothèse d'une section efficace constante, la surestimation du gradient maximum de température couplée à la sous-estimation de la température des gaz brûlés accroît l'erreur sur l'épaisseur de flamme calculée. Avec l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh, seule l'erreur sur le gradient maximum de température influence l'erreur sur l'épaisseur de flamme. L'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme semble donc augmenter l'erreur sur l'épaisseur de flamme pour de faibles teneurs en hydrogène tandis qu'elle la réduit pour de fortes concentrations en H_2 dans le combustible. On observe ce phénomène quelque soit la valeur de richesse.

C'est ce que montrent la Figure 190 et la Figure 191, toutes deux représentant l'évolution des erreurs précédemment définies en fonction de la teneur en hydrogène dans le combustible, pour une richesse 1.0 et 0.6.

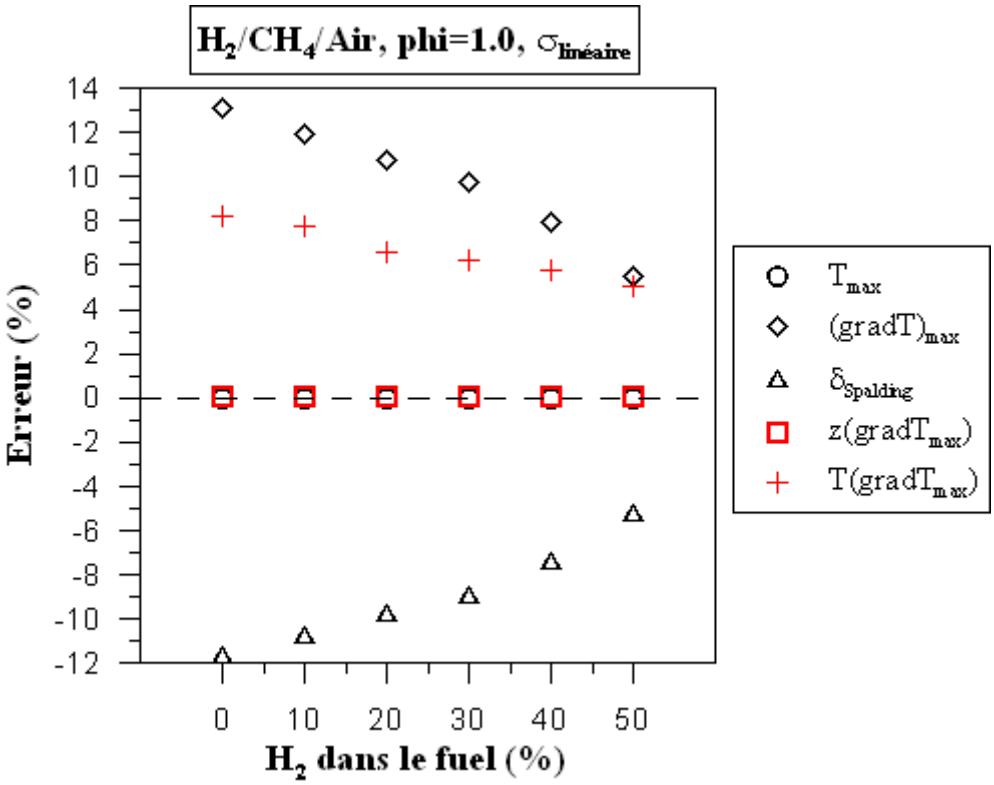


Figure 190: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air de richesse 1.0, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

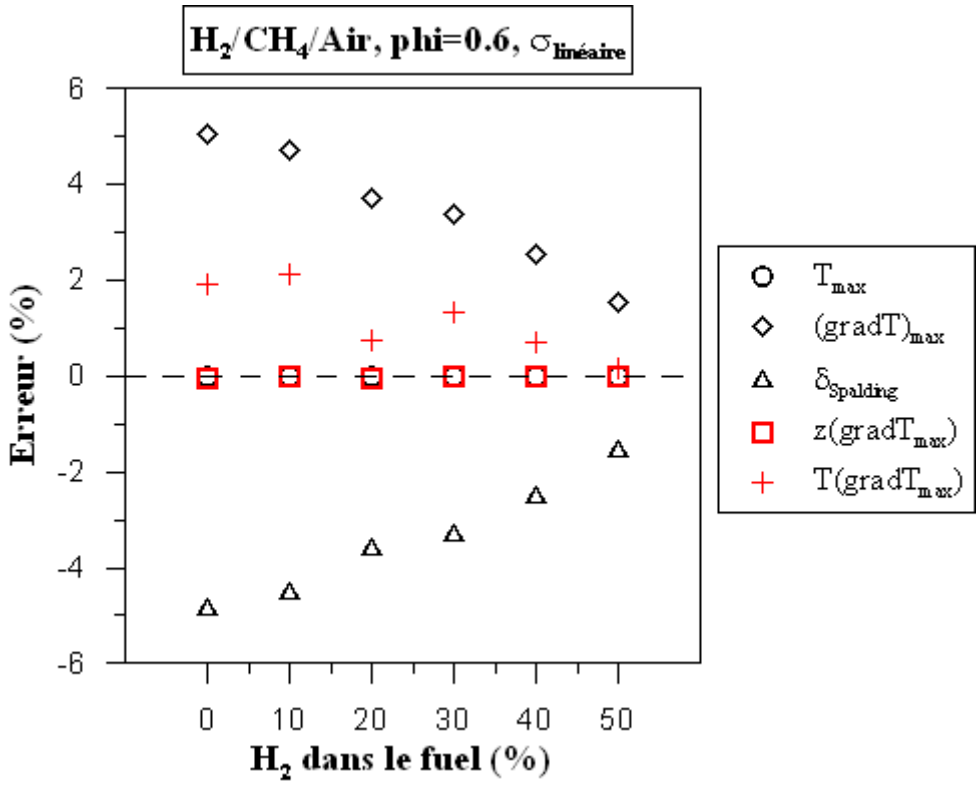


Figure 191: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ces coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh Cas d'une flamme H_2/CH_4/Air de richesse 1.0, pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

En comparant ces deux dernières figures avec la Figure 87 et la Figure 88, on observe que pour phi=1 comme pour phi=0.6, en dessus de 20% d'hydrogène dans le combustible, l'erreur introduite par l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme est plus importante que celle introduite par l'hypothèse d'une section efficace constante. Au-delà de 20% d'hydrogène dans le combustible, l'inverse est observé.

C.2. Le prémélange H_2/CO/Air

Afin d'évaluer la pertinence de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh pour l'étude des flammes H_2/CO/Air, nous avons tracé sur la Figure 192 et la Figure 193, l'évolution des erreurs précédemment définies, introduites par cette hypothèse, en fonction de la richesse pour une flamme H_2/CO/Air avec 10% d'hydrogène dans le combustible et 50% d'hydrogène dans le combustible.

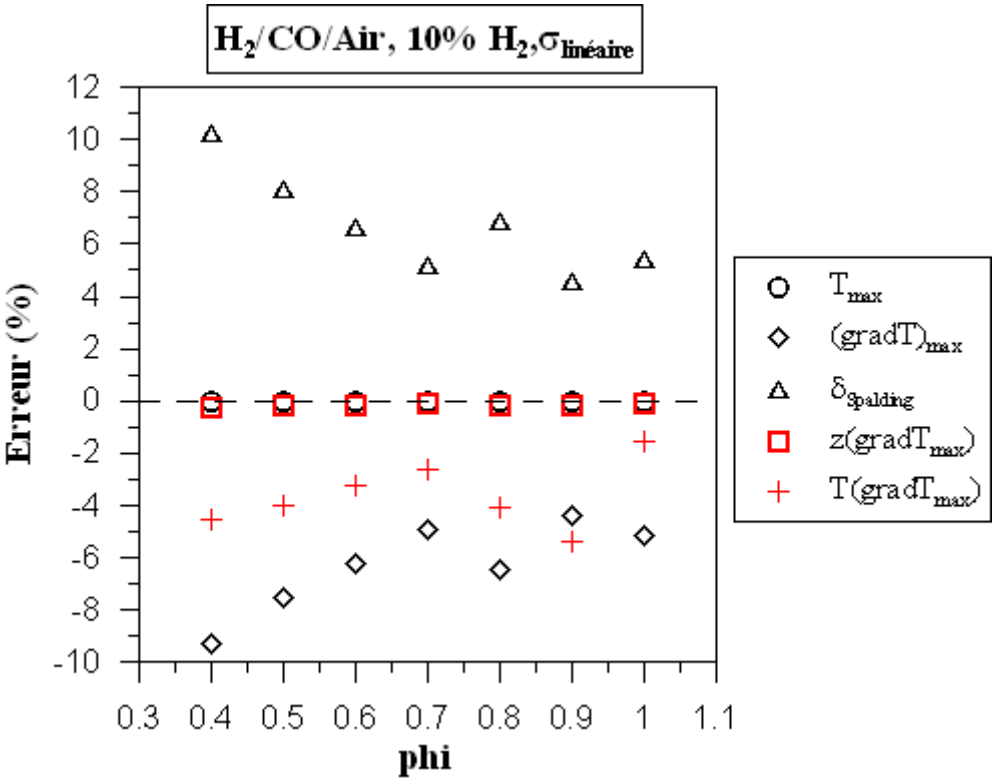


Figure 192: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cas d'une flamme H_2/CO/Air avec 10% d'hydrogène dans le combustible pour différentes valeurs de richesse.

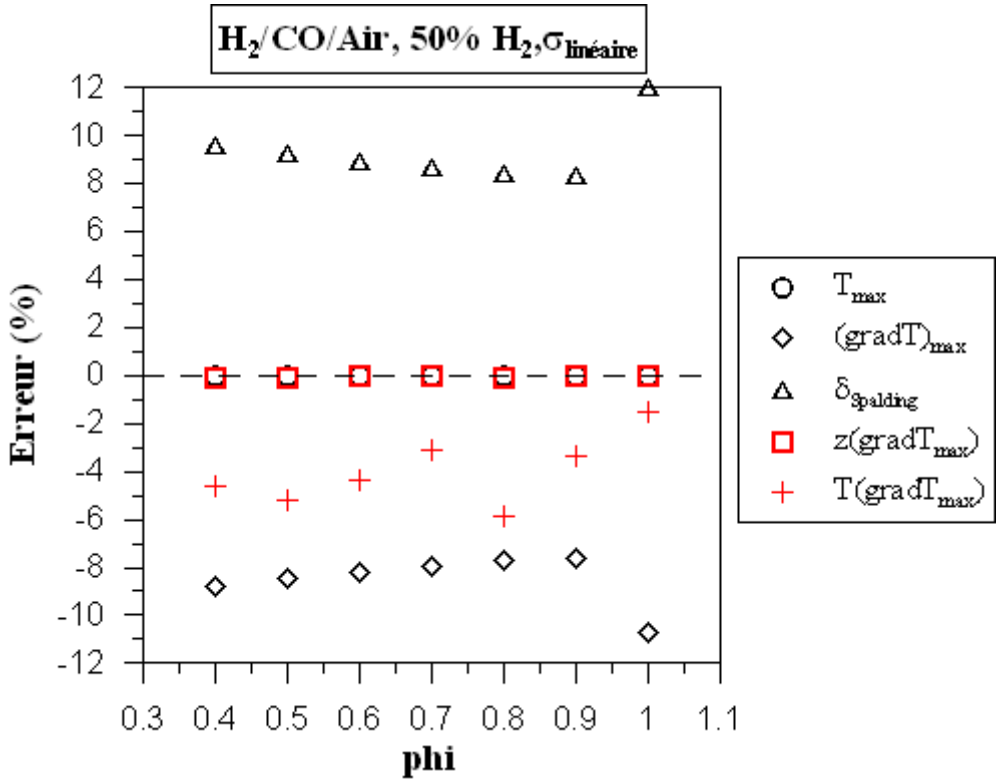


Figure 193: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ces coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cas d'une flamme H_2/CO/Air avec 50% d'hydrogène dans le combustible pour différentes valeurs de richesse.

On remarque tout d'abord que les points sont légèrement plus dispersés que dans les figures précédentes. Cela est dû à la nature des profils de température des flammes H_2/CO/Air. En effet, l'évolution très rapide du gradient de température peut quelquefois déstabiliser la procédure d'approximation polynomiale. Malgré cela, les tendances sont clairement identifiables.

On remarque que lorsque la richesse croit de 0.4 à 1.0, l'erreur sur le gradient maximum de température évolue de -9 à -4% pour 10% d'hydrogène dans le combustible et de -9 à -7% pour 50% d'hydrogène dans le combustible. Pour mémoire, avec l'hypothèse d'une section efficace constante, l'erreur évoluait respectivement de -13.5 à -6% et de -13 à -10.5%. L'adoption de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh à travers le front de flamme réduit donc significativement l'erreur sur le gradient maximum de température, quelle que soit la richesse.

Logiquement, l'erreur sur la température des gaz brûlés est nulle. L'erreur sur l'épaisseur de flamme ne dépend donc plus que de l'erreur sur le gradient maximum de température.

Ce dernier étant sous-estimé avec l'hypothèse d'une section efficace évoluant linéairement à travers le front de flamme, l'épaisseur de flamme est surestimée. L'erreur sur l'épaisseur de flamme calculée évolue donc de 10.5 à 4% pour 10% d'hydrogène dans le combustible et de 9.5 à 7.5 % pour 50% d'hydrogène dans le combustible. Pour mémoire, avec l'hypothèse d'une section efficace constante, elle évoluait respectivement de -1.5 à -19% et de -2 à 16%. L'adoption de l'hypothèse d'une section efficace linéaire au lieu d'une section efficace constante à travers le front de flamme augmente l'erreur sur l'épaisseur de flamme pour phi<0.6 mais elle la réduit pour phi>0.6. Rappelons tout de même que l'erreur sur l'épaisseur de flamme pour phi<0.6, avec une section efficace constante, n'est plus faible qu'à cause d'une compensation fortuite des erreurs sur la température des gaz brûlés et le gradient maximum de température.

La Figure 194 et la Figure 195, représentent l'évolution des erreurs définies précédemment en fonction de la concentration en hydrogène dans le combustible pour des flammes de richesse 1 et 0.4.

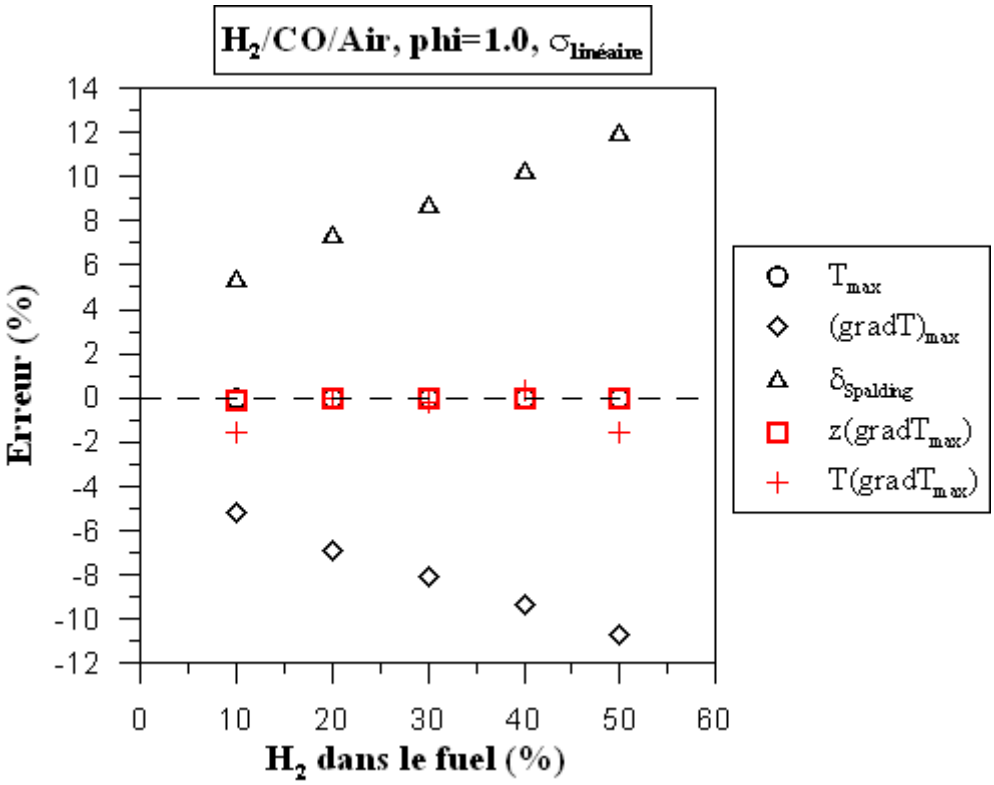


Figure 194: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ses coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cas d'une flamme H_2/CO/Air de richesse 1.0 pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

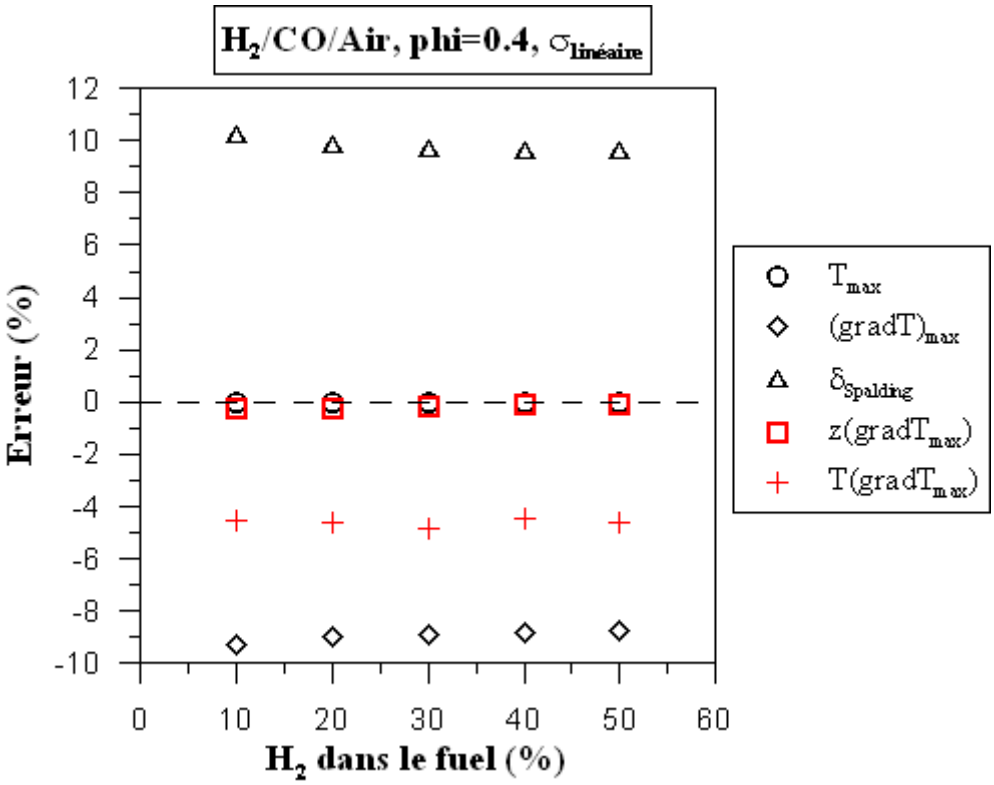


Figure 195: Erreur sur la température des gaz brûlés T_{max}, le gradient maximum de température $(gradT)_{max}$, ces coordonnées ($z_{(gradT)max}$ et $T_{(gradT)max}$) et sur l'épaisseur de flamme au sens de Spalding $\delta_{Spalding}$, introduite par l'utilisation de l'hypothèse d'une évolution linéaire de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cas d'une flamme H_2/CO/Air de richesse 1.0 pour différentes concentrations en hydrogène dans le combustible.

On remarque que quelle que soit la teneur en hydrogène dans le combustible, on sous-estime l'épaisseur de flamme pour phi=1.0 comme pour phi=0.4.

Annexe D : Profils de température à travers les couples de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air étudiés.

Nous avons regroupé dans cette annexe les figures illustrant les profils de température moyens à travers les couples de flammes de prémélange étudiés pour quelques cas représentatifs. Pour le prémélange H_2/CH_4/Air, les richesses 0.6 et 0.8 sont représentées pour des concentrations en hydrogène dans le combustible de 10, 30 et 50%. Pour le prémélange H_2/CO/Air, les richesses 0.4 et 0.5 sont représentées pour les mêmes concentrations en hydrogène dans le combustible que précédemment.

La température réelle des gaz frais est représentée par un trait pointillé noir.

D.1. Prémélange H_2/CH_4/Air

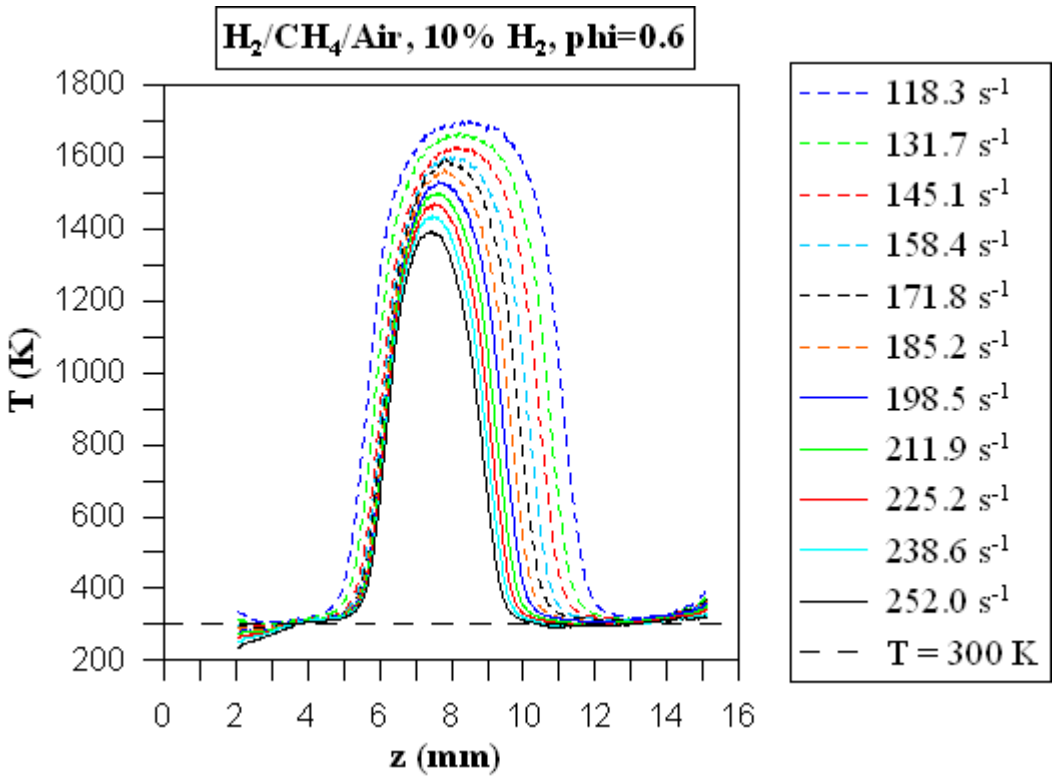


Figure 196: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10%, pour différentes valeurs d'étirement.

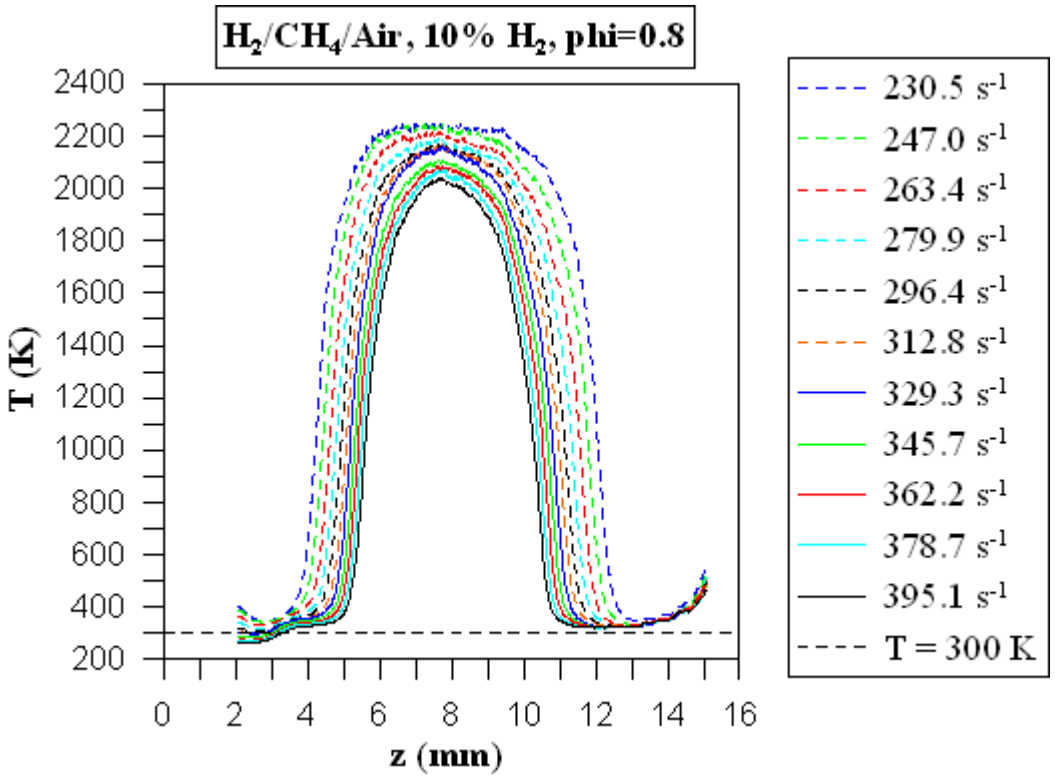


Figure 197: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.8, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10%, pour différentes valeurs d'étirement.

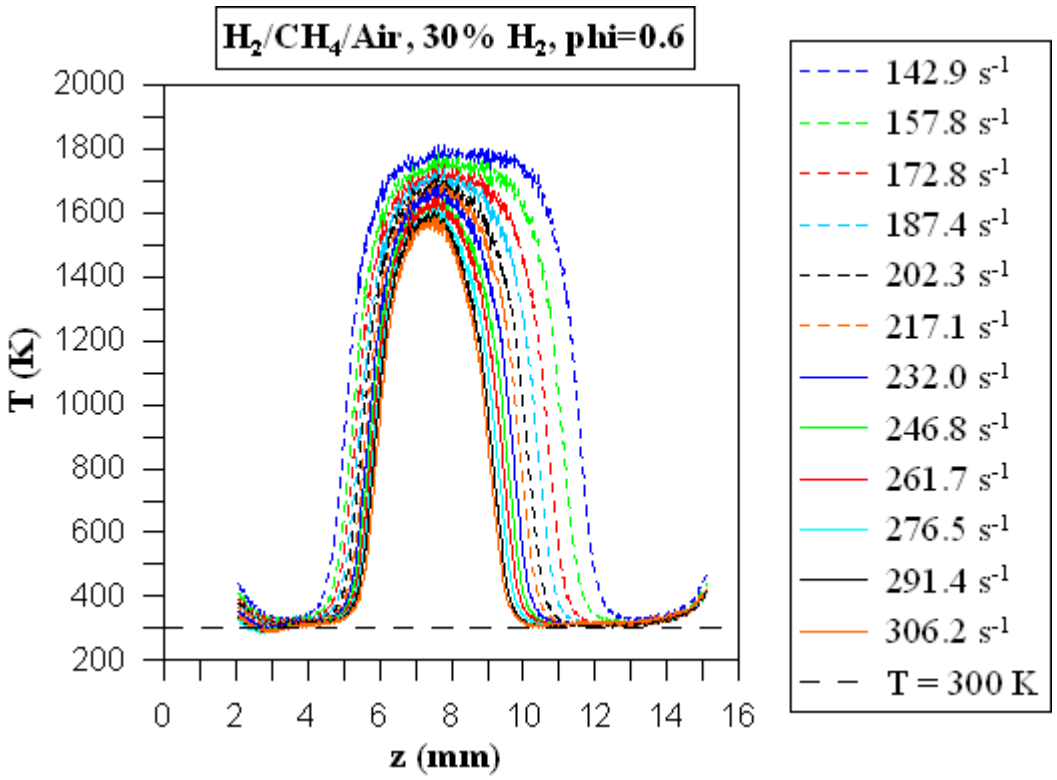


Figure 198: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 30%, pour différentes valeurs d'étirement.

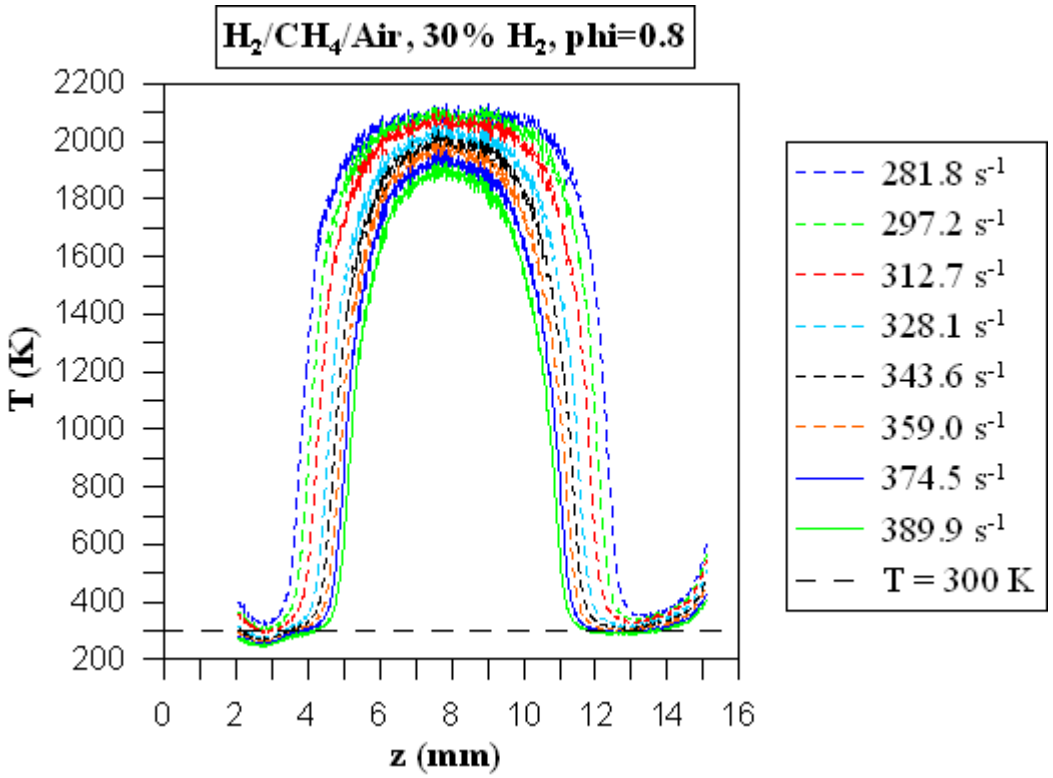


Figure 199: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.8, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 30%, pour différentes valeurs d'étirement.

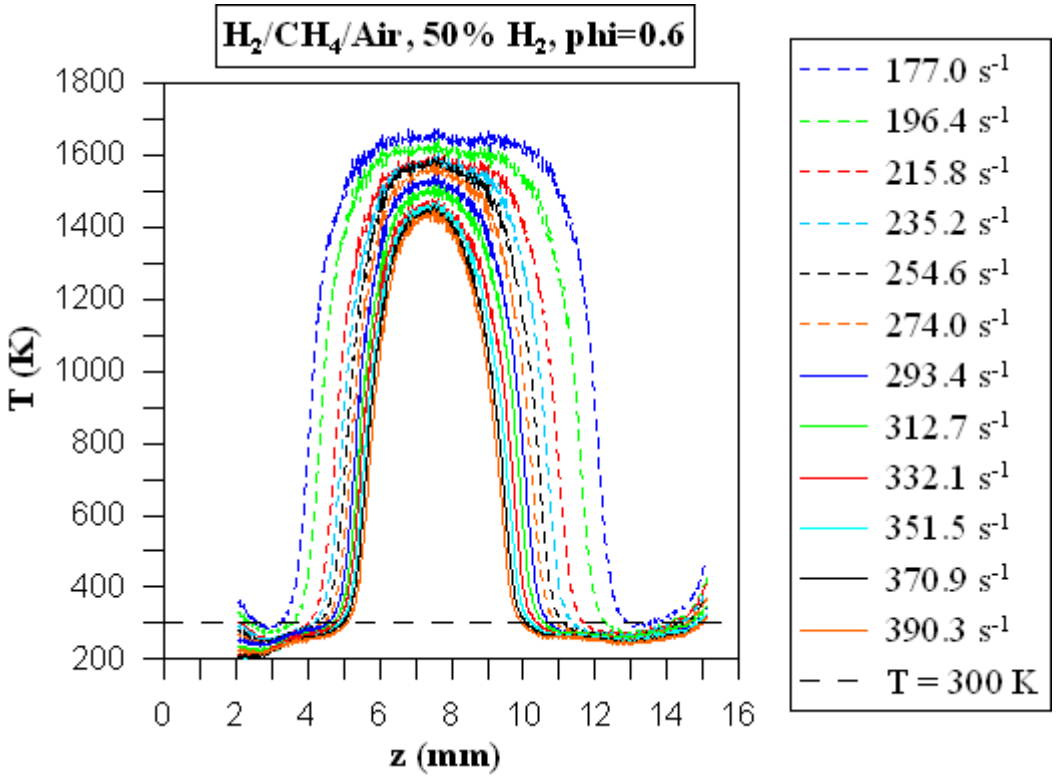


Figure 200: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.6, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 50%, pour différentes valeurs d'étirement.

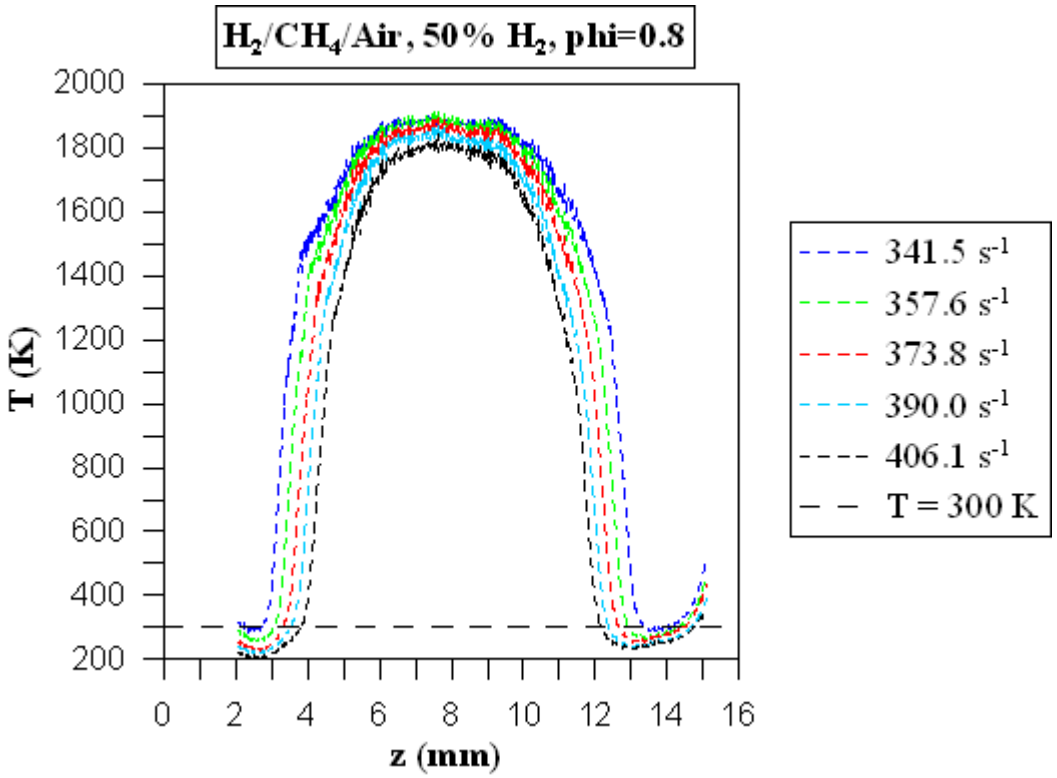


Figure 201: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CH_4/Air de richesse 0.8, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 50%, pour différentes valeurs d'étirement.

D.2. Prémélange H_2/CO/Air

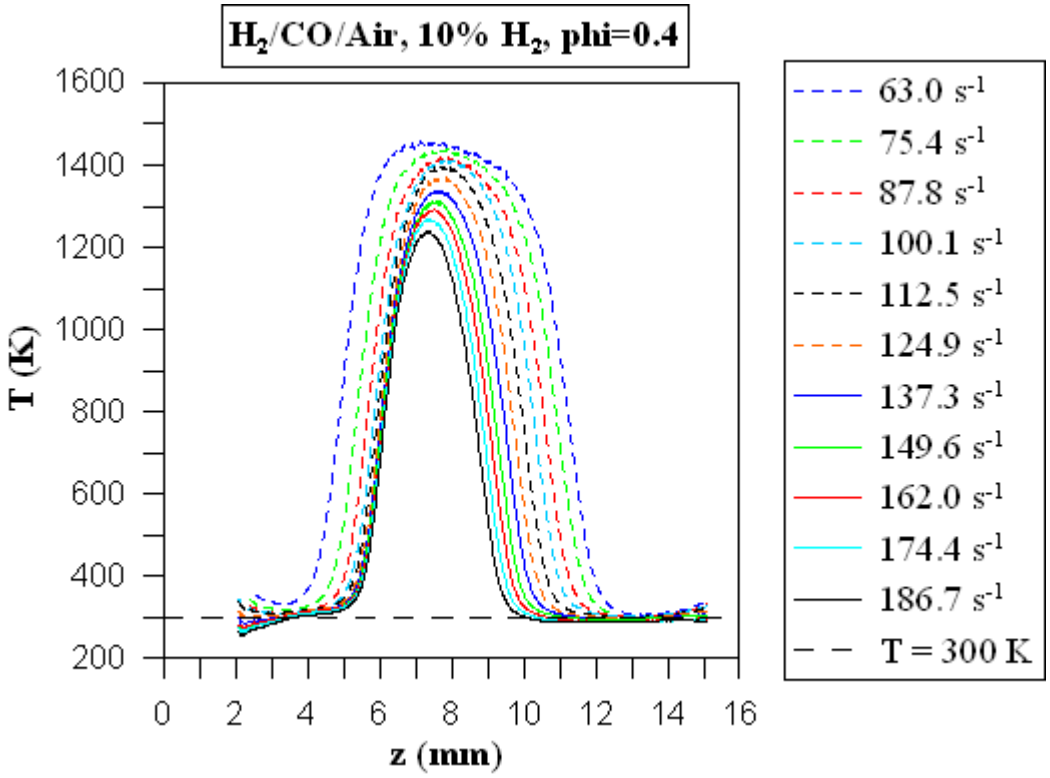


Figure 202: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10%, pour différentes valeurs d'étirement.

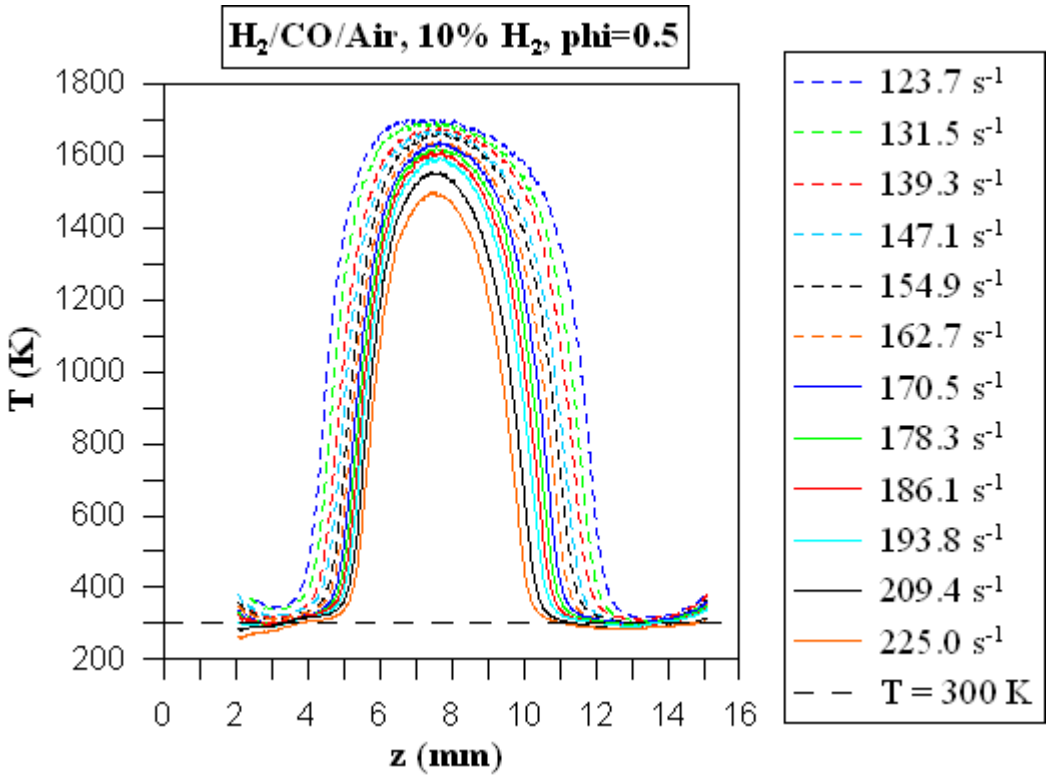


Figure 203: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.5, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 10%, pour différentes valeurs d'étirement.

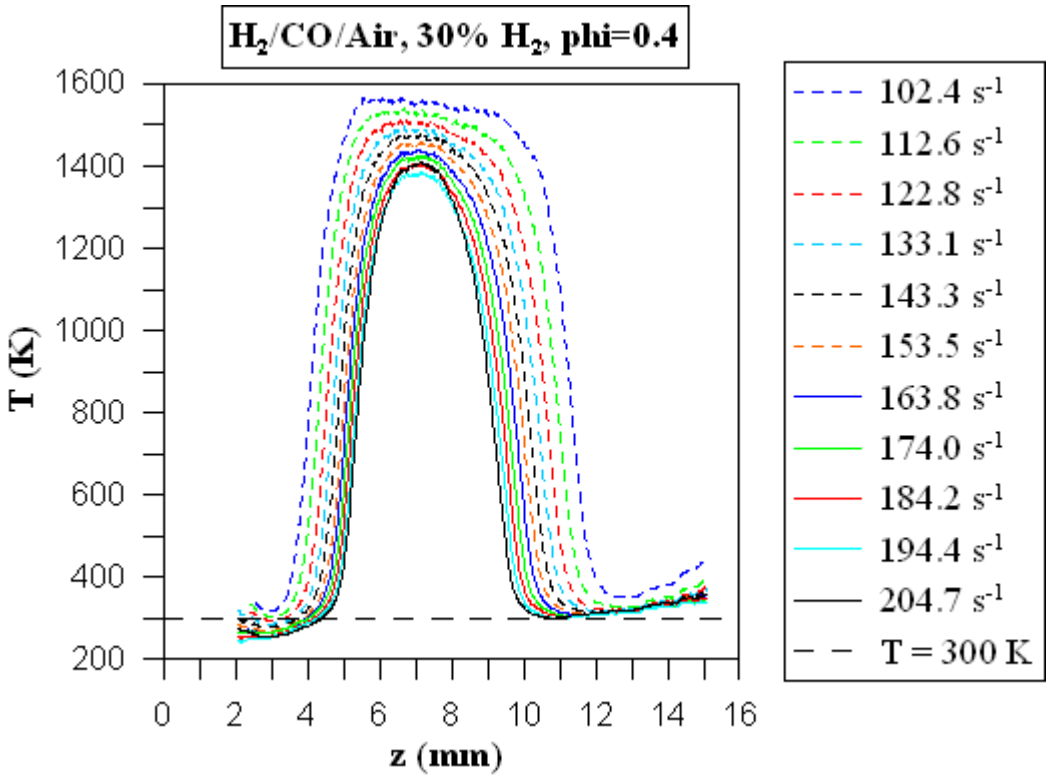


Figure 204: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 30%, pour différentes valeurs d'étirement.

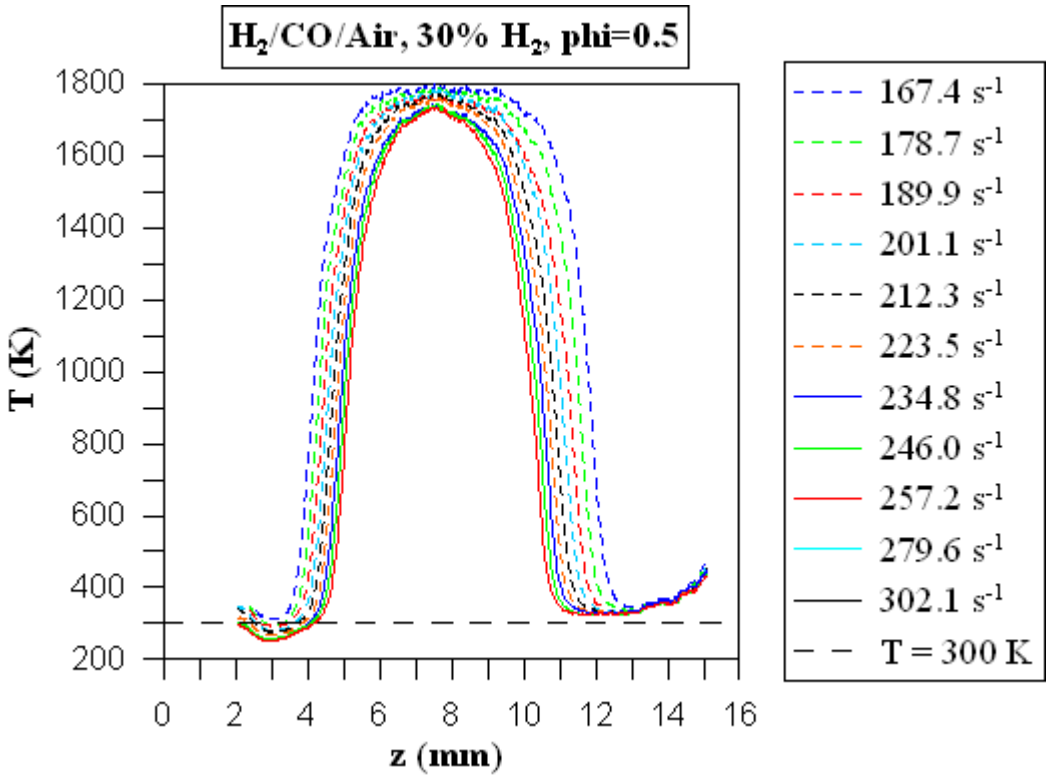


Figure 205: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.5, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 30%, pour différentes valeurs d'étirement.

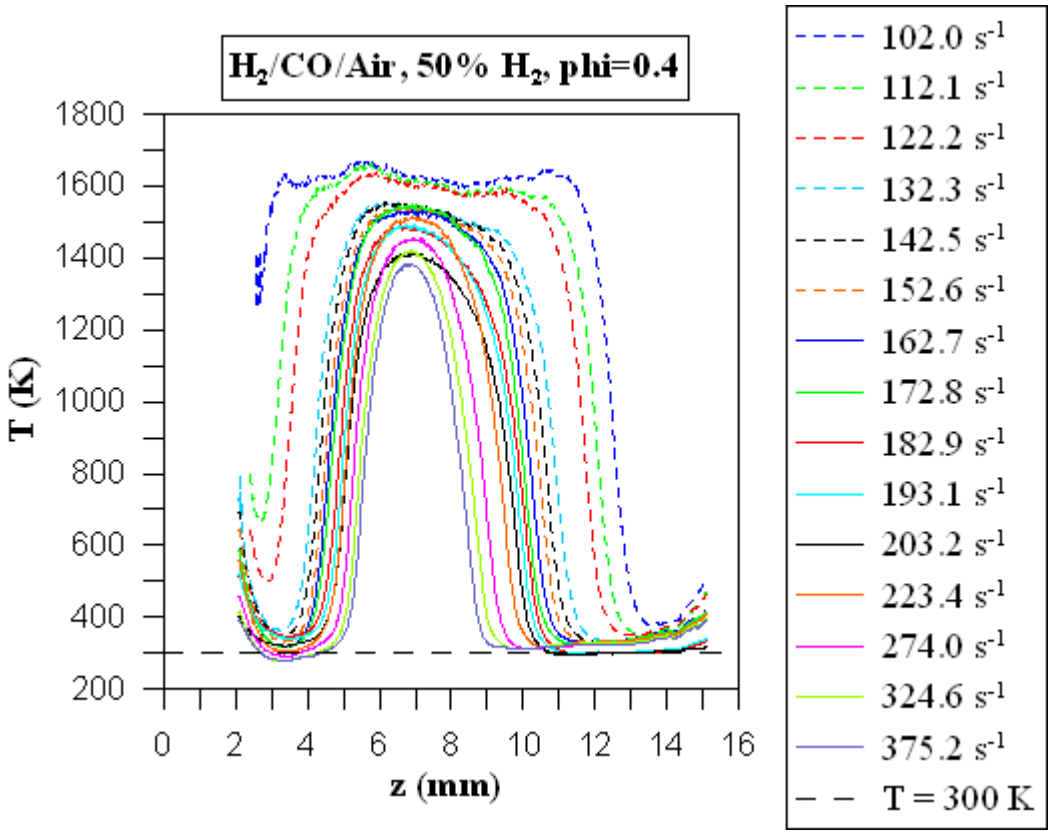


Figure 206: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.4, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 50%, pour différentes valeurs d'étirement.

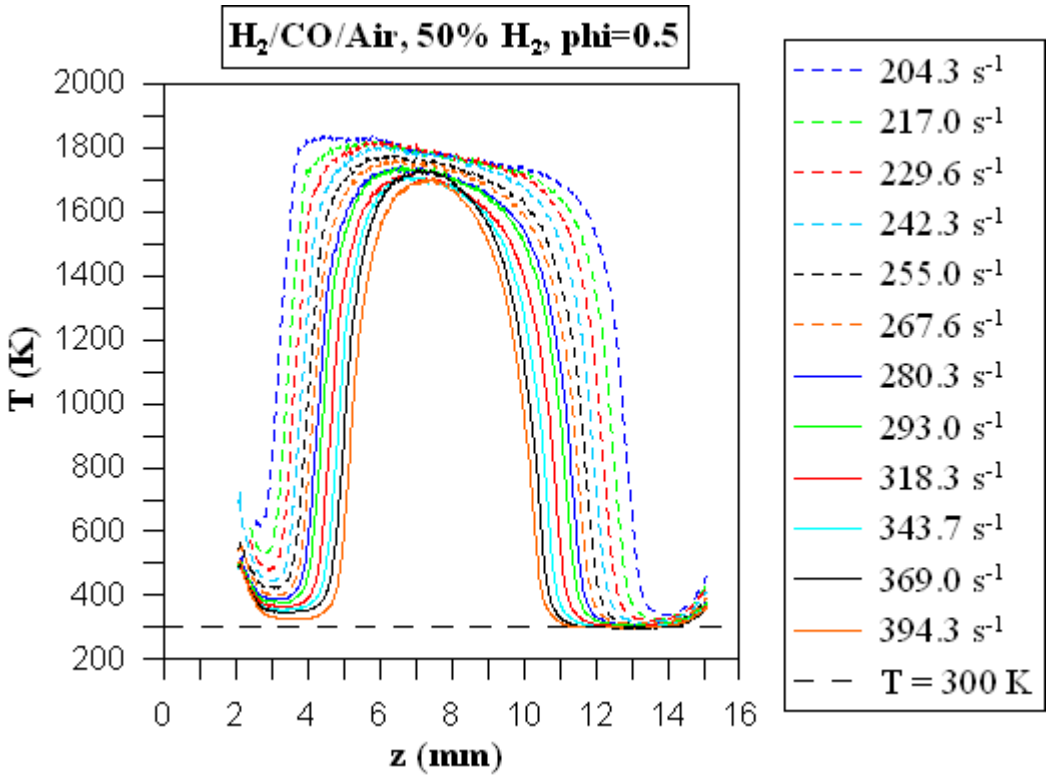


Figure 207: Profils de température à travers le couple de flammes de prémélange H_2/CO/Air de richesse 0.5, de concentration en hydrogène dans le combustible égale à 50%, pour différentes valeurs d'étirement.

Annexe E : Illustration du phénomène de « beam steering » à haute pression.

La figure représente des clichés bruts du signal Rayleigh à travers une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7, pour des pressions de 3 et 5 bars. Des brûleurs à jets opposés de 7mm de diamètres ont été utilisés pour ces essais. Notons que deux clichés sont présentés pour P = 5bars afin illustrer les fluctuations du phénomène de « beam steering ».

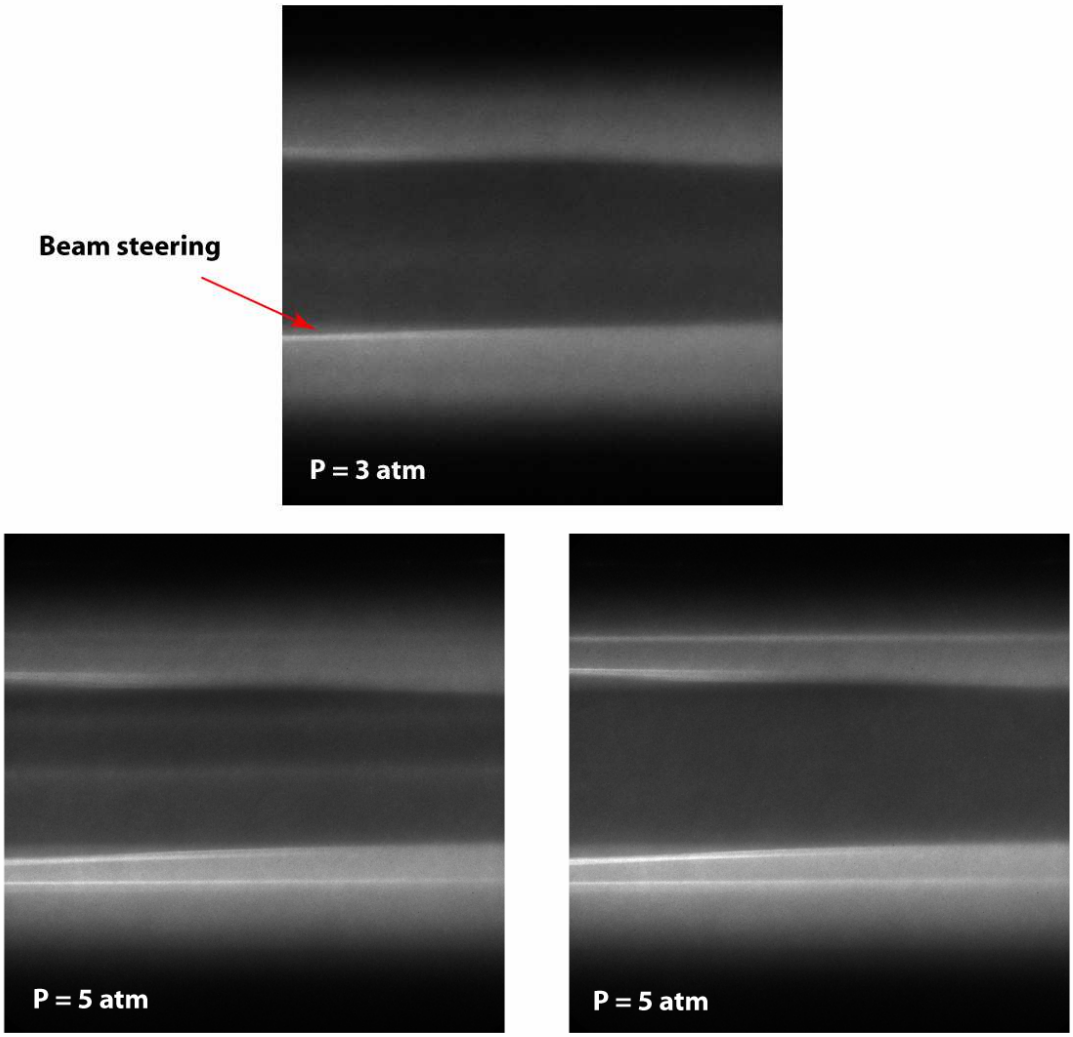


Figure 208: Clichés brutes du signal Rayleigh à travers une flamme de prémélange CH_4/Air de richesse 0.7, pour des pressions de 3 et 5 bars. Des brûleurs à jets opposés de 7mm de diamètres ont été utilisés pour ces essais. Notons que deux clichés sont représentés pour P = 5bars pour illustrer les fluctuations du phénomène de beam steering.

Ludovic PONTY

Application de la diffusion Rayleigh induite par laser à la caractérisation des fronts de flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air.

Résumé :

Ce travail de Thèse est consacré à la caractérisation de la structure thermique des fronts de flamme laminaire de prémélange H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air pauvres. L'étude a été réalisée sur un brûleur à jets opposés, permettant de stabiliser des flammes planes stationnaires, dans des conditions quasi-adiabatiques, pour différentes conditions d'étirement. Un diagnostic de Vélocimétrie par Imagerie de Particule (PIV) et un diagnostic bidimensionnel de diffusion Rayleigh induite par laser ont été utilisés successivement pour étudier l'influence de la richesse, de la concentration en hydrogène dans le combustible et de l'étirement sur le profil de température normal au front de flamme. Trois grandeurs fondamentales ont été étudiées : la température des gaz brûlés, le gradient maximum de température et l'épaisseur de flamme au sens de Spalding. Une attention particulière a été portée à l'interprétation du signal Rayleigh. Ce dernier dépendant notamment de la composition du gaz qui évolue à travers le front de flamme. Dans ce travaille de thèse, cette évolution a été évaluée numériquement (simulations 1D : CANTERA et OPPDIF) puis prise en compte pour améliorer le traitement des données expérimentales.

Les résultats expérimentaux couvrent une gamme de richesses s'étalant pour H_2/CH_4/Air et H_2/CO/Air, respectivement de 0.6 à 0.8 et de 0.4 à 0.6. Les concentrations en hydrogène dans le combustible s'étalent respectivement de 0 à 50% et de 10 à 50%. Une comparaison systématique a été faite avec les résultats de simulation numérique 1D (OPPDIF).

Mots clés : Hydrogène, Syngas, Flammes à jets opposés, Diffusion Rayleigh, Epaisseur de flamme, Etirement

Application of laser induced Rayleigh scattering to the characterization of H_2/CH_4/Air and H_2/CO/Air premixed laminar flame fronts.

Summary :

This Thesis is devoted to the characterization of the thermal structure of H_2/CH_4/Air and H_2/CO/Air laminar flames. Counterflow flame setup has been used to study planar flames in steady and near-adiabatic conditions. Particle Image Velocimetry and laser induced Rayleigh scattering diagnostics has been successively applied to characterize the influence of equivalent ratio, hydrogen concentration in fuel and stretch on the temperature profile normal to the flame front. Three fundamental characteristics have been studied: the burned gas temperature, the maximum temperature gradient and the flame thickness defined by Spalding. Particular attention has been brought to the interpretation of the Rayleigh signal. Indeed, Rayleigh scattering depends on the gas composition which evolves across the flame front. This evolution has been numerical evaluated in this work (1D simulation: CANTERA and OPPDIF) and taken into account to improve Rayleigh data processing.

Experimental results have been obtained for lean flames: equivalent ratio spreads from 0.6 to 0.8 and from 0.4 to 0.6 respectively for H_2/CH_4/Air and H_2/CO/Air flames. A wide range of hydrogen concentration has been studied: from 0 to 50% of hydrogen in fuel for H_2/CH_4/Air flames and from 10 to 50% of hydrogen in fuel for H_2/CO/Air flames. Experimental and numerical (OPPDIF) results have been systematically confronted.

Keywords : Hydrogen, Syngas, Counterflow flames, Rayleigh scattering, Flame thickness, Stretch

Laboratoire ICARE
Institut de Combustion, Aérothermique,
Réactivité et Environnement
1C, Avenue de la Recherche Scientifique
45071 ORLEANS CEDEX 2