



HAL
open science

Réponse de flammes de prémélange à des oscillations de pression

Athéna Wangher

► **To cite this version:**

Athéna Wangher. Réponse de flammes de prémélange à des oscillations de pression. Physique [physics]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2009. Français. NNT : . tel-00453390

HAL Id: tel-00453390

<https://theses.hal.science/tel-00453390>

Submitted on 4 Feb 2010

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 DE PROVENCE - AIX MARSEILLE I

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

Spécialité : Mécanique Énergétique

École doctorale : Sciences pour l'Ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et
Nanoélectronique

Préparée à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

Présentée par

Athéna WANGHER

**RÉPONSE DE FLAMMES DE PRÉMÉLANGE
À DES OSCILLATIONS DE PRESSION**

Dirigée par Geoffrey SEARBY et Joël QUINARD

Soutenue le 21 octobre 2009, devant le jury composé de :

Président :	S. CANDEL,	<i>Professeur, École Centrale Paris,</i>
Rapporteur :	F. BAILLOT,	<i>Professeure, CORIA, Rouen,</i>
Rapporteur :	P. DESGROUX,	<i>Directrice de Recherche, PC2A, Lille,</i>
	P. CLAVIN,	<i>Professeur, IRPHÉ, Marseille,</i>
	É. DANIEL,	<i>Professeur, IUSTI, Marseille,</i>
	P. GARCIA-YBARRA,	<i>Professeur, UNED, Madrid,</i>
	J. QUINARD,	<i>Directeur de Recherche, IRPHÉ, Marseille,</i>
	G. SEARBY,	<i>Directeur de Recherche, IRPHÉ, Marseille.</i>

*À Guillaume et Kalista,
mes deux Amours.*

*À mes parents,
voulant croire que quelque part,
leurs yeux sont portés sur moi.*

Remerciements

Je tiens à remercier tous les éminents membres du jury. Ce fut un grand honneur pour moi de présenter mes travaux devant Sébastien Candel, qui m'a fait le privilège de présider ce jury. Je suis sincèrement reconnaissante à Françoise Baillot et Pascale Desgroux, qui ont accepté d'être rapporteurs. Leurs diverses remarques et critiques, très constructives, m'ont notamment permis d'améliorer la version initiale de ce manuscrit. J'ai aussi beaucoup apprécié le soin pris par Pascale Desgroux pour m'éclairer sur certains détails de la chimiluminescence, jusqu'alors un peu confus pour moi. Je suis également très fière de la participation de Paul Clavin, qui, dans un sens, a initié cette étude. Je dois admettre que c'est un homme qui m'impressionne, ce qui a rendu nos échanges relativement succincts, malgré notre proximité au sein du laboratoire. Je le remercie particulièrement d'avoir repris son étude théorique, des années plus tard, suite aux résultats peu concordants entre les résultats expérimentaux et les premiers résultats analytiques. Je pense aussi à ses cours de combustion, en Master Recherche, passionnés et toujours passionnants. C'est avec une pointe de nostalgie que je remercie chaleureusement Éric Daniel, qui fut un de mes professeurs de mécanique des fluides, et qui m'a toujours soutenue, même bien avant la thèse. Enfin, je remercie Pedro Garcia-Ybarra qui a apporté une caution internationale à ce jury.

C'est avec une émotion particulière que je désire témoigner de ma plus profonde gratitude à l'égard de mes deux directeurs de thèse, Geoff Searby et Joël Quinard. J'ai aimé leur complémentarité, leur extrême disponibilité, leur soutien sans faille, voire leur paternalisme. Je ne cesserai jamais de vanter leurs qualités scientifiques à tous les deux, ainsi que l'immense pédagogie de Geoff et la grande psychologie de Joël. En particulier, je les remercie du fond du cœur de leur infinie compréhension pendant ma grossesse, qui m'a permis de vivre cette période pleinement et sereinement.

J'ai une pensée pour Carmen Jimenez, qui poursuit actuellement cette étude, au CIEMAT à Madrid, par des simulations numériques. Son message d'encouragement, juste avant ma soutenance, m'a été droit au cœur.

Au cours de cette thèse, j'ai été confrontée à des problèmes de cinétique chimique, sur lesquels je suis restée un peu bloquée, en raison de ma culture limitée dans ce domaine. Je remercie vivement Frédérique Battin-Leclerc et Pierre-Alexandre Glaude, du laboratoire DCPR de l'ENSIC à Nancy, pour leur écoute attentive, pour

avoir entendu mon désarroi et m'avoir orientée, très justement, vers les mécanismes de Konnov et de Hall et co-auteurs.

Je remercie aussi Jean-Marie Truffaut, qui m'a donné l'occasion de travailler sur un autre sujet d'étude, le retour de flamme, et avec qui j'ai réellement aimé « manipuler ».

Je remercie évidemment tout le personnel de l'IRPHÉ, le personnel administratif, les techniciens, les ingénieurs, les chercheurs et enseignants-chercheurs, les doctorants, y compris les anciens, ainsi que des personnes de laboratoires voisins régulièrement amenées dans les locaux de l'IRPHÉ, toutes ces personnes avec qui j'ai partagé de longues discussions ou des petits moments, des échanges de conseils en tout genre ou de simples amabilités, tous ceux qui m'ont exprimé leur soutien à un instant donné. . . , toutes ces personnes qui ont rendu, chacune à sa manière, mon séjour à l'IRPHÉ inoubliable.

Je souhaite remercier également mes anciens professeurs et actuels collègues de Polytech'Marseille DME, où j'enseigne depuis le début de ma thèse.

Dans l'ordre chronologique, je remercie d'abord Bernard Porterie, pour la confiance qu'il m'a immédiatement accordée pendant mon entretien pour rentrer à Polytech', en tant qu'étudiante. Il a vite compris mon engouement pour la recherche et a été le premier à me suggérer d'effectuer une thèse après l'école d'ingénieur. Sa suggestion est toujours restée dans un coin de ma tête. . .

Ensuite, je remercie infiniment Jérôme Duplat, Richard Saurel et Éric Daniel (je me dois de le citer une nouvelle fois ici), qui m'ont chaudement soutenue et encouragée, bien avant la thèse, dans une période difficile et douloureuse. Ils continuent à me soutenir, et cela me touche.

Je remercie enfin tous ceux que j'ai découvert en tant que collègues, et plus spécialement Chantal Pelcé, ma grande complice des séances de TP, Christophe Le Niliot, pour sa confiance et tous ses précieux conseils, et Christophe Sierra, avec qui je suis ravie de collaborer à présent sur un projet de recherche.

Enfin, je remercie Guillaume qui me soutient et me « supporte » au quotidien depuis de nombreuses années maintenant, et même Kalista, fruit de notre Amour, bien qu'elle soit encore trop jeune pour se rendre compte de tout le bonheur et la fertilité qu'elle me procure.

En espérant que tous ceux ayant contribué de près ou de loin à l'aboutissement de cette thèse se reconnaîtront et apprécieront la lecture de ce manuscrit. . .

Table des matières

Nomenclature	xiii
Introduction	1
1 Analyses théoriques	9
1.1 Problématique	10
1.2 Modèle de flamme	11
1.3 Méthode de calcul	13
1.3.1 Équations de conservation et relations de saut	13
1.3.2 Cas stationnaire (état de référence)	17
1.3.3 Cas instationnaire (réponse de la flamme perturbée)	18
1.4 Analyse des résultats	21
2 Expérience	27
2.1 Présentation du problème	27
2.1.1 Acoustique dans un tube	27
2.1.2 Stabilisation paramétrique	32
2.1.3 Excitation acoustique	33
2.1.4 Mesure de la réponse de flamme	34
2.2 Le dispositif expérimental	35
2.2.1 Les brûleurs et le système de régulation	35
2.2.2 L'acoustique	39
2.2.3 Système optique : mesure de l'intensité d'émission de OH*	41
2.2.4 Système d'acquisition des mesures	42
2.3 Protocole expérimental	43
2.4 Traitement des données	43
2.4.1 Calcul de la fréquence réduite	43
2.4.2 Détermination de la réponse de flamme	45
2.4.3 Incertitudes de mesures	46
3 Premiers Résultats	49
3.1 Présentation des résultats	49
3.1.1 Comparaison avec la réponse analytique du taux de consommation massique de flamme	50
3.1.2 Comparaison avec la réponse analytique du taux de dégagement de chaleur de flamme	52

3.2	Analyse préliminaire	53
4	Relation entre OH* et taux de combustion	55
4.1	Étude expérimentale	56
4.1.1	Adaptation du dispositif expérimental	57
4.1.2	Mesures de vitesses de flammes laminaires	57
4.1.3	Mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH*	61
4.1.4	Relation entre émission de OH* et consommation massique	62
4.2	Étude numérique	64
4.2.1	Schéma cinétique pour des flammes de méthane-air	64
4.2.2	Schémas cinétiques pour OH*	65
4.2.3	Résultats numériques	68
4.2.4	Influence de la pression	71
4.2.5	Temps de vie de OH*	75
4.3	Analyse des résultats	77
5	Analyse des résultats	83
5.1	Correction des résultats	83
5.2	Présentation des résultats corrigés	86
5.2.1	Comparaison avec la réponse analytique du taux de consommation massique de flamme	86
5.2.2	Comparaison avec la réponse analytique du taux de dégagement de chaleur de flamme	88
5.3	Présentation d'une nouvelle analyse théorique	90
5.3.1	Résultats sans prise en compte des dépendances directes en pression	91
5.3.2	Résultats avec prise en compte des dépendances directes en pression	96
5.4	Analyse des résultats	100
	Conclusion et perspectives	103
	A Détermination du champ de pression acoustique	107
	B Stabilisation paramétrique	111
	C Minimisation des pertes acoustiques dans un tube	117
	D Tableaux de résultats	121
	E Utilisation de Premix	129
E.1	Fichiers d'entrées	129
E.1.1	Données thermodynamiques et propriétés de transport	129
E.1.2	Schémas de cinétiques chimiques	130
E.1.3	Fichier de démarrage (descriptif de la flamme)	131
E.2	Modifications	135

F Profils de température et de concentrations d'espèces	137
F.1 Selon le schéma Konnov-Haber	137
F.2 Selon le schéma Konnov-Hall	139
Bibliographie	141

Table des figures

1	Pyrophone.	2
2	Illustration de l'effet du son sur des flammes.	3
3	Couplage résonant entre combustion et acoustique.	4
1.1	Structure d'une flamme.	12
1.2	Structure d'une flamme (variables réduites).	16
1.3	Amplitude de la réponse du taux de consommation massique de flamme.	22
1.4	Phase de la réponse du taux de consommation massique de flamme.	22
1.5	Amplitude de la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme.	23
1.6	Phase de la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme.	24
2.1	Schéma d'un tube sans interface.	28
2.2	Schéma d'un tube avec flamme.	29
2.3	Modes acoustiques en fonction de la position de la flamme.	31
2.4	Exemple de diagramme de stabilité d'une flamme.	33
2.5	Photo de brûleur avec flamme plane.	36
2.6	Schéma du dispositif expérimental.	37
2.7	Schéma du circuit de gaz.	38
2.8	Schéma de principe du système optique.	41
2.9	Vitesse de flamme en fonction de la richesse selon Yamaoka et Tsuji.	44
2.10	Enveloppes du champ de pression acoustique dans le brûleur.	46
3.1	Réponse expérimentale de flammes de méthane et taux de consommation massique.	50
3.2	Réponse expérimentale de flammes de propane et taux de consommation massique.	51
3.3	Réponse expérimentale de flammes de méthane et taux de dégagement de chaleur.	52
3.4	Réponse expérimentale de flammes de propane et taux de dégagement de chaleur.	53
4.1	Schéma du circuit de gaz adapté pour l'étude sur OH*.	57
4.2	Système d'anémométrie Laser à effet Doppler.	58
4.3	Mesure de vitesse d'écoulement avec une flamme de méthane.	59
4.4	Extrapolation de la vitesse de flamme laminaire.	60
4.5	Vitesses de flammes de méthane mesurées, en fonction de la richesse et de la température.	60

4.6	Mesures de vitesses de flammes comparées à la littérature.	61
4.7	Intensités d'émission de OH* en fonction de la richesse et de la température.	62
4.8	Intensités d'émission OH* en fonction de la consommation massique de carburant.	63
4.9	Vitesses de flammes mesurées et vitesses de flammes calculées numériquement.	65
4.10	Vitesses de flamme calculées numériquement avec différents schémas cinétiques.	69
4.11	Vitesses de flammes mesurées et calculées numériquement, en fonction de la richesse et de la température.	69
4.12	Intensités d'émission OH* mesurées et nombres de photons calculés, en fonction de la richesse et de la température.	71
4.13	Intensités d'émission OH* mesurées et nombres de photons calculés, en fonction de la consommation massique de carburant.	72
4.14	Chimiluminescence de OH* calculée numériquement, en fonction de la pression.	73
4.15	Évolution de la chimiluminescence de OH* avec la pression, selon Higgins et al.	74
4.16	Intensités d'émission OH* mesurées et nombres de photons calculés (avec le schéma Konnov-Hall), en fonction de la consommation massique de carburant.	78
4.17	Mesures d'intensités d'émission OH*, divisées par la consommation massique, en fonction de la richesse.	79
4.18	Mesures d'intensités d'émission OH*, divisées par la consommation massique, en fonction de la température.	80
4.19	Chimiluminescence de OH*, calculée numériquement, divisée par la consommation massique, en fonction de la pression.	81
5.1	Acquisitions de signaux de pression acoustique et de fluctuations d'intensité lumineuse de OH*.	84
5.2	Modèle 1 étape - Réponse expérimentale corrigée de flammes de méthane et taux de consommation massique.	87
5.3	Modèle 1 étape - Réponse expérimentale corrigée de flammes de propane et taux de consommation massique.	87
5.4	Modèle 1 étape - Réponse expérimentale corrigée de flammes de méthane et taux de dégagement de chaleur.	89
5.5	Modèle 1 étape - Réponse expérimentale corrigée de flammes de propane et taux de dégagement de chaleur.	89
5.6	Modèles 2 étapes - Réponses analytiques du taux de consommation massique, en négligeant l'effet direct de la pression.	92
5.7	Modèle 2 étapes I - Réponse expérimentale de flammes de méthane et taux de dégagement de chaleur, en négligeant l'effet direct de la pression.	94

5.8	Modèle 2 étapes II - Réponse expérimentale de flammes de méthane et taux de dégagement de chaleur, en négligeant l'effet direct de la pression.	94
5.9	Modèle 2 étapes I - Réponse expérimentale de flammes de propane et taux de dégagement de chaleur, en négligeant l'effet direct de la pression.	95
5.10	Modèle 2 étapes II - Réponse expérimentale de flammes de propane et taux de dégagement de chaleur, en négligeant l'effet direct de la pression.	95
5.11	Modèles 2 étapes - Réponses analytiques du taux de consommation massique, en considérant l'effet direct de la pression.	96
5.12	Modèle 2 étapes I - Réponse expérimentale de flammes de méthane et taux de dégagement de chaleur, en considérant l'effet direct de la pression.	98
5.13	Modèle 2 étapes II - Réponse expérimentale de flammes de méthane et taux de dégagement de chaleur, en considérant l'effet direct de la pression.	98
5.14	Modèle 2 étapes I - Réponse expérimentale de flammes de propane et taux de dégagement de chaleur, en considérant l'effet direct de la pression.	99
5.15	Modèle 2 étapes II - Réponse expérimentale de flammes de propane et taux de dégagement de chaleur, en considérant l'effet direct de la pression.	99
5.16	Taux de consommation massique, calculé numériquement, en fonction de la pression, à l'état stationnaire.	104
A.1	Schéma de l'enveloppe du champ de pression acoustique sur le mode fondamental du tube.	107
A.2	Schéma de l'enveloppe du champ de pression acoustique sur le quatrième mode du tube.	108
B.1	Solutions de l'équation de Mathieu.	114
B.2	Diagramme de stabilité d'une flamme - Stabilisation possible.	114
B.3	Photo d'une flamme soumise à l'instabilité de Darrieus-Landau.	115
B.4	Photo d'une flamme plane, stabilisée paramétriquement.	116
B.5	Photo d'une flamme cellulaire, paramétriquement instable.	116
B.6	Diagramme de stabilité d'une flamme - Stabilisation impossible.	116
F.1	Schéma Konnov-Haber - Profils de température et de concentrations d'espèces mises en jeu dans la production de OH*.	138
F.2	Schéma Konnov-Hall - Profils de température et de concentrations d'espèces mises en jeu dans la production de OH*.	139
F.3	Schéma Konnov-Hall - Autres profils de concentrations d'espèces.	140

Liste des tableaux

4.1	Schéma cinétique pour OH* proposé par Haber.	67
4.2	Schéma cinétique pour OH* proposé par Hall et Petersen.	68
5.1	Récapitulatif des résultats.	101
D.1	Résultats des mesures de réponse de flammes de méthane-air, dans le brûleur de 60 cm de long.	122
D.2	Résultats des mesures de réponse de flammes de méthane-air, dans le brûleur de 138 cm de long.	123
D.3	Résultats des mesures de réponse de flammes de méthane-air, dans le brûleur de 305 cm de long.	124
D.4	Résultats des mesures de réponse de flammes de propane-air, dans le brûleur de 60 cm de long.	125
D.5	Résultats des mesures de réponse de flammes de propane-air, dans le brûleur de 138 cm de long.	126
D.6	Résultats des mesures de réponse de flammes de propane-air, dans le brûleur de 305 cm de long.	127

Nomenclature

Grandeurs avec dimensions

a	Amplitude de l'onde de pression acoustique incidente	Pa
A_{21}	Taux d'émission spontanée de OH* (coeff. d'Einstein)	s^{-1}
b	Amplitude de l'onde de pression acoustique réfléchie	Pa
c	Vitesse du son	$m s^{-1}$
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	$J kg^{-1} K^{-1}$
C_v	Chaleur spécifique à volume constant	$J kg^{-1} K^{-1}$
d	Épaisseur de flamme, D_{th}/U_L	m
D	Diamètre du tube	m
d_a	Déplacement acoustique	m
d_m	Débit massique	$kg s^{-1}$
D_m	Diffusivité massique	$m^2 s^{-1}$
D_{th}	Diffusivité thermique	$m^2 s^{-1}$
E_a	Énergie acoustique	J
E_A	Énergie d'activation	J
f	Fréquence acoustique	Hz
h	Constante de Planck	J s
I_{OH^*}	Intensité d'émission lumineuse de OH*	Unités arbitraires
k	Nombre d'onde acoustique	m^{-1}
k_f	Nombre d'onde de plissement de la flamme	m^{-1}
k_r	Constante de réaction	$mol m^{-3}, s^{-1}, K$
L	Longueur du tube	m
m	Masse	kg
\dot{m}	Taux de consommation massique de carburant	
	par unité de surface de flamme	$kg m^{-2} s^{-1}$
\dot{m}_T	Taux de consommation massique total	$kg s^{-1}$
M_m	Masse molaire	$kg mol^{-1}$
N_A	Nombre d'Avogadro	mol^{-1}
P	Pression statique	Pa
p'	Oscillations de pression acoustique	Pa
p_a	Amplitude des oscillations de pression acoustique	Pa
\dot{q}	Taux de dégagement de chaleur surfacique	$J m^{-2} s^{-1}$
Q	Chaleur de réaction massique	$J kg^{-1}$
Q_{OH^*}	Taux de désexcitation collisionnelle de OH*	s^{-1}
R	Constante des gaz parfaits	$J mol^{-1} K^{-1}$

S	Surface de flamme	m^2
S_c	Section de col sonique	m^2
t	Coordonnée temporelle	s
T	Température	K
T_c	Température de croisement	K
T_f	Température de flamme	K
u	Vitesse d'écoulement	$m s^{-1}$
u'	Oscillations de vitesse acoustique	$m s^{-1}$
u_a	Amplitude des oscillations de vitesse acoustique	$m s^{-1}$
U_L	Vitesse de flamme laminaire	$m s^{-1}$
W	Taux de réaction volumique	$kg m^{-3} s^{-1}$
x	Coordonnée spatiale	m
α	Position de la zone de réaction	m
λ	Conductivité thermique	$W m^{-1} K^{-1}$
λ_a	Longueur d'onde acoustique	m
λ_{OH^*}	Longueur d'onde d'émission de OH^*	m
ν	Viscosité cinématique	$m^2 s^{-1}$
ν_{OH^*}	Fréquence d'émission de OH^*	s^{-1}
ρ	Densité	$kg m^{-3}$
σ	Taux d'amortissement acoustique	s^{-1}
τ_a	Temps acoustique	s
τ_c	Temps de collision	s
τ_{OH^*}	Temps de vie de OH^*	s
τ_r	Temps entre deux collisions réactives	s
τ_t	Temps de transit, d/U_L	s
ϕ_i	Phase de l'onde acoustique incidente	rad
ϕ_r	Phase de l'onde acoustique réfléchie	rad
ω	Pulsation acoustique	s^{-1}

Grandeurs sans dimension

E	Expansion des gaz	ρ_u/ρ_b
Le	Nombre de Lewis	D_{th}/D_m
M	Nombre de Mach	U_L/c
Pr	Nombre de Prandtl	ν/D_{th}
r	Densité réduite	ρ/ρ_u
v	Vitesse d'écoulement réduite	u/U_L
Y_R	Fraction massique du réactif R	
Y_F	Fraction massique de carburant	
α_r	Position relative de la flamme	
β	Nombre de Zeldovich	$E_A(T_b - T_u)/RT_b^2$
γ	Rapport des chaleurs spécifiques	C_p/C_v
θ	Température réduite	$(T - T_u)/(T_b - T_u)$
θ_f	Température de flamme réduite	$(T_f - T_u)/(T_b - T_u)$

μ	Taux de consommation massique réduit	$\rho u / \rho_u U_L$
ξ	Coordonnée spatiale réduite pondérée par la masse	$(1/\rho_u d) \int_{\alpha}^x \rho(x', t) dx'$
π	Pression réduite	$P / \rho_u c_u U_L$
τ	Coordonnée temporelle réduite	t / τ_t
ϕ	Richesse du mélange	
ω_r	Fréquence acoustique réduite	$\omega \tau_t$

Indices

u	Relatif aux gaz frais
b	Relatif aux gaz brûlés

Introduction

À l'heure actuelle, la combustion fournit encore environ 85 % de l'énergie primaire consommée dans le monde. Toutefois, bien que des centaines d'années de recherche aient servi à comprendre et à maîtriser les phénomènes de combustion, de nombreux problèmes restent en suspens en raison notamment de difficultés liées aux multiples échelles des phénomènes, à des cinétiques chimiques très complexes ou aux couplages avec la turbulence.

L'intérêt pour les études en combustion est encore renforcé dans le contexte environnemental actuel où la pression pour réduire les nuisances et l'impact climatique est de plus en plus forte, en parallèle avec la raréfaction des énergies fossiles. De nombreuses études sont ainsi menées dans le but d'optimiser les systèmes de combustion, ce qui amène à utiliser des mélanges pauvres très souvent sujets à des instabilités.

Le terme « instabilités de combustion » recouvre des phénomènes très différents que l'on peut tenter de classer en :

- instabilités de système avec, par exemple, un couplage entre la chambre d'alimentation d'un moteur-fusée et la chambre de combustion (effet « pogo », « chugging »),
- instabilités extrinsèques résultant, par exemple, des instabilités hydrodynamiques en aval d'un système d'accroche-flamme ou dans un jet turbulent,
- instabilités intrinsèques résultant d'une dynamique propre de la flamme, comme l'instabilité thermo-diffusive qui plisse la flamme via une modulation de la vitesse locale de flamme, ou l'instabilité de Darrieus-Landau toujours présente dès qu'il y a expansion des gaz mais qui peut être compensée par des effets d'accélération ou d'étirement,
- instabilités d'accrochage liées à des effets thermiques en paroi qui modifient la vitesse locale de flamme et sa position dans l'écoulement,
- instabilités thermoacoustiques résultant d'un couplage entre une onde acoustique et le taux de réaction dans la chambre de combustion.

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le cadre des études sur les instabilités thermoacoustiques. Ces instabilités peuvent avoir des effets bénéfiques comme la réduction des NO_x et des suies via une homogénéisation du mélange dans la chambre de combustion ou encore comme la possibilité de réduire les dimensions des chaudières grâce à l'augmentation des transferts thermiques. Cependant, le plus souvent, ces instabilités sont une plaie pour les systèmes de combustion industriels, diminuant leur durée de vie et leurs performances ([60]). Elles posent problème dans

les moteurs-fusées ([12, 32, 13]), responsables, par exemple, de l'échec du vol Ariane 142, en 2001, faisant fondre localement la paroi de la chambre de combustion. Elles sont également nuisibles aux statoréacteurs ([33]), aux turbines à gaz ([40]), aux chaudières. . .

L'étude de l'interaction entre les flammes et l'acoustique remonte au XIX^e siècle, après que le docteur Byron Higgins ait entendu les sons d'une flamme d'hydrogène en 1777 ([35]). Il avait placé une flamme de diffusion d'hydrogène, gaz nouvellement découvert, à l'intérieur d'un tube ouvert. En 1802, Chladni montra que ces sons étaient ceux du tube ouvert qui entoure la flamme ([68]).

En 1850, Sondhauss se préoccupait de l'effet de la chaleur sur l'acoustique. Il nota qu'en chauffant l'extrémité fermée d'un tube, l'air à l'intérieur du tube se mettait à osciller, produisant ainsi un son clair, caractéristique des dimensions du tube ([23]). En 1859, Rijke considéra un tube ouvert aux deux extrémités, positionné verticalement, muni d'une grille placée dans la partie basse ([22]). Il remarqua qu'en chauffant la grille, des oscillations acoustiques étaient générées. L'amplitude de ces oscillations atteignait un maximum quand la grille était située à un quart de la longueur du tube à partir du bas. Il constata aussi que tant que la grille était dans la partie inférieure du tube, les oscillations étaient entretenues, mais que si elle était située dans la partie supérieure, les oscillations étaient atténuées. Il est intéressant de citer également Bosscha et Riess qui ont placé une grille froide dans un tube ouvert et se sont rendus compte que si elle était placée dans la partie supérieure, des oscillations se manifestaient de façon entretenue, tandis que ces oscillations s'atténuaient quand la grille froide était dans la partie inférieure du tube ([22]).

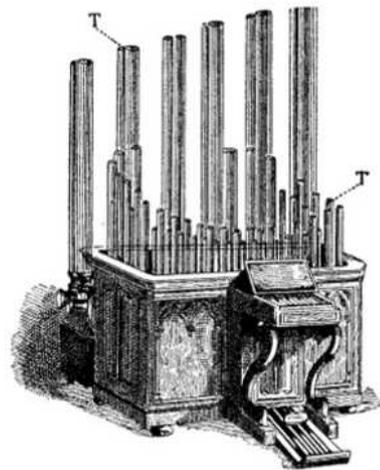


FIG. 1 – Pyrophone probablement construit par Kastner.

Puis, en 1869, Kastner inventa le pyrophone, bel exemple d'effet des flammes sur l'acoustique ([39]). Le pyrophone, ou « instrument des flammes chantantes », est une sorte d'orgue dont les tuyaux sont des tubes de verre dans lesquels on introduit des flammes fournies par deux becs de gaz. Tant que ces becs sont assez rapprochés pour

que les flammes se confondent, il ne se produit aucun son. Dès qu'on les écarte, elles fournissent des sons plus ou moins graves ou aigus, suivant la longueur des tubes.

L'effet de l'acoustique sur les flammes a été expérimenté pour la première fois par M. le comte Schaffgotsch, à Berlin, dans les années 1850 ([68]). Il montra que lorsqu'une flamme était surmontée d'un tube assez court, le fait de chanter à l'unisson de la note du tube, ou de son octave supérieure, faisait trembler et vibrer la flamme. De plus, il s'aperçut que si l'amplitude du son rendu par le tube était assez élevée, la flamme s'éteignait.

De son côté, Le Conte, un professeur américain, fut le premier à observer l'effet de l'acoustique sur des flammes sans tube. Tandis qu'il assistait à un concert en plein air, éclairé par des lanternes, il remarqua que les flammes « dansaient » au rythme de la musique. En 1858, il écrivit à ce sujet dans le *Philosophical Magazine* ([43]) :

« *Soon after the music began, I observed that the flame [...] exhibited pulsations [...] which were exactly synchronous with the audible beats. This phænomenon was very striking [...], and especially so when the strong notes of the violoncello came in. It was exceedingly interesting to observe how perfectly even the trills of this instrument were reflected on the sheet of flame.* »

À la même époque, le physicien irlandais Tyndall se penchait sur la science de l'acoustique. En 1857, il répéta notamment l'expérience du comte Schaffgotsch et constata que la flamme ne « dansait » pas lorsque la voix de l'expérimentateur était à l'unisson avec la note du tube mais uniquement lorsqu'elle en était proche. Il rapporta toutes ses investigations dans son livre de 1867 intitulé *On Sound*, qu'il étoffa par la suite ([68]). Il développa également l'observation de Le Conte dans une partie de ce livre intitulée *Sensitive Naked Flames*. Tyndall utilisait même les flammes pour mesurer la qualité des diapasons et tonalités.

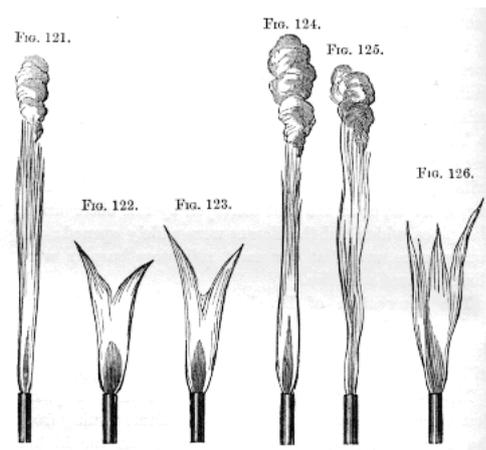


FIG. 2 – Illustration de l'effet du son sur des flammes par Tyndall.

Enfin, en 1878, Rayleigh ([62]) cherchait à expliquer certains phénomènes acoustiques et en particulier l'effet de la chaleur sur les vibrations. Il s'intéressait notamment aux travaux de Sondhauss, Rijke, Bosscha et Riess. Il a ainsi réussi à expliquer l'origine des instabilités thermoacoustiques :

« *If heat be periodically communicated to, and abstract from, a mass of air vibrating [...] the effect produced will depend upon the phase of the vibration at which the transfer of heat takes place. If heat be given to the air at the moment of greatest condensation, or taken from it at the moment of greatest rarefaction, the vibration is encouraged. On the other hand, if heat be given at the moment of greatest rarefaction, or abstracted at the moment of greatest condensation, the vibration is discouraged.* »

Autrement dit, dans le cas d'une flamme placée dans un champ acoustique, si les fluctuations de dégagement de chaleur sont en phase avec les oscillations de pression acoustique, alors l'onde acoustique est amplifiée. Par conséquent, en milieu confiné, un couplage résonant entre la flamme et l'onde acoustique est susceptible de se mettre en place, générant alors des instabilités.

Ce couplage résonant peut être schématisé comme sur la figure 3.

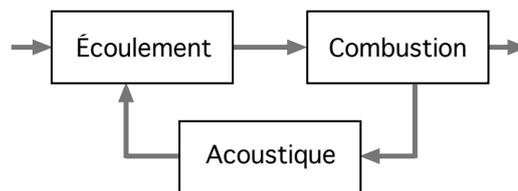


FIG. 3 – Couplage résonant entre combustion et acoustique.

Ainsi, en milieu confiné, une perturbation de l'écoulement entraîne une perturbation de la combustion qui induit, par le biais des modes acoustiques, un phénomène de rétroaction.

Le fondement des instabilités thermoacoustiques était donc établi dès la fin du XIX^e siècle. Il a pourtant fallu attendre la fin du XX^e siècle pour que les mécanismes suivant lesquels l'onde acoustique influence le dégagement de chaleur soient mis en évidence.

En 1950, Dunlap s'intéressait aux instabilités thermoacoustiques dans les statoreacteurs dans le cadre d'un programme de recherche pour l'armée de l'air américaine. En s'interrogeant sur les différents mécanismes susceptibles d'engendrer un couplage résonant entre une flamme et l'acoustique d'un brûleur, il a été le premier à se soucier de l'effet des fluctuations de pression. Il développa ses observations dans son rapport ([20]) :

« *Standing sound waves in the combustion chamber produce a variation in pressure and temperature at the flame front with time. [...] an increase in pressure and the associated isentropic rise in temperature will result in a net increase in flame speed. [...] an instantaneous increase in the heat release will result when the pressure is greater than ambient in the combustion chamber. In the same manner, the heat release will decrease when the pressure is less than ambient. [...] It is this condition that is cited by Rayleigh as being necessary for the maintenance of vibrations by heat. Hence, resonance is apt to occur in any burner in which the flame is located in a region of varying pressure. The above explanation also shows why the flame was not observed to resonate when it was placed at the extreme ends of the*

burner. That is, the pressure nodes, which theoretically occur at the ends, did not allow the flame speed to change and hence did not give a variation in the rate of heat release with time. [...] It can be concluded that the dependence of flame speed on pressure and temperature is probably the governing factor in the organ-pipe type of combustion-chamber resonance. »

Ainsi, selon Dunlap, les variations de pression d'une onde acoustique, induisant des variations de température du fait de l'adiabaticité de l'onde, jouent un rôle essentiel dans la génération d'instabilités thermoacoustiques. Paradoxalement, dans la plupart des études sur les instabilités thermoacoustiques qui suivirent, les effets des variations de pression et de température furent négligés au profit d'effets de modulation de surface de flamme, plus directement accessibles. Plusieurs mécanismes de couplage entre une flamme et une onde acoustique, impliquant une modulation de surface, furent donc proposés et examinés.

Tout d'abord, Kaskan imagina un mécanisme de couplage basé sur un déplacement du pourtour d'une flamme plane au niveau de la couche limite acoustique ([38]). Son expérience consistait à regarder une flamme plane dans un tube, qui se courbait sur les bords. Le champ acoustique dans le tube provenait du bruit ambiant. En supposant que la couche limite acoustique était plus grande que la distance d'extinction de la flamme, il expliqua que les petits déplacements des bords de la flamme, dus aux oscillations de vitesse acoustique dans la couche limite, donnaient lieu à des variations de surface de flamme et donc à des variations de dégagement de chaleur.

En même temps, Markstein ([51]) envisagea un couplage par l'accélération acoustique quand il remarqua l'apparition et la disparition périodiques de structures cellulaires sur un front de flamme soumis à un champ acoustique. En effet, l'accélération acoustique oscillante, qui accompagne les fluctuations de vitesse, fait osciller l'amplitude des structures cellulaires sur un front de flamme, et donc la surface de flamme et le dégagement de chaleur.

Par ailleurs, un autre mécanisme de couplage peut intervenir dans le cas d'une flamme diphasique prémélangée, c'est-à-dire une flamme alimentée par des gouttes de carburant assez petites (de diamètre de l'ordre de quelques micromètres) pour s'évaporer totalement dans la zone de préchauffage. Il s'agit de la variation de richesse instantanée, provoquée par l'inertie des gouttes de carburant dans le champ acoustique, qui fait fluctuer le taux de dégagement de chaleur. Clanet, Searby et Clavin ont montré que ce dernier mécanisme pouvait engendrer une instabilité très forte ([6]).

Tous ces mécanismes de couplage mettant en jeu des modulations de surface de flamme ou des variations de richesse ont été largement étudiés, analytiquement et expérimentalement, dans de nombreuses configurations ([61, 51, 59, 64, 58, 24, 19, 21, 11, 3, 46]).

Néanmoins, on s'attend toujours à ce que les effets des fluctuations de pression et de température existent étant donné que le taux de réaction d'une flamme est fortement lié à ces deux grandeurs. Effectivement, le taux de réaction est directement proportionnel à la densité de chacun des réactifs, et donc à la pression. Obéissant à une loi d'Arrhenius, il est également une fonction fortement croissante

de la température. Il faut souligner qu'une onde acoustique est une onde de compression adiabatique, et donc que des fluctuations de pression acoustique impliquent inévitablement des fluctuations de température.

On peut même penser que l'effet direct des fluctuations de pression sur le taux de réaction soit un mécanisme primaire d'instabilité thermoacoustique amenant la résonance acoustique à un niveau suffisant pour exciter les modulations de surface de flamme qui amplifient ensuite l'instabilité.

Plusieurs études théoriques ont été effectuées à la fin du XX^e siècle dans le but de quantifier l'influence de la pression acoustique sur une flamme plane laminaire, excluant ainsi tout effet de modulation de surface. Sklyarov et Furletov furent les premiers à entreprendre une telle étude en 1973 ([65]). Suivirent les analyses asymptotiques de Clavin, Pelcé et He ([9]) d'une part, et de McIntosh ([52, 53, 54]) d'autre part dans les années 1990. Malgré tout, plus de quinze ans après, l'effet direct de la pression acoustique sur le dégagement de chaleur, *a priori* négligeable devant l'effet de l'accélération acoustique d'après les études théoriques, ou des fluctuations de richesse dans le cas diphasique, n'a jamais été mesuré ([45]).

L'objectif de cette thèse est de mesurer cet effet direct de la pression instationnaire sur le taux de dégagement de chaleur d'une flamme, et, par conséquent, de combler le manque de validation expérimentale des analyses théoriques traitant ce couplage. On cherche ainsi à estimer précisément la contribution des fluctuations de pression aux instabilités thermoacoustiques.

La connaissance de la réponse de flamme aux fluctuations de pression peut également avoir un domaine d'application plus large si l'on considère, par exemple, les phénomènes d'extinction par une onde de pression ([44]) ou les écoulements fortement turbulents.

Le premier chapitre de ce manuscrit sera consacré à la présentation des analyses théoriques de Clavin, Pelcé et He ([9]), et de McIntosh ([52]). Cette présentation comprendra quelques considérations physiques, en termes d'ordres de grandeur, ainsi que la description du modèle de flamme utilisé, la présentation de la méthode de calcul et ses hypothèses, et une analyse des résultats montrant les dépendances des taux de consommation massique et de dégagement de chaleur de flamme à la pression acoustique.

Le deuxième chapitre sera dédié au dispositif expérimental adopté pour soumettre la flamme à une oscillation de pression pure et mesurer sa réponse au travers d'un signal de chimiluminescence. Il débutera par une présentation des problèmes liés à l'expérience. S'en suivra la description détaillée du dispositif dans son ensemble, incluant différents brûleurs, un système de régulation, du matériel acoustique et un système optique. Enfin, le protocole expérimental sera clarifié, ainsi que le traitement des données.

Les premiers résultats expérimentaux seront présentés dans le troisième chapitre.

Puis, le quatrième chapitre sera destiné à la présentation d'une étude expérimentale et numérique dont l'objectif est de mieux connaître la relation exacte entre l'intensité de chimiluminescence du radical excité OH*, utilisée ici comme mesure

du taux de réaction, et la consommation massique d'une flamme stationnaire. Cette relation sera ensuite exploitée pour corriger les premiers résultats de réponse de flamme à une excitation de pression acoustique.

Dans le cinquième et dernier chapitre, les résultats expérimentaux corrigés seront analysés et comparés aux résultats analytiques. En outre, une analyse théorique plus récente, basée sur un modèle de flamme plus complexe, sera brièvement présentée. La comparaison entre les mesures et les résultats de cette nouvelle analyse aidera à clarifier les divergences entre résultats expérimentaux et théoriques.

Enfin, la conclusion servira de bilan général et abordera les perspectives envisagées à la suite de ce travail de thèse.

Les trois premiers chapitres ont fait l'objet d'une publication dans *Combustion and Flame* ([72]). Une partie de l'étude sur la chimiluminescence de OH^* (chapitre 4) a été présentée à l'*European Combustion Meeting*, en avril 2007, en Crête ([71]). Un résumé de cette thèse a été présenté à l'*European Conference for Aero-Space Sciences*, en juillet 2009, à Versailles ([73]).

Chapitre 1

Analyses théoriques

La première investigation de l'effet du couplage direct entre la pression acoustique et la structure de flamme date des travaux de Dunlap en 1950 ([20]). Nous verrons dans ce chapitre que l'ordre de grandeur de la réponse de la flamme à des fluctuations de pression acoustique est donné par le rapport $\delta P/P$, δP étant l'amplitude des oscillations de pression acoustique et P la pression ambiante. Cet effet, considéré comme faible, a longtemps été négligé devant les effets de variations de surface de flamme ([61, 51, 59, 64, 58, 24, 19, 21]) ou de richesse ([11, 3, 46]) induits par le déplacement ou l'accélération acoustique et bien mis en évidence par des études expérimentales ([51, 64, 19, 21, 46]).

Néanmoins, Clavin, Pelcé et He ([9]) et McIntosh ([52, 53, 54]) se sont penchés sur le problème au début des années 1990. Grâce à des analyses asymptotiques multi-échelles, ils ont pu établir des fonctions de transfert liant la structure de flamme aux fluctuations de pression dans le cas d'une flamme de prémélange laminaire plane, se propageant librement. Ils ont trouvé que la réponse relative de la consommation massique instationnaire de la flamme était de l'ordre de $\beta\delta P/P$, β étant le nombre de Zeldovich ($\beta \gg 1$). Ils ont également trouvé que, pour des fréquences acoustiques supérieures à l'inverse du temps de transit à travers la flamme, cette réponse devrait augmenter comme la racine carrée de la fréquence. Jusqu'à maintenant, ces prévisions théoriques n'ont jamais reçu de validation expérimentale en raison de la difficulté à observer les fluctuations de débit massique à travers la flamme indépendamment des variations de surface ou de richesse.

Dans la première partie de ce chapitre, nous précisons le problème posé à l'aide d'une estimation rapide, en termes d'ordres de grandeur, des modifications de structure de flamme induites par des fluctuations de pression acoustique. Puis, nous présentons le modèle de flamme utilisé dans les analyses de Clavin, Pelcé et He ([9]) et de McIntosh ([52, 53, 54]) en deuxième partie. La troisième partie sera consacrée à la compréhension de la méthode de calcul des fonctions de transfert, avec le détail des hypothèses utilisées. Nous analyserons les résultats de ces analyses en dernière partie.

1.1 Problématique

Dans le cadre de l'approximation quasi-isobare (saut de pression négligé à travers la flamme), la structure d'une flamme plane de prémélange est gouvernée par un système d'équations de réaction-diffusion pour la température et les fractions massiques des réactifs. Les principaux paramètres en jeu sont la température des gaz brûlés, T_b , la vitesse de flamme laminaire, U_L , le temps de transit à travers la flamme, τ_t , et l'épaisseur de flamme, $d = \tau_t U_L$. Par analyse dimensionnelle, on peut estimer les ordres de grandeur de ces paramètres :

$$\tau_t = \frac{d}{U_L}, \quad d \sim (D_{thb} \tau_t)^{1/2}, \quad U_L \sim \left(\frac{D_{thb}}{\tau_t} \right)^{1/2}, \quad (1.1)$$

où D_{thb} est la diffusivité thermique du mélange à la température T_b .

En régime stationnaire, le flux de chaleur libéré par la combustion, par unité de surface de flamme, s'écrit :

$$\dot{q} = \rho_u U_L C_p (T_b - T_u) \quad (1.2)$$

L'étude de la structure de flamme conduit à l'expression du temps de transit, τ_t , et donc aux expressions de U_L , d et \dot{q} , en termes de propriétés physico-chimiques du mélange réactif. Ces propriétés sont essentiellement caractérisées par D_{thb} et par W , le taux de réaction volumique. Le taux de réaction suit une loi d'Arrhenius :

$$W \propto \rho \exp(-E_A/RT_b), \quad (1.3)$$

où E_A est l'énergie d'activation et R la constante des gaz parfaits.

Or la combustion est caractérisée par une grande énergie d'activation comparée à l'énergie thermique : $E_A/RT_b \gg 1$. Par conséquent, U_L et \dot{q} sont très sensibles aux variations de température. En introduisant le nombre de Zeldovich, $\beta = E_A(T_b - T_u)/RT_b^2$, on peut caractériser cette sensibilité par : $\beta \gg 1$. En estimant les ordres de grandeur, on remarque qu'une variation relative de pression induit une variation relative de vitesse de flamme qui est du même ordre de grandeur :

$$\frac{\delta P}{P} \sim 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{\delta U_L}{U_L} \sim 1 \quad (1.4)$$

En revanche, une petite variation relative de température induit des modifications importantes de vitesse de flamme laminaire et de dégagement de chaleur :

$$\frac{\delta T_b}{T_b} \sim 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{\delta U_L}{U_L} \sim \beta \quad \text{et} \quad \frac{\delta \dot{q}}{\dot{q}} \sim \beta \quad (1.5)$$

On cherche à évaluer l'effet d'une fluctuation de pression acoustique, $\delta P = p_a$, sur la structure de flamme. Une onde acoustique étant une onde de compression adiabatique, les fluctuations de pression sont associées à des fluctuations de température, suivant la loi de Laplace :

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\delta P}{P}, \quad (1.6)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques.

De ce fait, on voit que, dans une onde acoustique, la flamme est plus sensible à des variations de température qu'à des variations de pression.

Ainsi, en termes d'ordres de grandeur, dans un mode acoustique, les variations relatives de température sont telles que :

$$\frac{\delta T}{T} \sim \frac{\delta P}{P}, \quad (1.7)$$

D'après (1.5), une onde acoustique induit, au niveau de la structure de flamme, des variations relatives du taux de consommation massique de carburant, $\dot{m} = Y_F \rho_u U_L$, Y_F étant la fraction massique de carburant et ρ_u la densité des gaz frais, et des variations relatives du taux dégagement de chaleur, \dot{q} , telles que :

$$\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}} \sim \beta \left(\frac{\delta T}{T} \right) \sim \beta \left(\frac{\delta P}{P} \right) \quad \text{et} \quad \frac{\delta \dot{q}}{\dot{q}} \sim \beta \left(\frac{\delta P}{P} \right) \quad (1.8)$$

Les analyses de Clavin, Pelcé et He ([9]) et de McIntosh ([52]) ont pour but d'évaluer la réponse instationnaire d'une flamme plane à des fluctuations de pression acoustique en fonction de la fréquence, en particulier quand la fréquence acoustique est de l'ordre de l'inverse du temps de transit à travers la flamme.

1.2 Modèle de flamme

Les analyses théoriques présentées dans ce chapitre, s'intéressent au couplage entre les modes acoustiques longitudinaux d'un tube et la structure interne d'une flamme de prémélange plane, en vue de déterminer sa contribution à la génération d'instabilités thermoacoustiques.

Afin d'établir une fonction de transfert analytique caractérisant la réponse d'une telle flamme à des fluctuations de pression, les auteurs de ces analyses se limitent à un modèle unidimensionnel avec une réaction simplifiée.

L'instabilité de Darrieus-Landau, par exemple, qui plisse le front de flamme, n'est pas prise en compte. Les mécanismes d'atténuation, c'est-à-dire les effets visqueux à la paroi et l'émission de son du côté ouvert du tube, sont négligés. Les effets de bords bidimensionnels, proposés par Kaskan, associés à la pénétration de la flamme dans la couche limite visqueuse, sont également négligés.

D'un point de vue chimique, le modèle de flamme retenu correspond à une décomposition d'un unique réactif, R , irréversible et exothermique, s'effectuant en une seule étape, avec une cinétique gouvernée par une loi d'Arrhenius :



L'énergie d'activation, E_A , de la réaction est supposée beaucoup plus grande que l'énergie thermique : $E_A/RT_b \gg 1$, où R est la constante des gaz parfaits et T_b , la température des gaz brûlés.

D'un point de vue thermodynamique, le mélange réactif est supposé suivre la loi des gaz parfaits : $P = (R/M_m)\rho T$, avec une masse molaire, M_m , supposée constante.

Le nombre de Mach de la flamme, $M = c/U_L$, est supposé être très faible, ce qui permet de négliger le saut de pression à travers la flamme. C'est l'approximation quasi-isobare.

Si on introduit le nombre de Zeldovich $\beta = E_A(T_b - T_u)/RT_b^2$, où T_u est la température des gaz frais, la solution pour la structure de flamme est connue dans la limite asymptotique $\beta \rightarrow \infty$. On montre alors que la flamme est composée de deux régions d'échelles de longueur différentes : une zone de préchauffage d'épaisseur d suivie d'une zone réactive d'épaisseur d/β , qui peut être traitée comme une simple discontinuité (cf. figure 1.1). C'est l'analyse de Zeldovich et Frank-Kamenetskii ([76]).

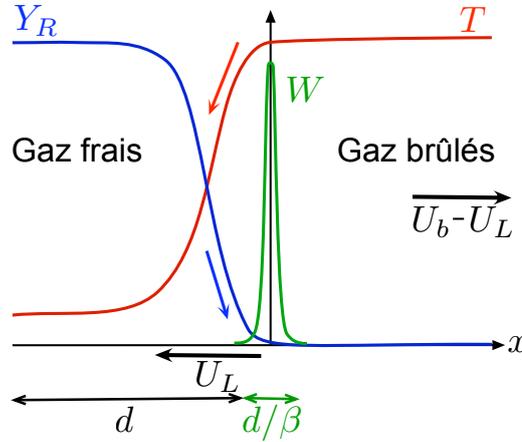


FIG. 1.1 – Structure d'une flamme, Y_R étant la fraction massique du réactif, T la température et W le taux de réaction.

Le raccordement des deux régions, pour une réaction d'ordre 1, conduit à :

$$\tau_t = (\beta^2/2Le)\tau_r \quad (1.9)$$

$$U_L = (\rho_b/\rho_u)(D_{th_b}/\tau_t)^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

$$d = (\rho_b/\rho_u)(D_{th_b}\tau_t)^{\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

Dans ces expressions, $Le = D_{th}/D_m$ est le nombre de Lewis, avec D_{th} , le coefficient de diffusivité thermique, et D_m , le coefficient de diffusivité massique de l'espèce limitant la réaction, τ_r est le temps entre deux collisions réactives, ρ_b et ρ_u sont respectivement les densités des gaz brûlés et des gaz frais, et D_{thb} est la valeur de la diffusivité thermique dans les gaz brûlés.

Ces relations définissent le temps caractéristique, τ_t , appelé temps de transit, la vitesse de flamme laminaire, U_L , et l'épaisseur, d , d'une flamme plane isobare, qui sont ensuite utilisés pour ré-écrire les équations de conservation sous forme adimensionnée.

Par ailleurs, les phénomènes acoustiques font intervenir une troisième échelle de longueur correspondant à la longueur d'onde acoustique λ_a , qui est beaucoup plus grande que l'épaisseur de flamme d . À l'échelle du champ acoustique, la flamme apparaît comme une discontinuité hydrodynamique et on peut négliger le gradient de pression acoustique dans l'épaisseur de flamme.

Les analyses du couplage entre la pression acoustique et la structure de flamme reposent alors sur des développements limités à l'ordre $1/\beta$, avec $\beta \rightarrow \infty$, des équations de conservation adimensionnées, en distinguant trois régions dont les dimensions caractéristiques sont très différentes : la région acoustique, la zone de préchauffage et la zone de réaction. Ces trois régions sont ensuite raccordées avec des relations de saut.

1.3 Méthode de calcul

La méthode de calcul présentée ici correspond à l'analyse théorique de Clavin, Pelcé et He ([9]). L'analyse de McIntosh ([52]) repose sur des calculs similaires et diffère uniquement dans le traitement des développements limités.

La première étape du calcul consiste à déterminer la solution stationnaire d'une flamme plane se propageant librement, qui servira d'état de référence.

1.3.1 Équations de conservation et relations de saut

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que l'équation pour la fraction massique du réactif, constituent le point de départ des calculs analytiques :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (1.12a)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1.12b)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial(\lambda \partial T / \partial x)}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + QW(T, Y_R) \quad (1.12c)$$

$$\rho \left(\frac{\partial Y_R}{\partial t} + u \frac{\partial Y_R}{\partial x} \right) = \frac{\partial(\rho D_m \partial Y_R / \partial x)}{\partial x} - W(T, Y_R) \quad (1.12d)$$

Dans ces équations, λ est la conductivité thermique, C_p est la chaleur spécifique à pression constante du mélange réactif, D_m est le coefficient de diffusivité massique, Y_R est la fraction massique du réactif, Q est la chaleur de réaction massique (par unité de masse du réactif), et W est le taux de réaction volumique.

Les termes faisant intervenir la viscosité ont été négligés.

Pour simplifier, C_p est supposée constante. Par ailleurs, comme on considère une réaction exothermique en une étape, avec un seul réactif, R, Y_R vérifie : $Y_R = 1$ dans les gaz frais et $Y_R = 0$ dans les gaz brûlés.

Le taux de réaction, par unité de volume, s'écrit :

$$W = (\rho/\tau_c) Y_R \exp(-E_A/RT), \quad (1.13)$$

où τ_c est proportionnel au temps de collision microscopique, E_A est l'énergie d'activation et R est la constante des gaz parfaits.

De plus, le mélange réactif est supposé obéir à la loi des gaz parfaits :

$$P = (R/M_m)\rho T \quad (1.14)$$

La masse molaire, notée M_m , est supposée constante pour simplifier.

Afin de simplifier la résolution de la réponse de la flamme perturbée par une onde acoustique, les équations de conservation sont d'abord adimensionnées par les grandeurs caractéristiques du modèle de flamme plane isobare stationnaire :

- la densité des gaz frais, ρ_u ,
- le temps de transit à travers la flamme, τ_t ,
- l'épaisseur de flamme, d ,
- la vitesse de flamme laminaire, U_L .

De plus, un changement de variable spatiale est effectué. On introduit la coordonnée ξ , sans dimension, pondérée par la masse :

$$\xi = \frac{1}{\rho_u d} \int_{\alpha}^x \rho(x', t) dx' \quad (1.15)$$

où $\alpha(t)$ est la position de la zone de réaction.

Ce changement de variable permet d'éliminer les variations temporelles de densité dans les équations, sans éliminer l'effet de l'expansion des gaz.

On définit les variables adimensionnées suivantes :

- le temps réduit $\tau = t/\tau_t$,
- la densité réduite $r(\xi, \tau) = \rho(x, t)/\rho_u$,
- le flux de masse réduit $\mu(\tau) = \rho(x = \alpha, t)\{u(x = \alpha, t) - d\alpha/dt\}/\rho_u U_L$.

Dans le cas d'une flamme stationnaire, le flux de masse réduit est simplement : $\mu(\tau) = \rho(t)u(t)/\rho_u U_L = 1$.

Les dérivées partielles se remplacent alors de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow d^{-1} r \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \tau_t^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} + \tau_t^{-1} \mu(\tau) \frac{\partial}{\partial \xi} \end{array} \right. \quad (1.16)$$

La température, la vitesse et la pression sont également adimensionnées telles que :

- $\theta = (T - T_u)/(T_b - T_u)$ soit la température réduite, avec $T_b - T_u = Q/C_p$,
- $v = u/U_L$ soit la vitesse réduite,
- $\pi = P/\rho_u c_u U_L$ soit la pression sans dimension, $\rho_u c_u U_L$ étant la pression acoustique correspondant à une amplitude de vitesse acoustique $u_a = U_L$, avec c_u la vitesse du son dans les gaz frais.

On peut noter que la fraction massique du réactif, Y_R , est déjà une variable sans dimension. Comme le modèle de flamme repose sur une réaction avec un seul réactif, il n'est pas nécessaire de réduire Y_R .

La figure 1.2 représente le modèle de structure de flamme avec la coordonnée spatiale réduite ξ .

Rappelons que, d'après le modèle de flamme, $U_L/d = \tau_t^{-1}$. Par ailleurs, comme le mélange gazeux est considéré comme un gaz parfait, le carré de la vitesse du son

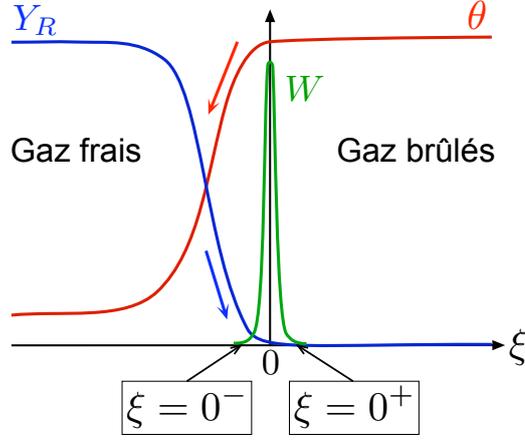


FIG. 1.2 – Structure d'une flamme, Y_R étant la fraction massique du réactif, θ la température réduite, W le taux de réaction et ξ la coordonnée spatiale réduite.

peut s'écrire : $c_u^2 = (C_p/C_v)(R/M_m)T_u$. De plus, on suppose que tous les coefficients de diffusion D vérifient $\rho^2 D = \text{constante}$. Cette approximation n'est pas tout-à-fait réaliste, mais c'est la seule permettant de trouver une solution analytique au problème posé.

En raison de l'approximation d'une grande énergie d'activation, le taux de réaction (1.13) est négligeable partout sauf dans la zone de réaction, très mince, vers $\xi = 0$, où la température des gaz frais est proche de la température des gaz brûlés. En dehors de cette zone, les équations de conservation (1.12) s'écrivent :

$$\frac{\partial r^{-1}}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial r^{-1}}{\partial \xi} = \frac{\partial v}{\partial \xi} \quad (1.17a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial v}{\partial \xi} = -M^{-1} \frac{\partial \pi}{\partial \xi} \quad (1.17b)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = (\gamma - 1) \left(\frac{T_u}{T_b - T_u} \right) Mr^{-1} \left(\frac{\partial \pi}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial \pi}{\partial \xi} \right) \quad (1.17c)$$

$$\frac{\partial Y_R}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial Y_R}{\partial \xi} - (1/Le) \frac{\partial^2 Y_R}{\partial \xi^2} = 0 \quad (1.17d)$$

où M est le nombre de Mach défini par $M = U_L/c_u$.

Les conditions aux limites sont :

- $\xi \rightarrow -\infty$: $Y_R = 1$ et $\theta = O(M)$, dans les gaz frais,
- $\xi \rightarrow +\infty$: $Y_R = 0$ et $\theta = 1 + O(M)$, dans les gaz brûlés.

La loi des gaz parfaits s'écrit sous forme réduite :

$$1 + M(C_p/C_v)\delta\pi = r\{1 + ((T_b - T_u)/T_u)\theta\} \quad (1.18)$$

Au niveau de la zone de réaction ($\xi = 0$), il y a continuité de la pression et de la vitesse, et les relations de saut ordinaires pour la température réduite, θ , et la fraction massique, Y_R , sont satisfaites :

$$\left[\frac{\partial\theta}{\partial\xi} + \left(\frac{1}{Le} \right) \frac{\partial Y_R}{\partial\xi} \right]_{\xi=0^+} - \left[\frac{\partial\theta}{\partial\xi} + \left(\frac{1}{Le} \right) \frac{\partial Y_R}{\partial\xi} \right]_{\xi=0^-} = 0 \quad (1.19a)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\xi} \Big|_{\xi=0^-} - \frac{\partial\theta}{\partial\xi} \Big|_{\xi=0^+} = \exp \left\{ -\frac{1}{2}\beta(1 - \theta_f) \right\} \quad (1.19b)$$

$$\theta_f \equiv \theta|_{\xi=0^+} = \theta|_{\xi=0^-} \quad (1.19c)$$

$$Y_R|_{\xi=0^+} = Y_R|_{\xi=0^-} = 0 \quad (1.19d)$$

La première relation de saut (1.19a), valable aux deux premiers ordres, est obtenue en intégrant les équations pour la température et pour la fraction massique entre $\xi = 0^-$ et $\xi = 0^+$, et en ajoutant les deux équations obtenues. Elle représente la conservation de l'enthalpie totale à travers la zone de réaction.

La deuxième relation de saut (1.19b) est obtenue en intégrant l'équation pour la température entre $\xi = 0^-$ et $\xi = 0^+$, avec le développement limité à l'ordre $1/\beta$, quand $\beta \rightarrow \infty$, du taux de réaction. Dans cette relation, qui correspond à la loi cinétique gouvernant le dégagement de chaleur dû à la réaction exothermique, seule la modification de température a été retenue, θ_f étant la température de flamme réduite ($\theta_f \neq 1$). Il faut souligner que la variation de pression du facteur pré-exponentiel a été négligée puisque son effet est petit devant celui de la variation de température qui est exponentiel (cf. (1.13)).

Les deux dernières relations de saut, (1.19c) et (1.19d), traduisent la continuité de la température et de la fraction massique en $\xi = 0$.

On peut noter que les différents auteurs, Clavin et al. et McIntosh, négligent l'effet direct de la pression devant celui de la température. Nous verrons, avec les résultats expérimentaux, que cette approximation n'est peut-être pas complètement justifiée (cf. chapitre 5).

1.3.2 Cas stationnaire (état de référence)

Les équations de conservation en dehors de la zone de réaction (1.17), avec les conditions aux limites, et les relations de saut au niveau de la zone de réaction (1.19) permettent d'ores et déjà de résoudre, au premier ordre, le cas stationnaire d'une flamme se propageant librement dans un tube avec un faible nombre de Mach, en

négligeant le gradient de pression dans la flamme qui est vue comme une discontinuité. Ainsi, les profils de température et de concentration sont obtenus en résolvant les équations (1.17c) et (1.17d), avec $M = 0$:

$$\begin{aligned} \xi < 0 & \begin{cases} \bar{\theta} = \exp(\xi) \\ \bar{Y}_R = 1 - \exp(\text{Le}\xi) \end{cases} \\ \xi > 0 & \begin{cases} \bar{\theta} = 1 \\ \bar{Y}_R = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Les profils de densité et de vitesse sont obtenus grâce aux équations (1.17a) et (1.18) :

$$\bar{r}(\xi) \left\{ 1 + \left(\frac{T_b - T_u}{T_u} \right) \bar{\theta}(\xi) \right\} = 1 \quad (1.21)$$

$$\bar{r}(\xi) \bar{u}(\xi) = 1 \quad (1.22)$$

Concernant le flux de masse réduit, $\bar{\mu}$, l'adimensionnalisation par les grandeurs caractéristiques de la flamme plane non perturbée conduit à $\bar{\mu} = 1$.

1.3.3 Cas instationnaire (réponse de la flamme perturbée)

Pour aller plus loin et déterminer l'effet des oscillations de pression acoustique sur la structure de flamme, on décompose la température réduite et la fraction massique de la manière suivante : $\theta = \bar{\theta}(\xi) + \delta\theta$ et $Y_R = \bar{Y}_R(\xi) + \delta Y_R$. $\bar{\theta}$ et \bar{Y}_R sont les solutions stationnaires données par (1.20). Les perturbations, notées $\delta\theta$ et δY_R , sont, quant à elles, décomposées en modes de Fourier telles que : $\delta\theta = \theta'(\xi) \exp(i\omega_r\tau)$ et $\delta Y_R = Y'_R(\xi) \exp(i\omega_r\tau)$. Ici, ω_r est la pulsation acoustique réduite définie par : $\omega_r = \omega\tau_t$. De la même manière, on note $\delta\pi = \pi' \exp(i\omega_r\tau)$ la perturbation de pression acoustique au niveau de la flamme, et $\mu = 1 + \mu' \exp(i\omega_r\tau)$ le taux de consommation massique réduit.

Par ailleurs, on suppose que $\beta M = O(1)$ et $(\rho_u - \rho_b)/\rho_u = O(1)$ dans la limite $\beta \rightarrow \infty$.

Ainsi, à partir des équations de conservation (1.17c) et (1.17d), on obtient les équations suivantes pour la perturbation de la structure de flamme :

$$i\omega_r\theta' + \frac{d\theta'}{d\xi} - \frac{d^2\theta'}{d\xi^2} = -\mu' \frac{d\bar{\theta}}{d\xi} + (\gamma - 1) \left(\frac{T_u}{T_b - T_u} \right) \frac{M}{\bar{r}} i\omega_r\pi' \quad (1.23a)$$

$$i\omega_r Y'_R + \frac{dY'_R}{d\xi} - \frac{1}{\text{Le}} \frac{d^2 Y'_R}{d\xi^2} = -\mu' \frac{d\bar{Y}_R}{d\xi} \quad (1.23b)$$

Ces équations sont valables à l'ordre $1/\beta$ de l'analyse asymptotique.

Au niveau de la zone de réaction ($\xi = 0$), on obtient, à partir des relations (1.19) :

$$\left[\frac{d\theta'}{d\xi} + \left(\frac{1}{\text{Le}} \right) \frac{dY'_R}{d\xi} \right]_{\xi=0^-}^{\xi=0^+} = 0 \quad (1.24a)$$

$$\frac{d\theta'}{d\xi} \Big|_{\xi=0^-} = \frac{1}{2} \beta \theta'(\xi = 0) \quad (1.24b)$$

Précisons qu'il y a continuité des perturbations pour la température, pour la fraction massique du réactif et pour la vitesse d'écoulement.

L'intégration des deux équations (1.23) permet de caractériser les profils de température et de concentration en amont ($\xi \rightarrow -\infty$) et en aval ($\xi \rightarrow +\infty$) de la zone de réaction, c'est-à-dire dans les régions non réactives où les fluctuations de température correspondent à la compression isentropique par l'acoustique. Ces profils s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{cases} \xi < 0 : & \theta' = A \exp(\chi_+(1)\xi) - \frac{\mu'}{i\omega_r} \exp(\xi) + (\gamma - 1) \left(\frac{T_u}{T_b - T_u} \right) \frac{M}{\bar{r}} \pi' \\ \xi > 0 : & \theta' = B \exp(\chi_-(1)\xi) + (\gamma - 1) \left(\frac{T_b}{T_b - T_u} \right) M \pi' \end{cases} \quad (1.25)$$

$$\begin{cases} \xi < 0 : & Y'_R = C \exp(\chi_+(\text{Le})\xi) + \frac{\mu'}{i\omega_r} \text{Le} \exp(\text{Le}\xi) \\ \xi > 0 : & Y'_R = 0 \end{cases} \quad (1.26)$$

avec

$$\chi_{\pm}(\text{Le}) = \frac{1}{2} \text{Le} \left[1 \pm \left(1 + \frac{4i\omega_r}{\text{Le}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.27)$$

Les coefficients A et B peuvent être exprimés en termes de $\theta'_f(\xi = 0)$. Le coefficient C est déterminé par la condition $Y'_R(\xi = 0) = 0$.

Les relations de saut (1.24) donnent $\theta'_f(\xi = 0)$ et le taux de consommation massique réduit perturbé μ' :

$$\begin{aligned} \mu' &= \beta M \left(\frac{T_b}{T_b - T_u} \right) (\gamma - 1) i\omega_r \pi' \\ &\times \frac{[\sqrt{1 + 4i\omega_r} - (\rho_u - \rho_b)/\rho_u] \sqrt{1 + 4i\omega_r}}{(\sqrt{1 + 4i\omega_r} - 1)(1 + 4i\omega_r) - (\beta/2)(\text{Le} - 1)[1 - \sqrt{1 + 4i\omega_r} + 2i\omega_r]} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Ce résultat de l'effet de fluctuations de pression sur le taux de consommation massique d'une flamme peut aussi s'écrire, sous forme dimensionnelle :

$$\begin{aligned} \frac{\delta \dot{m} / \rho U_L}{p_a / \rho c^2} &= \frac{E_A}{RT_b} (\gamma - 1) i\omega_r \\ &\times \frac{[\sqrt{1 + 4i\omega_r} - (T_b - T_u)/T_b] \sqrt{1 + 4i\omega_r}}{(\sqrt{1 + 4i\omega_r} - 1)(1 + 4i\omega_r) - (\beta/2)(\text{Le} - 1)[1 - \sqrt{1 + 4i\omega_r} + 2i\omega_r]} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Par ailleurs, le flux de chaleur libérée par la réaction de combustion, \dot{q} , correspond au gradient de température au niveau de la zone de réaction ($\xi = 0^-$). Dans le cas instationnaire, le gradient de température perturbé par les fluctuations de pression s'écrit :

$$\left. \frac{d\theta'}{d\xi} \right|_{\xi=0^-} = \frac{1}{2} (\sqrt{1 + 4i\omega_r} - 1) \frac{\dot{m}'}{i\omega_r} \quad (1.30)$$

Le profil de température déterminé dans le cas stationnaire (cf. (1.20)) donne :

$$\left. \frac{d\bar{\theta}}{d\xi} \right|_{\xi=0^-} = 1 \quad (1.31)$$

On obtient finalement le résultat de l'effet de fluctuations de pression sur le taux de dégagement de chaleur d'une flamme sous forme dimensionnelle :

$$\begin{aligned} \frac{\delta \dot{q} / \dot{q}}{p_a / \rho c^2} &= \frac{E_A}{RT_b} (\gamma - 1) \\ &\times \frac{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + 4i\omega_r} - 1) [\sqrt{1 + 4i\omega_r} - (T_b - T_u)/T_b] \sqrt{1 + 4i\omega_r}}{(\sqrt{1 + 4i\omega_r} - 1)(1 + 4i\omega_r) - (\beta/2)(\text{Le} - 1)[1 - \sqrt{1 + 4i\omega_r} + 2i\omega_r]} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Les deux expressions (1.29) et (1.32) décrivent donc la réponse d'une flamme à des fluctuations de pression en fonction de la fréquence.

De son côté, McIntosh a également calculé la réponse d'une flamme de prémélange plane à des fluctuations de pression acoustique, en termes de taux de consommation massique ([52, 54]), en utilisant des approximations similaires à celles de Clavin, Pelcé et He. Son analyse diffère de celle de Clavin et al. uniquement dans

le traitement des développements limités, ce qui conduit à un résultat formellement différent. Néanmoins, nous verrons dans le paragraphe 1.4 que les évaluations numériques des réponses analytiques, déterminées par Clavin et al. d'une part et par McIntosh d'autre part, avec des valeurs réalistes des paramètres en jeu, conduisent à des résultats comparables.

Le résultat de McIntosh ([52]) peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\delta\dot{m}/\rho U_L}{p_a/\rho c^2} &= \frac{E_A}{RT_b}(\gamma - 1)i\omega_r \\ &\times \frac{\sqrt{1 + 4i\omega_r Le} - (T_b - T_u)/T_b}{(\sqrt{1 + 4i\omega_r} - 1)\sqrt{1 + 4i\omega_r Le} + (\beta/2)[1 - \sqrt{1 + 4i\omega_r} - (1/Le)(1 - \sqrt{1 + 4i\omega_r Le})]} \end{aligned} \quad (1.33)$$

Il faut noter que, dans ses articles, McIntosh définit le nombre de Lewis comme l'inverse de celui utilisé ici.

McIntosh a également étendu son analyse jusqu'à très haute fréquence, quand l'épaisseur de flamme est comparable à la longueur d'onde acoustique ([53, 1]). Le résultat est donné sous la forme d'une équation différentielle non linéaire qui ne peut être résolue que numériquement. Ce régime à très haute fréquence correspond à des longueurs d'onde acoustiques de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de flamme, difficilement accessibles dans nos expériences.

1.4 Analyse des résultats

Les amplitudes et les phases des réponses analytiques de flamme à des fluctuations de pression acoustique, en termes de taux de consommation massique, sont représentées sur les figures 1.3 et 1.4, en fonction de la fréquence réduite, $\omega\tau_t$, pour trois nombres de Lewis, sur une échelle semi-logarithmique. Le rapport de l'énergie d'activation et de l'énergie thermique, E_A/RT_b , a été fixé à 10,5, la température des gaz frais, T_u , à 295 K, et la température des gaz brûlés, T_b , à 1800 K, qui sont des valeurs typiques pour des flammes d'hydrocarbure, représentatives de nos expériences.

Sur ces figures, on constate que les analyses de Clavin et al. et de McIntosh conduisent à des résultats similaires. Les limites à basse et haute fréquences des deux analyses sont identiques.

L'évaluation de ces limites pour l'amplitude de la réponse donne :

$$\omega \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\delta\dot{m}}{\dot{m}} \rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{E_A}{RT_b} \right) \frac{T_u}{T_b} (\gamma - 1) \frac{p_a}{\rho c^2} \quad (1.34)$$

$$\omega \rightarrow \infty \quad \Rightarrow \quad \frac{\delta\dot{m}}{\dot{m}} \rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{E_A}{RT_b} \right) (\gamma - 1) \frac{p_a}{\rho c^2} \sqrt{i\omega\tau_t}$$

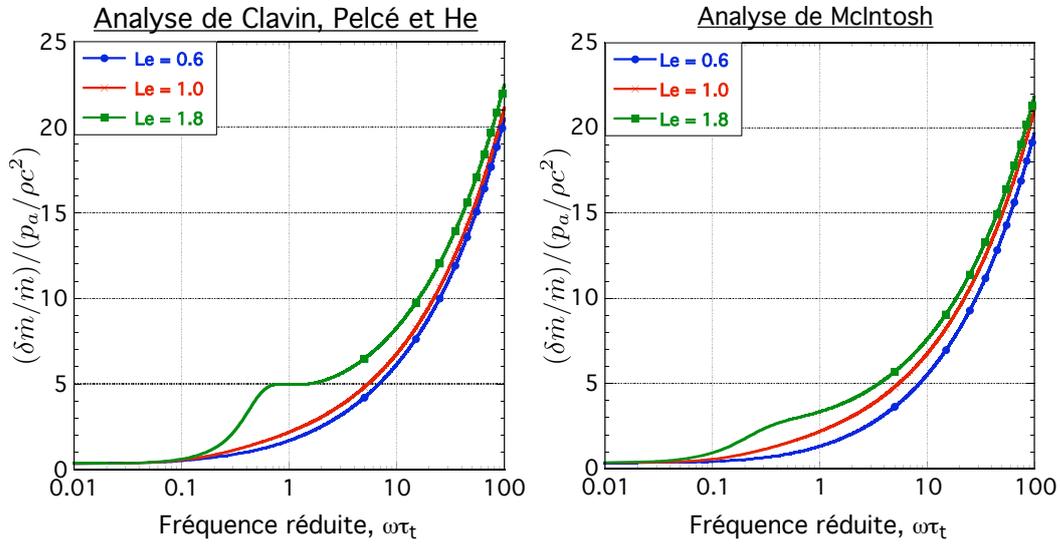


FIG. 1.3 – Rapport des fluctuations de flux massique (adimensionnées par le flux massique à l'état stationnaire) et des oscillations de pression acoustique (adimensionnées par ρc^2), en fonction de la fréquence réduite, pour trois nombres de Lewis.

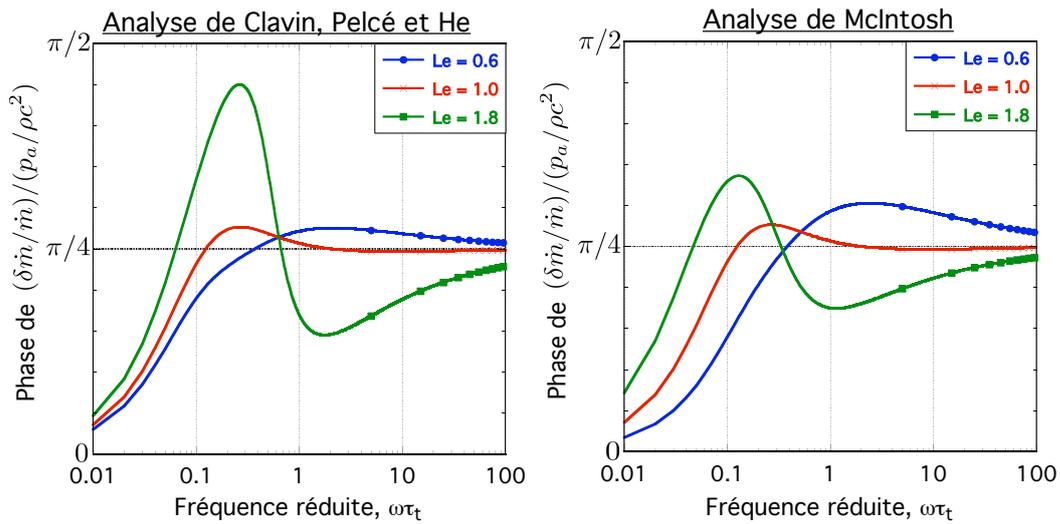


FIG. 1.4 – Déphasage entre les fluctuations de flux massique et les oscillations de pression acoustique, en fonction de la fréquence réduite, pour trois nombres de Lewis.

Cette évaluation montre que la réponse de flamme, en termes de flux massique, tend vers une constante à basse fréquence, avec une phase nulle, tandis qu'à haute fréquence, elle augmente en racine carrée de la fréquence réduite, avec une phase de $\pi/4$ correspondant à l'argument de \sqrt{i} (cf. figures 1.3 et 1.4).

Par ailleurs, quand la fréquence acoustique est de l'ordre de l'inverse du temps de transit à travers la flamme, on voit apparaître une faible résonance, dont l'intensité croît avec le nombre de Lewis. Cette résonance est plus forte selon l'analyse de Clavin, Pelcé et He. On peut aussi remarquer une oscillation de la phase de la réponse, correspondant à cette résonance.

Les deux analyses mènent à une tendance générale de l'amplitude de la réponse de flamme, en termes de flux massique, qui augmente comme la racine carrée de la fréquence acoustique, ce qui n'est pas immédiatement visible sur les graphes de la figure 1.3. Ainsi, bien que le mécanisme de couplage direct entre la structure de flamme et les fluctuations de pression acoustique soit faible à basse fréquence ($\omega\tau_t \ll 1$), il s'amplifie continûment avec la fréquence.

Sur les figures 1.5 et 1.6, nous avons reporté l'amplitude et la phase de la réponse de la flamme aux fluctuations de pression acoustique, en termes de taux de dégagement de chaleur, déterminées par l'analyse de Clavin, Pelcé et He, en fonction de la fréquence réduite.

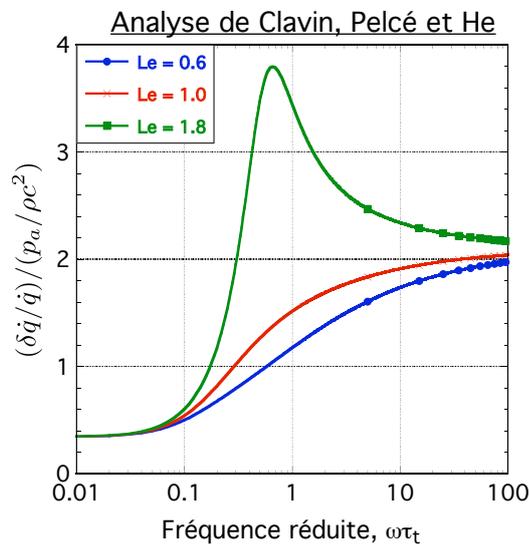


FIG. 1.5 – Rapport des fluctuations de flux de chaleur (adimensionnées par le flux de chaleur à l'état stationnaire) et des oscillations de pression acoustique (adimensionnées par ρc^2), en fonction de la fréquence réduite, pour trois nombres de Lewis.

Sur ces figures, on observe la même résonance que celle constatée pour le taux de consommation massique, quand la fréquence acoustique est de l'ordre de l'inverse du temps de transit. Cette résonance est encore d'autant plus importante que

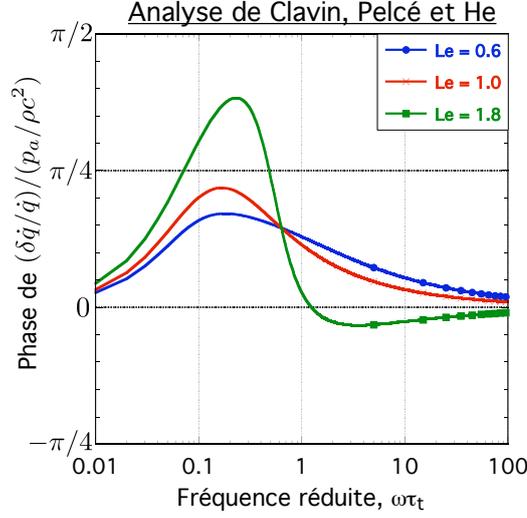


FIG. 1.6 – Déphasage entre les fluctuations de flux de chaleur et les oscillations de pression acoustique, en fonction de la fréquence réduite, pour trois nombres de Lewis.

le nombre de Lewis est grand. En revanche, l'amplitude de la réponse de flamme aux fluctuations de pression acoustique, en termes de flux de chaleur, se stabilise à haute fréquence (cf. figure 1.5), contrairement à ce qu'on a pu constater pour le flux massique (cf. figure 1.3).

Sur la figure 1.6, on remarque encore une oscillation de la phase de la réponse correspondant à la résonance, quand la fréquence acoustique est de l'ordre de l'inverse du temps de transit. En revanche, le déphasage entre les fluctuations de flux de chaleur et les oscillations de pression acoustique tend vers zéro à basse et haute fréquences, tandis que le déphasage entre les fluctuations de flux massique et les oscillations de pression acoustique tendait vers zéro à basse fréquence et vers $\pi/4$ à haute fréquence (cf. figure 1.4).

L'évaluation des limites à basse et haute fréquences mène à :

$$\begin{aligned} \omega \rightarrow 0 &\Rightarrow \frac{\delta\dot{q}}{\dot{q}} \rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{E_A}{RT_b} \right) \frac{T_u}{T_b} (\gamma - 1) \frac{p_a}{\rho c^2} \\ \omega \rightarrow \infty &\Rightarrow \frac{\delta\dot{q}}{\dot{q}} \rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{E_A}{RT_b} \right) (\gamma - 1) \frac{p_a}{\rho c^2} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Cette évaluation montre que la réponse de flamme, en termes de flux de chaleur, tend vers des constantes à basse et haute fréquences, avec des phases nulles (cf. figures 1.5 et 1.6).

Ces prédictions analytiques pour la réponse d'une flamme de prémélange plane à des fluctuations de pression acoustique n'ont jamais été validées expérimentalement.

Le but de ce travail est donc de mesurer l'effet des fluctuations de pression sur la structure de flamme afin de confirmer ou d'infirmier ces résultats.

Chapitre 2

Expérience

Pour valider expérimentalement la réponse d'une flamme de prémélange à des oscillations de pression de fréquence variable, nous devons, d'une part, contrôler précisément le champ de fluctuations auquel est soumise la flamme. Nous avons opté pour un système d'excitation acoustique dans un tube, ce qui nécessite de bien connaître l'acoustique du tube en présence d'une flamme afin de soumettre la flamme aux seules oscillations de pression et d'éviter tout effet d'accélération qui perturbe sa dynamique. D'autre part, nous devons mesurer la réponse de flamme à travers les fluctuations de son taux de consommation massique ou de son taux de réaction. Pour cela, nous avons retenu la chimiluminescence du radical hydroxyle excité OH^* qui est un bon candidat pour suivre les fluctuations rapides du taux de réaction. Ces mesures exigent, par ailleurs, de s'affranchir de toute variation de surface. À cet effet, nous avons réalisé des flammes parfaitement planes grâce à une technique de stabilisation paramétrique.

Ce chapitre débutera par la présentation des problèmes liés à l'expérience, notamment la connaissance précise du champ acoustique dans un tube, la stabilisation de la flamme pour la rendre parfaitement plane, son excitation par la pression acoustique et enfin, la façon de mesurer sa réponse à une telle excitation. La deuxième partie sera dédiée à la description du dispositif expérimental. Le protocole expérimental sera décrit en troisième partie. Enfin, la méthode d'acquisition et de traitement des données sera expliquée en dernière partie.

2.1 Présentation du problème

2.1.1 Acoustique dans un tube

La propagation des ondes acoustiques dans un tube est bien connue. Il s'agit ici d'un bref rappel pour bien saisir les difficultés de l'expérience.

Une onde acoustique est une onde mécanique de variations de pression et de vitesse. Dans un tube, les conditions aux limites, telles que vitesse nulle aux parois, imposent une série de fréquences caractéristiques appelées « fréquences propres » ou « fréquences de résonance ». Dans le cadre de notre étude, le brûleur s'apparente

à un tube cylindrique semi-ouvert, de section constante, dont la longueur L est grande devant le diamètre D . Dans cette limite, l'étude des ondes longitudinales est découplée de l'étude des ondes transverses et le problème est unidimensionnel.

2.1.1.1 Tube sans interface

Dans un premier temps, on peut déterminer les modes propres d'un tube simple, schématisé sur la figure 2.1.

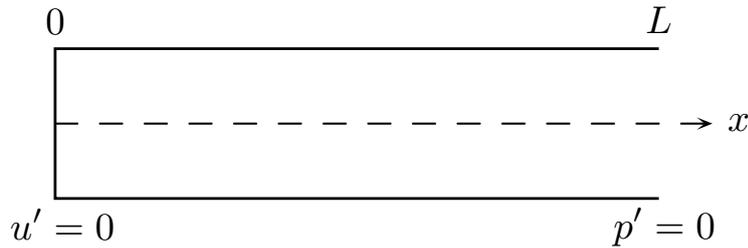


FIG. 2.1 – Schéma d'un tube sans interface.

L'équation d'onde simple unidimensionnelle, sans dégagement de chaleur s'écrit :

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0, \quad (2.1)$$

où p' désigne la perturbation de pression et c est la vitesse du son.

La conservation de la quantité de mouvement se traduit par :

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (2.2)$$

où u' désigne la perturbation de vitesse et ρ est la densité du fluide.

En décomposition de Fourier, les solutions de (2.1) et (2.2) pour les fluctuations de pression et de vitesse prennent les formes suivantes :

$$p' = (ae^{-ikx} + be^{ikx})e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

$$u' = -\frac{1}{\rho c} (-ae^{-ikx} + be^{ikx})e^{i\omega t} \quad (2.4)$$

Ici, ω est la pulsation et k , le nombre d'onde défini par $k = \omega/c$.

Ces expressions représentent la superposition de deux ondes propagatives : l'onde incidente, se déplaçant dans le sens positif avec l'amplitude a , et l'onde réfléchie, se déplaçant dans le sens négatif avec l'amplitude b .

Les conditions aux limites, dans le cas du tube représenté sur la figure 2.1, imposent, idéalement, un nœud de vitesse côté fermé ($u' = 0$ en $x = 0$) et un nœud de pression côté ouvert ($p' = 0$ en $x = L$). Selon Rayleigh ([63]), la position apparente du nœud de pression est en réalité à environ un rayon à l'extérieur du tube, mais dans la mesure où $D \ll L$, nous admettons qu'il est en sortie du tube.

Le nœud de vitesse côté fermé impose $a = b$. L'utilisation de cette égalité avec la condition de nœud de pression côté ouvert conduit à l'équation des modes propres du tube :

$$\cos(kL) = 0 \quad (2.5)$$

Cette équation définit les ondes résonantes dans le tube par leurs nombres d'onde :

$$k = (2N + 1) \frac{\pi}{2L} \quad \text{où } N \text{ est un entier.} \quad (2.6)$$

Leurs pulsations sont données par $\omega = kc$, et leurs fréquences, par $f = \omega/2\pi$.

2.1.1.2 Tube avec interface

En présence d'une flamme, qui peut être considérée comme une interface, la vitesse du son dans les gaz brûlés est différente de celle dans les gaz frais, ce qui conduit à des modifications des modes propres du brûleur.

Une flamme plane dans le tube est modélisée par une interface séparant deux milieux de densités différentes, sur laquelle s'appliquent de nouvelles conditions (cf. figure 2.2). Afin de simplifier les calculs, l'origine des coordonnées est attachée à la position du front de flamme. La position relative de la flamme dans le tube est caractérisée par le paramètre α_r ($0 \leq \alpha_r \leq 1$). Lorsque α_r vaut 0, la flamme est située du côté fermé et lorsque α_r vaut 1, la flamme est située du côté ouvert.

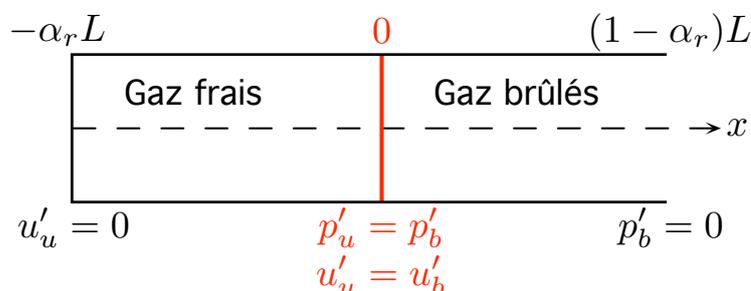


FIG. 2.2 – Schéma d'un tube avec flamme.

Dans chacun des milieux, des ondes stationnaires se développent, caractérisées par leur nombre d'onde et leur pulsation : k_u , ω_u dans les gaz frais, et k_b , ω_b dans les gaz brûlés.

Les conditions imposées à l'interface sont indépendantes du temps, ce qui implique : $\omega_u = \omega_b = \omega$. Les fluctuations de pression et de vitesse dans les gaz frais et les gaz brûlés s'écrivent respectivement :

$$\begin{cases} p'_u = (a_u e^{-ik_u x} + b_u e^{ik_u x}) e^{i\omega t} \\ u'_u = -\frac{1}{\rho_u c_u} (-a_u e^{-ik_u x} + b_u e^{ik_u x}) e^{i\omega t} \end{cases} \quad (2.7)$$

et

$$\begin{cases} p'_b = (a_b e^{-ik_b x} + b_b e^{ik_b x}) e^{i\omega t} \\ u'_b = -\frac{1}{\rho_b c_b} (-a_b e^{-ik_b x} + b_b e^{ik_b x}) e^{i\omega t} \end{cases} \quad (2.8)$$

Les nombres d'onde de part et d'autre de l'interface doivent vérifier : $k_u = \omega/c_u$ et $k_b = \omega/c_b$, c_u et c_b étant les vitesses du son dans les gaz frais et brûlés respectivement. On définit l'expansion des gaz par $E = \rho_u/\rho_b$, et comme la vitesse du son est donnée par $c = \sqrt{\gamma P/\rho}$, on a aussi : $E = c_b^2/c_u^2$. On en déduit une relation entre les nombres d'onde : $k_b = k_u/\sqrt{E}$.

À l'ordre 0, on détermine les modes propres en posant des conditions de continuité de pression et de vitesse à l'interface :

$$\begin{cases} p'_u = p'_b & \text{en } x = 0 \\ u'_u = u'_b & \text{en } x = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

Ces conditions à l'interface conduisent à une relation entre les amplitudes des ondes incidente et réfléchie de chaque côté de l'interface, en fonction de l'expansion des gaz :

$$\frac{1 - \frac{a_b}{b_b}}{1 + \frac{a_b}{b_b}} = \frac{1}{\sqrt{E}} \frac{1 - \frac{a_u}{b_u}}{1 + \frac{a_u}{b_u}} \quad (2.10)$$

Comme dans le cas sans interface, le rapport des amplitudes des ondes dans chacun des milieux est fixé par les conditions aux limites. Ainsi, dans les gaz frais, la condition de nœud de vitesse côté fermé mène à la relation :

$$\frac{1 - \frac{a_u}{b_u}}{1 + \frac{a_u}{b_u}} = i \tan(k_u \alpha_r L) \quad (2.11)$$

Dans les gaz brûlés, la condition de nœud de pression côté ouvert donne :

$$\frac{1 - \frac{a_b}{b_b}}{1 + \frac{a_b}{b_b}} = \frac{i}{\tan(k_b(1 - \alpha_r)L)} \quad (2.12)$$

Ces trois dernières relations permettent d'établir l'équation des modes propres du tube avec interface :

$$\frac{1}{\sqrt{E}} \tan(k_u \alpha_r L) \tan(k_b(1 - \alpha_r)L) = 1 \quad (2.13)$$

Sans expansion des gaz, cette équation se réduit à $\cos(k_u L) = 0$, qui est l'expression obtenue précédemment sans interface.

L'équation (2.13) définit, de manière implicite, une relation entre le nombre d'onde k_u et la position relative de l'interface α_r . Cette relation permet de déterminer les résonances du tube. On peut ré-écrire l'équation (2.13) avec la fréquence normalisée $\omega L/c_u$.

$$\frac{1}{\sqrt{E}} \tan\left(\alpha_r \frac{\omega L}{c_u}\right) \tan\left((1 - \alpha_r) \frac{\omega L}{c_u \sqrt{E}}\right) = 1 \quad (2.14)$$

Les solutions de cette équation pour la fréquence normalisée en fonction de la position relative de la flamme sont représentées sur la figure 2.3 pour les trois premières résonances avec $E = 5$. On remarque que la fréquence des modes propres augmente lorsque le front descend dans le tube et que la présence d'un saut de densité modifie les rapports entre les harmoniques successifs.

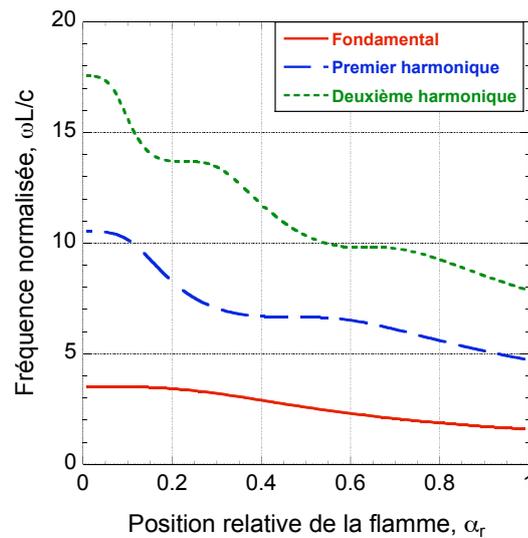


FIG. 2.3 – Évolution des modes propres en fonction de la position relative de l'interface, pour les trois premières résonances.

En pratique, nous emploierons un haut-parleur, côté fermé, pour générer des champs acoustiques au sein du brûleur, ce qui implique un forçage acoustique. Avec ce forçage, dont l'étude présentée ci-dessus ne tient pas compte, la condition de nœud de vitesse du côté fermé ne s'applique plus. Par ailleurs, comme précisé plus haut, cette brève analyse ne tient pas non plus compte du rayonnement sonore du côté ouvert du tube. Ce rayonnement sonore se traduit par une atténuation de l'onde réfléchie et un léger décalage en phase.

Il donc est impossible de connaître en temps réel, à partir d'une analyse simple, la position et l'amplitude des ventres de pression dans un tube en présence d'une flamme. Pour s'affranchir de cette difficulté, nous avons eu recours à un système d'acquisition de la pression acoustique mesurée à quatre positions différentes dans les gaz frais afin de reconstituer le champ acoustique dans ce domaine supposé homogène. Comme la pression acoustique est continue au niveau de la flamme (cf. conditions (2.9)), la détermination du champ dans les gaz frais suffit pour connaître la position du ventre de pression, sur lequel placer la flamme pour l'exciter, ainsi que l'amplitude de la pression acoustique au niveau de la flamme. La modification du champ dans les gaz brûlés n'a pas d'importance.

La fréquence d'excitation étant connue, il suffit de déterminer les amplitudes des ondes incidente et réfléchie et leur phase relative pour calculer le champ acoustique dans les gaz frais. Grâce à un programme écrit sous l'environnement LabView, les mesures de pression sont analysées en temps réel de façon à reconstruire les enveloppes de pression du champ acoustique dans le tube tout au long de l'expérience. L'explication détaillée de ce programme est donnée en annexe A.

2.1.2 Stabilisation paramétrique

Quand on allume une flamme dans un tube rempli de mélange réactif, elle se plisse naturellement. C'est l'instabilité de Darrieus-Landau. La technique de stabilisation paramétrique consiste à soumettre la flamme à des oscillations de vitesse acoustique, ou plus précisément à des oscillations d'accélération acoustique. Avec une amplitude d'oscillations adéquate, la flamme s'aplanit.

En se basant notamment sur les travaux de Markstein ([49, 50]) portant sur l'interaction entre l'acoustique et la surface de flamme, Searby et Rochwerger ([64]) ont montré que l'amplitude du plissement de la flamme obéissait à une équation d'oscillateur harmonique dont le terme de rappel dépendait de la gravité. En présence d'une accélération acoustique, ce terme de rappel devient sinusoidal et on obtient une équation paramétrique. Les auteurs ont alors remarqué qu'en ajoutant une accélération acoustique dans les bonnes proportions (telle que $u_a \simeq 4U_L$), on pouvait annuler l'amplitude de plissement et donc rendre la flamme parfaitement plane. Un exemple de domaine de stabilisation d'une flamme d'hydrocarbure-air est représenté sur la figure 2.4, où k_f désigne le nombre d'onde de plissement de la flamme, d l'épaisseur de flamme, u_a l'amplitude de la vitesse acoustique et U_L la vitesse de flamme laminaire.

Le détail de cette analyse est fourni en annexe B.

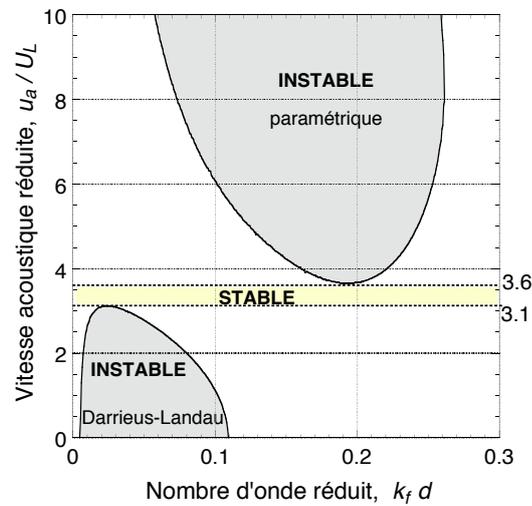


FIG. 2.4 – Exemple de diagramme de stabilité d'une flamme.

Il faut souligner que cette technique impose une contrainte puisque la stabilisation n'est possible que pour des vitesses de flamme inférieures à une vitesse critique de 20 cm/s environ, cette valeur variant en fonction du nombre de Markstein. Pour des vitesses de flamme supérieures à la vitesse critique, en augmentant l'amplitude acoustique, il y a une transition directe entre l'instabilité de Darrieus-Landau et une seconde instabilité, appelée « instabilité paramétrique », sans stabilisation possible ([64]). C'est pour cette raison que notre étude est restreinte aux flammes pauvres de méthane et de propane dans l'air, le nombre de Markstein du propane en mélange riche étant trop faible pour permettre l'existence d'une zone de stabilisation. Nous aurions pu effectuer des mesures sur des flammes de méthane riches mais cela aurait induit des difficultés supplémentaires pour s'affranchir de la flamme de diffusion.

En pratique, il faut placer la flamme près d'un ventre de vitesse acoustique et ajuster le niveau acoustique jusqu'à observer une flamme plane. Pour cela, nous nous servirons du mode fondamental du brûleur sachant que pour ce mode, le ventre de vitesse se situe du côté ouvert. Notons que si le niveau acoustique est trop élevé, des « petites cellules » apparaissent à la surface de la flamme. C'est l'instabilité paramétrique. Or, des variations de surface de flamme modifient fortement le taux de combustion. Il est donc crucial d'apporter le plus grand soin à stabiliser parfaitement la flamme afin que les mesures de taux de combustion correspondent effectivement à l'effet de fluctuations de pression et non de variations de surface.

2.1.3 Excitation acoustique

Nous allons exciter la flamme en la positionnant exactement au niveau d'un ventre de pression acoustique (nœud de vitesse) pour écarter tout effet de vitesse acoustique.

Le mode fondamental étant utilisé pour stabiliser paramétriquement la flamme près de la sortie du tube où ce mode a un ventre de fluctuations de vitesse, nous

allons utiliser un mode d'ordre supérieur pour soumettre la flamme à des fluctuations de pression, sans oscillations de vitesse.

Une table de mixage nous permettra de générer des ondes acoustiques sur un des harmoniques supérieurs, à une fréquence plus élevée. Grâce au programme de reconstruction du champ acoustique (cf. annexe A), nous connaissons précisément, en temps réel, la position du ventre de pression situé le plus près possible de la sortie du brûleur. Il faut souligner que la position de ce ventre de pression évolue non seulement avec la fréquence mais aussi avec la position du front de flamme, d'où l'importance d'un calcul en temps réel. Ainsi, il suffira de régler finement le débit de mélange réactif pour placer la flamme sur ce ventre de pression (nœud de vitesse), de sorte qu'elle ne voie, à cette seconde fréquence, qu'une oscillation de pression acoustique.

Par ailleurs, nous prendrons garde à synchroniser les mesures sur ce second champ acoustique.

2.1.4 Mesure de la réponse de flamme

Mesurer la réponse de flamme à l'excitation de pression acoustique implique de mesurer à la fois la pression acoustique au niveau de la flamme et les variations induites au niveau de sa structure.

La pression acoustique au niveau de la flamme est donnée directement par le programme décrit en annexe A.

En ce qui concerne la réponse de flamme proprement dite, nous avons choisi d'utiliser l'émission lumineuse du radical excité OH^* décrit, dans la littérature, comme un bon indicateur du taux de combustion ([41, 28, 27, 17, 36, 31]). Ce radical est produit dans la zone de réaction où il se désexcite presque instantanément en émettant un photon dans l'ultraviolet, à 307 nm. On peut donc mesurer l'activité de ce radical à l'aide d'un système optique et d'un photomultiplicateur.

Dans un premier temps, nous avons supposé que l'intensité d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , était proportionnelle aux taux de consommation massique de carburant de la flamme, $\dot{m} = Y_F \rho_u U_L$. Cette hypothèse implique :

$$\frac{\delta I_{\text{OH}^*}}{I_{\text{OH}^*}} = \frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}},$$

où I_{OH^*} représente la partie continue du signal lumineux et δI_{OH^*} sa partie fluctuante.

Ainsi, la mesure de $\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}$ permet, *a priori*, de connaître $\delta \dot{m}/\dot{m}$.

On peut estimer l'ordre de grandeur du rapport $\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}$ à mesurer à partir du rapport p_a/P (cf. section 1.4). Sachant que le niveau acoustique dans le tube se situe entre 140 et 160 dB, on en déduit que p_a varie de 200 à 2000 Pa. Ceci implique que $\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}$ est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} , ce qui nécessite une grande dynamique

sur le système de détection et de moyenner le signal sur des temps longs pour réduire le bruit de mesure.

Tous les résultats sont reportés en fonction de la fréquence réduite $\omega\tau_t$. Pour faire varier cette fréquence réduite, plusieurs possibilités s'offrent à nous.

D'une part, on peut jouer sur le temps de transit τ_t à travers la flamme, qui dépend essentiellement de la vitesse de flamme U_L . En effet, $\tau_t = D_{th}/U_L^2$ où D_{th} est la diffusivité thermique. Or la vitesse de flamme dépend, quant à elle, du carburant et de la richesse du mélange. Ainsi, on s'appliquera à faire les mesures pour toute la gamme de richesses disponible entre l'extinction de la flamme et la limite de la stabilisation paramétrique, avec des mélanges méthane-air et propane-air.

D'autre part, on peut jouer sur la fréquence acoustique qui dépend de la longueur du tube et de l'harmonique utilisé pour l'excitation de la flamme. Afin de balayer une large gamme de fréquences, nous avons décidé d'utiliser trois tubes de longueurs différentes. Dans un premier temps, un tube relativement court, par souci pratique, permettra de faire des mesures à « hautes » fréquences sur plusieurs harmoniques. Un tube un peu plus long nous servira pour des mesures à « moyennes » fréquences. Puis, les plus basses fréquences pourront être atteintes grâce à un tube beaucoup plus long. La description de ces brûleurs sera exposée dans la partie suivante.

Un autre paramètre entre aussi en jeu : le nombre de Lewis (Le) du réactif qui limite la réaction. Sachant qu'il dépend du mélange réactif, le fait de faire des mesures avec deux mélanges différents (méthane-air et propane-air) nous donne des résultats pour deux valeurs du nombre de Lewis distinctes ($\sim 0,85$ pour le mélange méthane-air et $\sim 1,7$ pour le mélange propane-air).

2.2 Le dispositif expérimental

La photo de la figure 2.5 représente le premier brûleur (le plus court) muni d'un haut-parleur pour générer les champs acoustiques et de quatre capteurs de pression acoustique. Il s'agit simplement de donner une image concrète de la partie principale du montage expérimental.

La figure 2.6 représente le dispositif expérimental dans son ensemble, que nous allons maintenant détailler.

2.2.1 Les brûleurs et le système de régulation

2.2.1.1 Le brûleur

Les trois brûleurs utilisés sont des tubes en borosilicate (ou pyrex).

Les brûleurs les plus courts (60 et 138 cm) sont simplement maintenus verticalement par une base en alliage d'aluminium (dural) fixée sur une platine. Un haut-parleur vissé sur la platine permet de fermer le brûleur en bas.



FIG. 2.5 – Le petit brûleur et les capteurs de pression acoustique. Une flamme plane est visible dans la partie supérieure du tube.

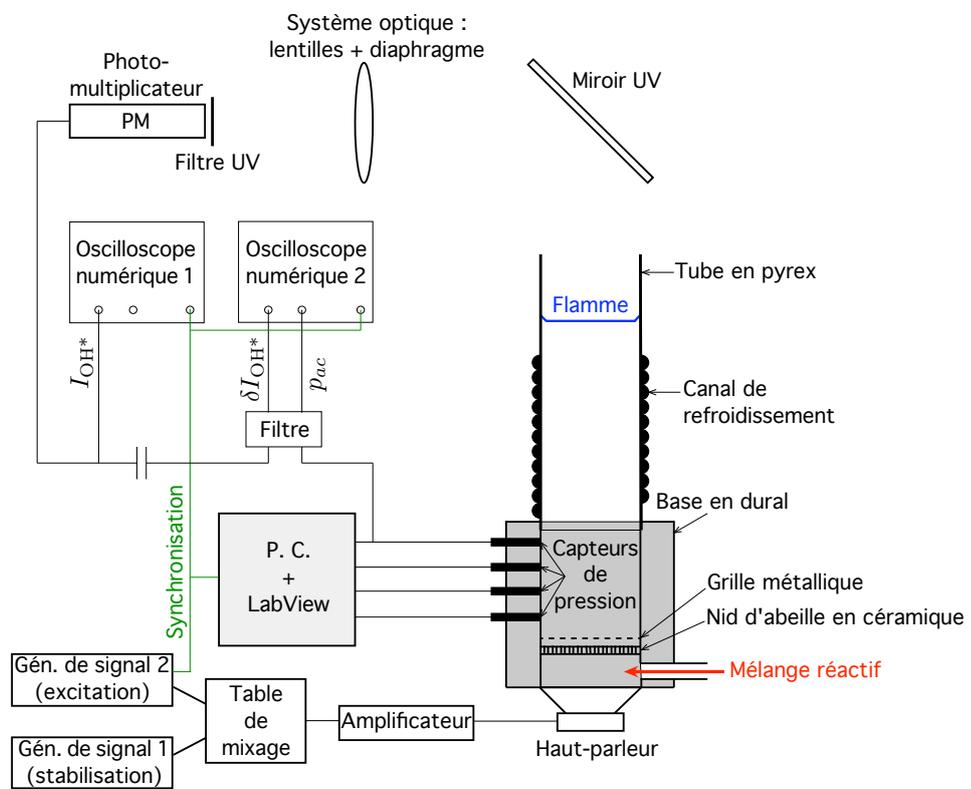


FIG. 2.6 – Schéma du dispositif expérimental.

Pour le brûleur le plus long (305 cm), un montage plus imposant a été nécessaire puisque l'écart entre les capteurs de pression doit être suffisant pour que le calcul du champ acoustique soit performant. En réalité, ce dernier brûleur est composé de tronçons de tubes raccordés par des bagues en dural. L'étanchéité entre les bagues et les tronçons a été particulièrement soignée grâce à des joints toriques. En bas, une base, en dural également, supporte le premier tronçon. Un haut-parleur est fixé sur cette base pour fermer le brûleur. L'ensemble est soutenu verticalement par un rail sur lequel les bagues sont bloquées.

Les diamètres internes des tubes sont de 4,4 cm pour les deux plus courts et de 9,5 cm pour le plus long. Ces diamètres ont été calculés de façon à minimiser l'amortissement acoustique du tube (somme de l'amortissement par frottement visqueux et conduction thermique dans les couches limites et de l'amortissement par rayonnement acoustique du côté ouvert du tube). Le principe des calculs est fourni en annexe C.

Pour chaque brûleur, l'entrée du mélange gazeux se trouve au niveau de la base juste au-dessus du haut-parleur. Un « nid d'abeille », situé au fond, après l'arrivée des gaz, ainsi qu'une grille métallique, placée légèrement plus haut, ont pour rôle d'homogénéiser et laminariser l'écoulement, et, par la même occasion, d'empêcher la flamme de descendre et d'atteindre le haut-parleur.

Par ailleurs, un tuyau souple demi-plat, relié au circuit d'eau du laboratoire, entoure chaque tube. Il sert de canal de refroidissement, par simple circulation d'eau froide. En situation de mesure, ce système de refroidissement est placé juste en-dessous de la position de la flamme. Le but de ce système est d'empêcher le développement d'une couche limite thermique induit par le rayonnement thermique de la flamme et l'échauffement progressif du tube qui amènerait la flamme à dériver.

2.2.1.2 Système de régulation

Le système de régulation est schématisé sur la figure 4.1.

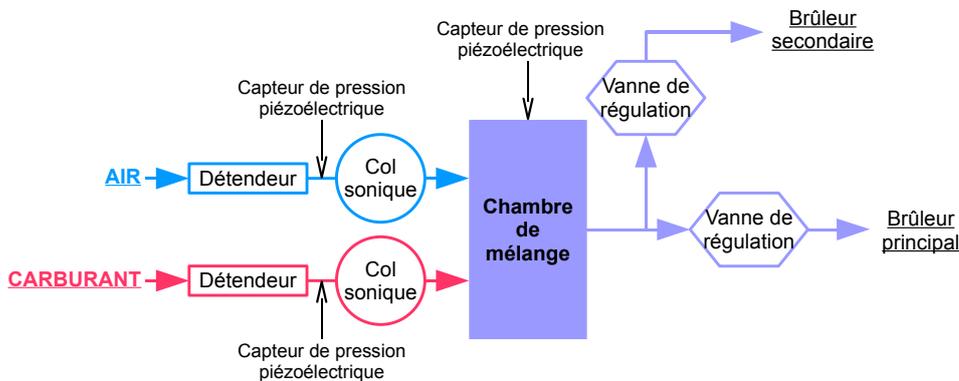


FIG. 2.7 – Schéma du circuit de gaz.

L'air provient du circuit d'air comprimé du laboratoire, tandis que le carburant vient directement d'une bouteille. Des vannes d'arrêt (quart de tour) autorisent (ou

non) l'écoulement de chacun des gaz dans les tuyaux souples du circuit. Par mesure de sécurité, une électrovanne, reliée à l'interrupteur de la hotte aspirante de la salle, contrôle l'arrivée de l'hydrocarbure, qui ne peut donc circuler qu'une fois la hotte en marche. Chacun des gaz traverse alors un détendeur, puis un col sonique pour arriver dans une chambre de mélange.

Le système de cols soniques a été retenu pour éviter des modifications de richesse lorsqu'on agit sur les vannes placées en aval. En effet, afin de pouvoir ajuster le débit pour positionner correctement la flamme, le mélange est produit en excès. Une partie du mélange réactif est guidée vers le brûleur principal, en passant par une vanne de régulation qui permet de contrôler le débit. Quant à l'excédent de mélange, il est envoyé vers un brûleur secondaire.

Des capteurs de pression statique sont placés juste en amont des cols soniques. Les diamètres des cols, bien que donnés par le fabricant, sont systématiquement vérifiés expérimentalement. Un troisième capteur mesure la pression statique dans la chambre de mélange afin de vérifier qu'elle est bien au moins deux fois plus faible que les pressions des gaz à l'entrée des cols soniques, c'est-à-dire que le régime d'écoulement aux cols est effectivement sonique. Ainsi, connaissant les diamètres des cols et les pressions statiques d'entrée des gaz, nous pouvons calculer le débit massique, ou volumique, de chaque gaz et en déduire la richesse du mélange.

2.2.2 L'acoustique

2.2.2.1 Génération des ondes acoustiques

Les champs acoustiques sont générés par un haut-parleur fixé sous le brûleur. Ce haut-parleur est relié à un amplificateur qui est lui-même relié à une table de mixage. Deux générateurs de basses fréquences, branchés sur la table de mixage, permettent alors d'envoyer deux ondes acoustiques, de fréquences choisies, dans le tube. La première, à la fréquence fondamentale du brûleur, sert à la stabilisation paramétrique du front de flamme. La seconde, proche d'un harmonique, sert à l'excitation.

Deux haut-parleurs différents ont été employés. Ils ont été choisis principalement par rapport aux diamètres des brûleurs.

Pour les brûleurs les plus courts, de 4,4 cm de diamètre interne, le haut-parleur est un Monacor SP-45/8, avec une impédance de 8Ω , et une puissance maximale de 40 W. La tension appliquée à ce haut-parleur ne doit donc pas dépasser : $V = \sqrt{40 \times 8}$ soit 17.9 V en valeur efficace (RMS). Le diamètre de la membrane est de 72 mm. Un convergent entre le haut-parleur et la platine sur laquelle est fixée la base du brûleur permet de guider les ondes acoustiques dans le tube.

Pour le brûleur le plus long, de 9,5 cm de diamètre interne, le haut-parleur est un Monacor SPH-130AL, avec une impédance de 8Ω , et une puissance maximale de 100 W.

2.2.2.2 Détermination du champ acoustique d'excitation

Comme précisé à la fin du paragraphe 2.1.1, la détermination du champ acoustique d'excitation s'applique uniquement aux gaz frais, mais elle est suffisante pour

connaître la position du ventre de pression, sur lequel placer la flamme, et l'amplitude de la pression acoustique au niveau de la flamme.

Au sein du tube, dans les gaz frais, deux ondes de pression acoustique se propagent : l'onde incidente d'amplitude a et l'onde réfléchie d'amplitude b . La pression acoustique instationnaire s'écrit :

$$p'(x, t) = a \sin(\omega t - kx + \phi_i) + b \sin(\omega t + kx + \phi_r) \quad (2.15)$$

Pour connaître le champ de pression acoustique, il suffit de déterminer les valeurs de a , b et $(\phi_i - \phi_r)$. Ceci est possible grâce à trois mesures de pression acoustique, à l'aide de capteurs de pression instationnaire. Il est nécessaire que les positions de ces trois capteurs respectent certaines conditions d'indépendance et de régularité. En effet, si une mesure est effectuée exactement au niveau d'un nœud de pression, ou si deux mesures donnent des valeurs quasiment identiques (si deux capteurs sont situés symétriquement à un ventre ou un nœud de pression), la résolution est impossible (cf. algorithme présenté en annexe A). Pour contourner ce problème de conditions insolubles, quatre capteurs de pression acoustique sont mis en place exactement à fleur de la paroi interne du tube pour ne pas engendrer de perturbations, et disposés de façon équidistante. Pour les petits brûleurs, ces capteurs sont ancrés dans la base qui maintient le tube, avec un espacement de 6 cm. Pour le grand brûleur, le premier capteur est ancré dans la base tandis que les trois autres sont fixés dans les bagues reliant les tronçons de tube, avec un espacement de 17 cm.

Ce sont des capteurs Kistler de type 6125A, avec une bande passante de 75 kHz. Leur diamètre est de 6 mm, donc petit par rapport à la longueur d'onde acoustique. Chacun est relié à un amplificateur de charge Kistler qui transforme la pression acoustique en tension. Les signaux sont ensuite envoyés, par l'intermédiaire d'un boîtier de raccordement, vers une carte d'acquisition pour être traités par le programme LabView.

Les amplitudes des signaux étant faibles, une recalibration précise des capteurs a été effectuée régulièrement. Cette calibration consiste à mesurer la pression acoustique à une fréquence choisie avec les quatre capteurs, puis à permuter ces capteurs de façon circulaire. On ajuste alors la calibration des amplificateurs Kistler de façon à retrouver exactement la même pression à une position donnée avec chacun des capteurs. Les écarts de recalibration sont petits et dans tous les cas inférieurs à 1%. Néanmoins, cette recalibration est nécessaire au bon fonctionnement du programme de reconstitution du champ acoustique.

Avec ce système de détermination du champ acoustique, nous pouvons non seulement positionner la flamme rigoureusement au niveau d'un ventre de pression, mais aussi connaître la fluctuation de pression vue par la flamme.

Le programme LabView détermine complètement les enveloppes des ondes de pression acoustique, en temps réel. Or, retracer ces enveloppes sur un graphe, telles qu'elles sont au sein du tube, nécessite de calculer l'amplitude de ces enveloppes en fonction de la position dans le tube. Nous connaissons donc, à chaque instant, l'amplitude et la position du ventre de pression sur lequel nous souhaitons placer la flamme.

2.2.3 Système optique : mesure de l'intensité d'émission de OH*

Un photomultiplicateur, qui transforme un signal lumineux en signal électrique, nous permet de mesurer l'intensité d'émission lumineuse de la flamme.

Le système optique est en silice fondue afin de garantir la transparence à 300 nm. Le photomultiplicateur est un Hamamatsu R750 avec une photocathode en bi-alkali, optimisée à 300 nm.

Le photomultiplicateur, alimenté par un générateur haute tension, est monté sur un banc optique comprenant un miroir, un diaphragme et deux lentilles (cf. figure 2.8).

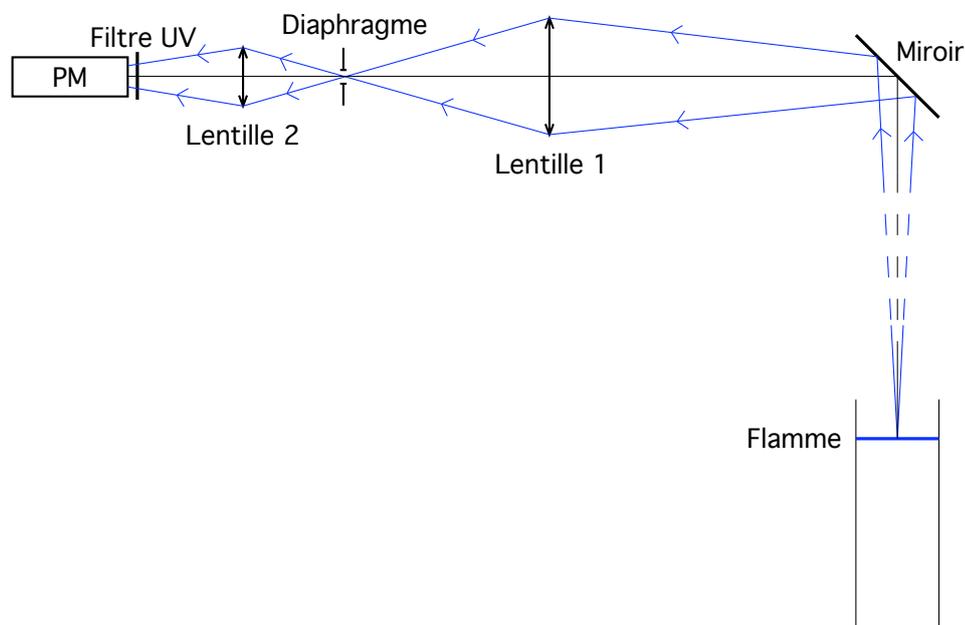


FIG. 2.8 – Schéma de principe du système optique.

Le photomultiplicateur est protégé de la colonne de gaz chauds par un miroir à 45° qui réfléchit les rayons émis par la flamme dans l'axe du photomultiplicateur. Puis, la lentille 1 renvoie l'image de la flamme sur le diaphragme qui sélectionne la partie centrale, occultant ainsi des effets de bords indésirables. Enfin, la lentille 2 fait l'image de la lentille 1 sur le photomultiplicateur, devant lequel est placé un filtre interférentiel ultra-violet, filtrant à 307 ± 8 nm. Le système de lentilles ne fait pas l'image de la flamme sur le photomultiplicateur mais garantit que la lumière est répartie de façon uniforme sur la photocathode. Le filtre UV permet également d'éliminer la lumière ambiante. L'intensité lumineuse mesurée correspond alors à l'émission du radical OH* de la zone de réaction.

Ce système optique, comprenant le miroir, les deux lentilles, le diaphragme le filtre UV et le photomultiplicateur, est fixé sur un rail horizontal de façon permanente. Ce rail est lui-même maintenu sur un rail vertical qui permet de translater

verticalement le système dans son ensemble de façon à ce qu'il suive la position de la flamme pour qu'elle soit toujours dans son plan source.

2.2.4 Système d'acquisition des mesures

L'amplitude de la réponse de flamme est faible, $\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*} \sim 10^{-3}$. Il n'est donc pas possible de mesurer simultanément I_{OH^*} et δI_{OH^*} sur un même enregistrement de signal. Nous avons donc besoin de trois voies de mesure pour : la partie continue de l'intensité lumineuse, I_{OH^*} , la partie fluctuante de l'intensité lumineuse, δI_{OH^*} , et la pression acoustique, p_a . En outre, nous souhaitons mesurer non seulement l'amplitude de la réponse de flamme aux fluctuations de pression mais aussi la phase de cette réponse. Cette phase correspond au déphasage entre la fluctuation d'intensité lumineuse δI_{OH^*} et l'oscillation de pression p_a .

Le photomultiplicateur est relié à deux oscilloscopes numériques. Sur le premier, on visualise le signal continu. Sur le second, on visualise la fluctuation d'intensité lumineuse ainsi qu'un signal de pression acoustique de sorte que le déphasage soit accessible.

Notre but étant la mesure de courant et non le comptage de photons, un filtre RC est ajouté entre la sortie du photomultiplicateur et l'oscilloscope afin de lisser le signal.

De plus, si la partie continue du signal est visualisée directement sur le premier oscilloscope, la partie fluctuante est, quant à elle, d'abord filtrée par un filtre passe-haut pour enlever la composante continue et par un filtre passe-bas, de façon plus fine, pour optimiser le rapport signal sur bruit. Elle est également amplifiée pour faciliter la mesure. En effet, le bruit relativement important et la faible amplitude du signal alternatif rendent son exploitation délicate.

En ce qui concerne la phase du signal fluctuant, nous cherchons à la comparer à celle de l'onde acoustique d'excitation. De façon à ne pas être gênés par le déphasage induit par le filtre, nous faisons passer le signal de fluctuation de pression par un filtre identique avec les mêmes fréquences de coupure, et nous vérifions que le déphasage entre l'entrée et la sortie est identique sur les deux voies de façon à ce que le déphasage relatif entre les signaux δI_{OH^*} et p_a ne soit pas perturbé par le système de filtrage.

Les oscilloscopes sont synchronisés par le générateur de fréquences servant à l'excitation. Sur chaque voie, le signal est moyenné sur 128 ou 256 balayages, ce qui permet d'améliorer le rapport signal sur bruit d'un facteur 10 à 16 et d'éliminer toute perturbation résiduelle engendrée par l'onde acoustique basse fréquence utilisée pour la stabilisation de la flamme.

Finalement, sachant qu'il est essentiel d'acquérir toutes les données de manière simultanée, nous avons décidé de tout enregistrer par l'intermédiaire du programme développé sous LabView. Pour cela, les deux oscilloscopes sont reliés à l'ordinateur par GPIB, et une partie de communication par GPIB est intégrée au programme de reconstruction du champ acoustique.

2.3 Protocole expérimental

Après avoir vérifié la fréquence fondamentale du tube, le bon fonctionnement des capteurs de pression et l'alignement du système optique, nous fixons la richesse du mélange en ajustant les pressions en amont des cols soniques, et allumons le brûleur secondaire en laissant un débit important dans le brûleur primaire pour éviter la rentrée de la flamme à l'allumage.

Dès l'allumage de la flamme, nous augmentons progressivement l'amplitude de l'onde acoustique de stabilisation, en même temps que nous réduisons le débit dans le brûleur primaire, jusqu'à obtenir une flamme plane, stabilisée à quelques centimètres à l'intérieur du brûleur. Le signal d'excitation, sur un harmonique prédéterminé, est alors appliqué, et nous ajustons simultanément la fréquence d'excitation et la position de la flamme jusqu'à ce que celle-ci se trouve précisément sur le dernier ventre d'oscillation de pression de cet harmonique, dont la position est déterminée en temps réel par reconstruction du champ acoustique dans les gaz frais, à partir des quatre capteurs de pression. Cette manœuvre est assez délicate et doit se faire par itérations successives en évitant de descendre la flamme en-dessous de sa position finale, un phénomène d'accrochage thermique sur la paroi du tube rendant sa remontée pratiquement impossible.

Le système optique est ensuite translaté, dans son ensemble, pour que la flamme se trouve dans son plan source. Puis nous vérifions la qualité des signaux avant de lancer, sous LabView, l'acquisition simultanée des enveloppes de pression acoustique calculées et des enregistrements, sur les oscilloscopes numériques, des signaux moyennés d'émission de OH^* (partie continue et partie fluctuante) et d'un signal de pression de référence pour le calcul du déphasage. Des exemples d'acquisitions temporelles moyennées de signaux de pression acoustique et de fluctuations d'intensité d'émission lumineuse du radical OH^* sont présentés dans le chapitre 5 (figure 5.1).

Enfin, ces données sont traitées pour en extraire la valeur moyenne de l'intensité d'émission de OH^* , l'amplitude des oscillations de chimiluminescence à la fréquence d'excitation, l'amplitude des oscillations de pression au niveau de la flamme, ainsi que le déphasage entre les oscillations d'intensité lumineuse et les oscillations de pression.

Toutes ces opérations sont répétées pour différentes richesses de mélange comprises entre 0,59 et 0,71, pour différentes fréquences de résonances comprises entre 90 et 1000 Hz, avec deux mélanges réactifs différents (méthane-air et propane-air), dans les trois brûleurs consécutifs.

2.4 Traitement des données

2.4.1 Calcul de la fréquence réduite

La fréquence réduite est le produit de la pulsation acoustique, $\omega = 2\pi f$, et du temps de transit, $\tau_t = D_{th_u}/U_L^2$. La pulsation acoustique est directement calculée à partir de la fréquence d'excitation. La diffusivité thermique dans les gaz frais, D_{th_u} , est donnée par GASEQ ([56]). Elle est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. La vitesse de flamme

laminaire, U_L , dépend de la richesse du mélange. Dans un premier temps, nous nous sommes basés sur les mesures de Yamaoka et Tsuji ([74]), qui sont reportées sur la figure 2.9.

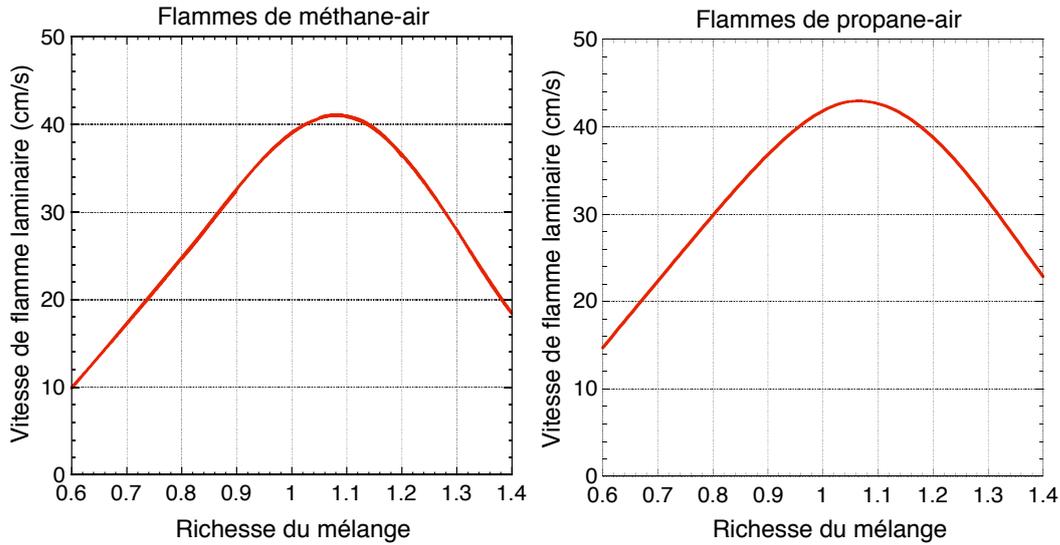


FIG. 2.9 – Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse du mélange pour des flammes de méthane-air (à gauche) et des flammes de propane-air (à droite), selon Yamaoka et Tsuji ([74]).

La richesse du mélange est déterminée à partir des pressions en amont des cols soniques, relevées au moment de l’acquisition des données. En effet, ces pressions permettent de calculer le débit massique de chaque gaz au niveau du col sonique à partir de la relation :

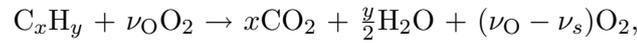
$$d_m = K \frac{P_c S_c}{\sqrt{T}} \quad \text{avec} \quad K = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\left(\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} \right)} \sqrt{\frac{\gamma M_m}{R}},$$

où :

- d_m est le débit massique (en kg/s),
- P_c est la pression absolue en amont du col (en Pa),
- S_c est la section du col (en m^2),
- T est la température du gaz à l’entrée du col (en K),
- K est une constante qui ne dépend que de la nature du gaz,
- γ est le rapport des chaleurs spécifiques,
- M_m est la masse molaire du gaz (en kg/mol),
- R est la constante des gaz parfaits.

Les diamètres des cols soniques utilisés ont été calibrés à l’aide d’un compteur à gaz avec une précision de 0,3%.

À partir de ces débits massiques, on peut calculer la richesse du mélange. La réaction de combustion d'une mole d'hydrocarbure C_xH_y se met sous la forme :



où ν_s est le coefficient stœchiométrique de dioxygène ($\nu_s = x + y/4$).

La richesse ϕ du mélange réactif est définie par :

$$\phi = \frac{\nu_s}{\nu_O} \quad (2.16)$$

L'air est composé de 20,95 % d' O_2 , donc :

$$\nu_O = 0,2095\nu_{\text{air}} = 0,2095 \frac{m_{\text{air}}}{M_{\text{air}}}, \quad (2.17)$$

m_{air} et M_{air} étant respectivement la masse d'air contenue dans le mélange pour une mole de carburant, et la masse molaire de l'air. En notant $M_{C_xH_y}$, la masse molaire de carburant, qui est aussi la masse $m_{C_xH_y}$ de carburant dans le mélange, on a :

$$\nu_O = 0,2095 \frac{m_{\text{air}}/m_{C_xH_y}}{M_{\text{air}}/M_{C_xH_y}} \quad (2.18)$$

Le rapport des masses d'air et d'hydrocarbure étant égal au rapport de leurs débits massiques, on obtient finalement l'expression de la richesse du mélange sous une forme que l'on peut facilement calculer :

$$\phi = \frac{(x + y/4) M_{\text{air}}}{0,2095} \frac{d_{m_{C_xH_y}}}{d_{m_{\text{air}}}} \frac{1}{M_{C_xH_y}} \quad (2.19)$$

2.4.2 Détermination de la réponse de flamme

Nous avons défini la réponse de flamme relative aux fluctuations de pression acoustique par le rapport $(\delta\dot{m}/\dot{m})/(p_a/\rho_u c_u^2)$ et, dans un premier temps, nous avons supposé que $\delta\dot{m}/\dot{m}$ était égal à $\delta I_{OH^*}/I_{OH^*}$.

Le programme développé sous LabView permet d'enregistrer les enveloppes du champ de pression acoustique dans le tube, ce qui nous donne accès à l'amplitude p_a de la pression à la position de la flamme, relevée précisément au moment de l'enregistrement. La figure 2.10 est un exemple d'enveloppes calculées lorsque la fréquence d'excitation était de 710 Hz avec un front de flamme positionné sur le dernier ventre de pression (à 40 cm) dans le brûleur de 60 cm.

Il faut préciser que la reconstruction des enveloppes ne tient pas compte des modifications du champ acoustique dans les gaz brûlés.

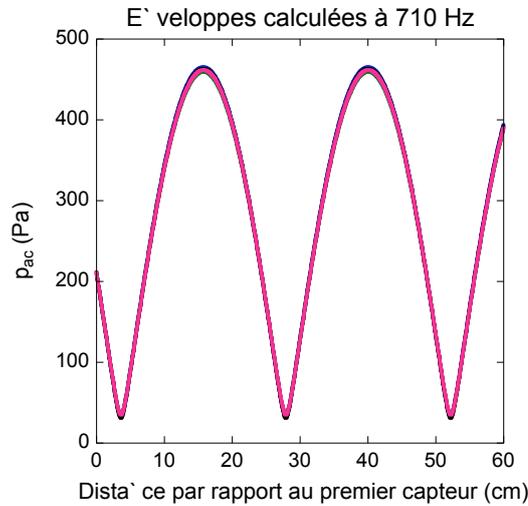


FIG. 2.10 – Enveloppes du champ de pression acoustique au sein du brûleur le plus court, calculées à une fréquence d’excitation de 710 Hz.

Un programme, écrit sous Matlab, traite les signaux de fluctuations de pression et d’intensité lumineuse, enregistrés à partir des oscilloscopes, par transformation de Fourier et transformation de Hilbert. Il calcule la valeur du rapport $\delta I_{OH^*}/I_{OH^*}$ et le déphasage entre les signaux δI_{OH^*} et p_a enregistrés. Il faut ensuite corriger ce déphasage. En effet, deux considérations s’imposent. D’une part, l’intensité délivrée par le photomultiplicateur est négative, ce qui implique un déphasage de π qu’il faut systématiquement ajouter au déphasage calculé. D’autre part, les signaux de pression acoustique, contrairement aux signaux d’intensité lumineuse, ne sont pas relevés au niveau de la flamme mais à la base du brûleur. Considérons le ventre de pression le plus proche du capteur relié à l’oscilloscope, nous donnant le signal de pression acoustique. Si la flamme est décalée d’un nombre pair de ventres par rapport à la position du capteur, comme sur la figure 2.10, alors la pression acoustique au niveau de la flamme est en phase avec celle au niveau du capteur. En revanche, si la flamme est décalée d’un nombre impair de ventres, il y a opposition de phase et il faut ajouter $\pm\pi$ au déphasage calculé par le programme.

2.4.3 Incertitudes de mesures

2.4.3.1 La fréquence réduite

Pour estimer l’incertitude sur la fréquence réduite, $\omega\tau_t = 2\pi f D_{th_u}/U_L^2$, nous avons essentiellement considéré l’incertitude sur la richesse du mélange impliquant une incertitude sur la vitesse de flamme laminaire.

La richesse est calculée à partir des pressions d’entrée des gaz dans la chambre de mélange. Or la pression de l’air fluctue légèrement au cours de l’expérience à cause du fonctionnement automatique du compresseur du laboratoire.

Nous évaluons l’incertitude sur la richesse à environ 1 %, ce qui entraîne une incertitude sur la vitesse de flamme d’environ 3,5 %, et une erreur sur le temps de

transit, et donc sur la fréquence réduite, de l'ordre de 7%.

2.4.3.2 L'amplitude de la réponse de flamme

Pour évaluer l'incertitude sur l'amplitude de la réponse de flamme, $(\delta I_{OH^*}/I_{OH^*})/(p_a/\rho c^2)$, nous nous sommes appuyés sur la reproductibilité des mesures. En comparant des mesures effectuées dans les mêmes conditions, nous estimons l'erreur maximale sur cette amplitude réduite à $\pm 0,5$. On peut tout de même préciser.

Concernant la pression acoustique, les amplitudes mesurées sont faibles (de 200 à 2000 Pa ou plutôt de 2 à 20 mV sachant que la sensibilité des capteurs est de 0,1 bar/V). Or les capteurs Kistler utilisés, ayant une pleine échelle de 200 bars, ne sont pas parfaitement adaptés à notre gamme de pressions acoustiques. Ceci entraîne des difficultés dans le calcul des enveloppes qui passe par des divisions de nombres qui sont des différences de valeurs pouvant être très proches (différences de carrés d'amplitudes) et qui sont donc petits. Selon la fréquence d'excitation, et donc la position des capteurs dans le champ acoustique, le programme retrace les enveloppes de façon plus ou moins précise.

À partir d'une certaine fréquence (~ 700 Hz pour les brûleurs de 60 et 138 cm), la distance entre les capteurs (6 cm) est suffisante pour que les amplitudes mesurées soient bien distinctes et les quatre enveloppes calculées par le programme se confondent. Lorsque la fréquence d'excitation est plus faible (de 200 à 700 Hz dans notre cas), la distance entre les capteurs devient telle que les amplitudes sont proches. Les quatre enveloppes alors calculées ne sont plus parfaitement confondues et font apparaître une incertitude sur l'amplitude de la fluctuation de pression au niveau de la flamme. L'incertitude maximale estimée alors est de l'ordre de 15%.

De plus, le positionnement de la flamme au cours de l'expérience est parfois délicat. Celui-ci devient critique à haute fréquence, la longueur d'onde étant plus courte. Une erreur absolue d'1 cm sur la position de la flamme peut ainsi entraîner une erreur relative de l'ordre de 10% sur p_a .

Ces deux incertitudes sont totalement indépendantes et finalement, nous estimons que l'erreur maximale sur p_a est d'environ 15%.

On signale que pour les expériences effectuées dans le brûleur de 305 cm, les fréquences d'excitation étaient faibles (90 à 200 Hz) mais les capteurs de pression étaient plus éloignés les uns des autres (17 cm), ce qui a facilité les calculs des enveloppes et réduit l'incertitude maximale sur p_a à moins de 5%.

Concernant le rapport $\delta I_{OH^*}/I_{OH^*}$, nous avons examiné la reproductibilité des mesures. Nous avons ainsi remarqué que pour des mesures effectuées dans les mêmes conditions, les écarts étaient de l'ordre de 5% et pouvaient atteindre 10%.

Les erreurs sur p_a et sur $\delta I_{OH^*}/I_{OH^*}$ sont indépendantes. Quand l'erreur est maximale pour p_a , elle ne l'est pas nécessairement pour $\delta I_{OH^*}/I_{OH^*}$ et inversement. Finalement, nous nous sommes basés sur les écarts absolus trouvés entre les rapports $(\delta I_{OH^*}/I_{OH^*})/(p_a/\rho c^2)$ pour fixer l'incertitude sur l'amplitude de la réponse de flamme à $\pm 0,5$.

2.4.3.3 Le déphasage entre l'intensité lumineuse et la pression acoustique

Le calcul du déphasage peut poser problème, en particulier dans certaines situations où la fréquence d'excitation est relativement proche d'un harmonique de la fréquence de stabilisation. Le programme Matlab, qui a été élaboré pour un signal monochromatique, calcule alors un déphasage avec une contribution du signal de stabilisation.

Nous évaluons l'incertitude sur les déphasages à partir de la reproductibilité des mesures, l'erreur maximale étant d'environ $\pm 0,2$ rad, soit $\pm \pi/16$ rad.

On peut par ailleurs préciser que nous avons trouvé les mêmes incertitudes de mesures pour les expériences avec des flammes de méthane-air et pour celles avec des flammes de propane-air.

Chapitre 3

Premiers Résultats

Ce chapitre est dédié à la présentation et à l'interprétation préliminaire des résultats bruts de nos expériences (cf. annexe D), en comparaison avec les résultats de l'analyse théorique de Clavin, Pelcé et He ([9]) présentée dans le chapitre 1.

3.1 Présentation des résultats

Toutes les mesures de réponse de flamme à des oscillations de pression ont été effectuées avec des flammes pauvres de méthane-air et de propane-air, de richesses comprises entre 0,61 et 0,72 et entre 0,59 et 0,68 respectivement. Ces gammes limitées de richesses s'expliquent par la contrainte de stabilisation paramétrique qui n'est possible que pour des flammes relativement lentes ($U_L < 20$ cm/s environ). Afin de couvrir une large gamme de fréquences, trois tubes de longueurs différentes ont été utilisés. Les flammes étaient stabilisées à la fréquence fondamentale des tubes et excitées à des fréquences correspondant aux harmoniques supérieurs.

La réponse expérimentale de flamme aux oscillations de pression acoustique est ici estimée par le rapport $(\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*})/(p_a/\rho c^2)$, où I_{OH^*} est l'intensité de chimiluminescence du radical OH^* et p_a est la pression acoustique au niveau de la flamme.

Pour toutes les mesures, les incertitudes ont été fixées à 7% pour la fréquence réduite, à $\pm 0,5$ pour le rapport $(\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*})/(p_a/\rho c^2)$ et à $\pm \pi/16$ rad pour le déphasage entre δI_{OH^*} et p_a (cf chapitre 2).

Les résultats bruts de ces mesures sont présentés ci-dessous, d'abord comparés à la réponse analytique du taux de consommation massique de flamme, puis à la réponse analytique du taux de dégagement de chaleur de flamme. Les réponses analytiques ont été calculées pour des nombres de Lewis du réactif de 0,6, 1 et 1,8. Ces nombres de Lewis ont été choisis de manière à encadrer le nombre de Lewis réel du carburant utilisé dans l'expérience, sachant qu'en mélange pauvre dans l'air, le nombre de Lewis du méthane est de l'ordre de 0,85, et celui du propane de l'ordre de 1,7.

3.1.1 Comparaison avec la réponse analytique du taux de consommation massique de flamme

La figure 3.1 représente l'amplitude (à gauche) et la phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, en comparaison avec la réponse du taux de consommation massique de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1.

Concernant les résultats expérimentaux, toutes les mesures ont été effectuées à température ambiante et à pression atmosphérique. Pour la fréquence réduite, $\omega\tau_t = 2\pi f D_{th_u}/U_L^2$, nous avons opté pour une diffusivité thermique moyenne de mélange pauvre de méthane-air ($0,6 \leq \phi \leq 0,7$), $D_{th_u} = 1,94 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, calculée par GASEQ ([56]) pour une température de 22°C , et une pression de 1 Atm. Pour la vitesse de flamme laminaire, U_L , nous avons utilisé les valeurs expérimentales de Yamaoka et Tsuji ([74]).

Nous avons normalisé la pression acoustique p_a par le produit $\rho_u c_u^2$, avec une valeur moyenne de la densité, $\rho_u = 1,158 \text{ kg/m}^3$, déterminée à l'aide de GASEQ pour des mélanges pauvres de méthane-air avec une richesse comprise entre 0,6 et 0,7, et une température des gaz frais de 22°C . La vitesse du son moyenne dans les gaz frais est donnée par $c_u = \sqrt{\gamma(R/M_m)T_u}$ avec $\gamma = 1,4$, $R = 8,3145 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $M_m = 28 \cdot 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$ et $T_u = 295 \text{ K}$, ce qui donne $c_u \simeq 350 \text{ m/s}$.

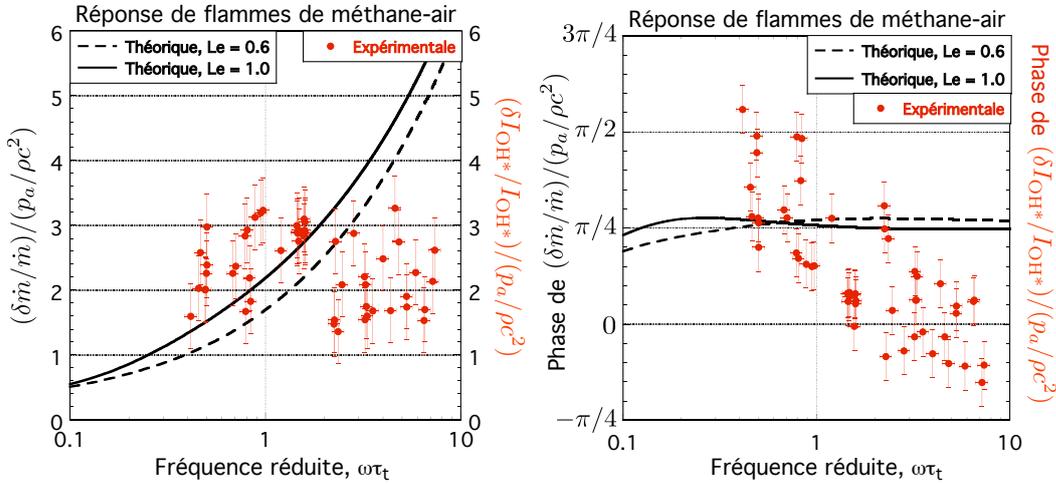


FIG. 3.1 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de consommation massique de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1.

Sur cette figure, on peut voir que, dans la gamme de fréquences considérée, les amplitudes de la réponse de flamme déterminées expérimentalement et analytiquement sont du même ordre de grandeur. Par contre, les résultats expérimentaux ne reproduisent pas l'évolution attendue de l'amplitude de la réponse de flamme avec la fréquence. En effet, la théorie analytique prévoit une réponse du taux de consommation massique de flamme, qui évolue en $\sqrt{\omega\tau_t}$ alors que l'expérience donne une

réponse constante, ou même légèrement décroissante à haute fréquence. Or le résultat expérimental semble plus cohérent avec une analyse physique qui présuppose un effet de filtrage à haute fréquence.

On observe également un désaccord entre les phases de la réponse de flamme déterminées analytiquement et expérimentalement puisque l'analyse prévoit une valeur à peu près constante autour de $\pi/4$ dans la gamme de fréquence explorée, alors que l'expérience donne une décroissance de la phase allant de $\sim \pi/2$ pour $\omega\tau_t < 1$ à une valeur nulle, ou même négative, à haute fréquence.

La figure 3.2 représente l'amplitude (à gauche) et la phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de consommation massique de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 1 et 1,8.

De même que pour les flammes de méthane-air, nous avons utilisé les valeurs de vitesses de flammes laminares de Yamaoka et Tsuji ([74]) et nous avons déterminé les valeurs moyennes de D_{th_u} , ρ_u et c_u à l'aide de GASEQ, pour des mélanges pauvres de propane-air ($0,6 \leq \phi \leq 0,7$), à une température de 22 °C et une pression de 1 Atm. Ici, $D_{th_u} = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho_u = 1,208 \text{ kg}/\text{m}^3$ et $c_u \simeq 340 \text{ m}/\text{s}$ avec $M_m = 29 \cdot 10^{-3} \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$.

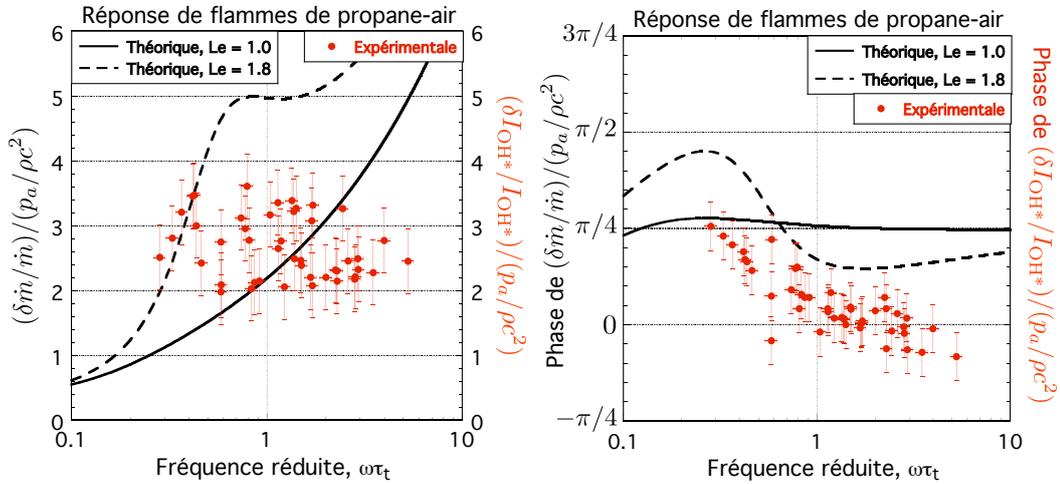


FIG. 3.2 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de consommation massique de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 1 et 1,8.

Comme pour les flammes de méthane-air, on constate un désaccord entre les résultats théoriques et expérimentaux concernant l'évolution de la réponse de flamme avec la fréquence, bien que les ordres de grandeur soient similaires. On observe, en outre, le même comportement des flammes de propane-air vis-à-vis des oscillations de pression, que celui des flammes de méthane-air, à l'exception du déphasage qui est plus faible à basse fréquence. Ainsi, les résultats expérimentaux ne révèlent pas

d'effet de résonance vers $\omega\tau_t \simeq 1$ comme prévu par l'analyse, puisque la réponse en amplitude est quasiment la même pour le méthane et le propane.

3.1.2 Comparaison avec la réponse analytique du taux de dégagement de chaleur de flamme

La réponse analytique du taux de dégagement de chaleur se distingue de celle du taux de consommation massique essentiellement par le fait qu'elle prévoit une stabilisation de l'amplitude de la réponse à haute fréquence.

Sachant qu'à l'état stationnaire, le taux de consommation massique de la flamme et son taux de dégagement de chaleur sont directement proportionnels, la différence entre les deux réponses de flamme obtenues analytiquement peut s'expliquer par des effets instationnaires au niveau de la zone de réaction.

La figure 3.3 représente l'amplitude (à gauche) et la phase (à droite) de la même réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1.

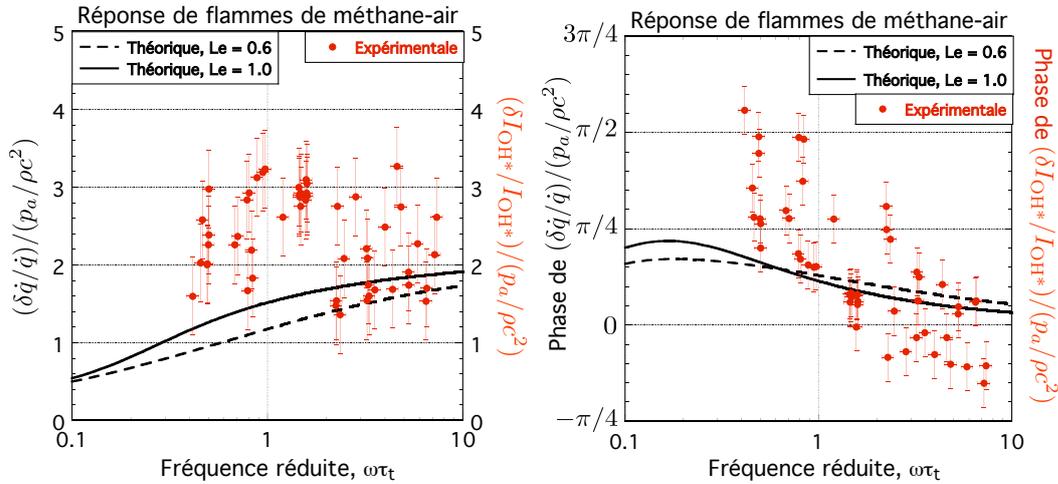


FIG. 3.3 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1.

Sur cette figure, on constate que nos résultats expérimentaux sont plus comparables à la réponse de flamme analytique en termes de taux de dégagement de chaleur, aussi bien pour l'amplitude que pour la phase de cette réponse. Malgré tout, l'analyse semble sous-estimer l'amplitude de la réponse de flamme à basse fréquence ainsi que l'évolution de sa phase avec la fréquence.

La figure 3.4 représente l'amplitude (à gauche) et la phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de

dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 1 et 1,8.

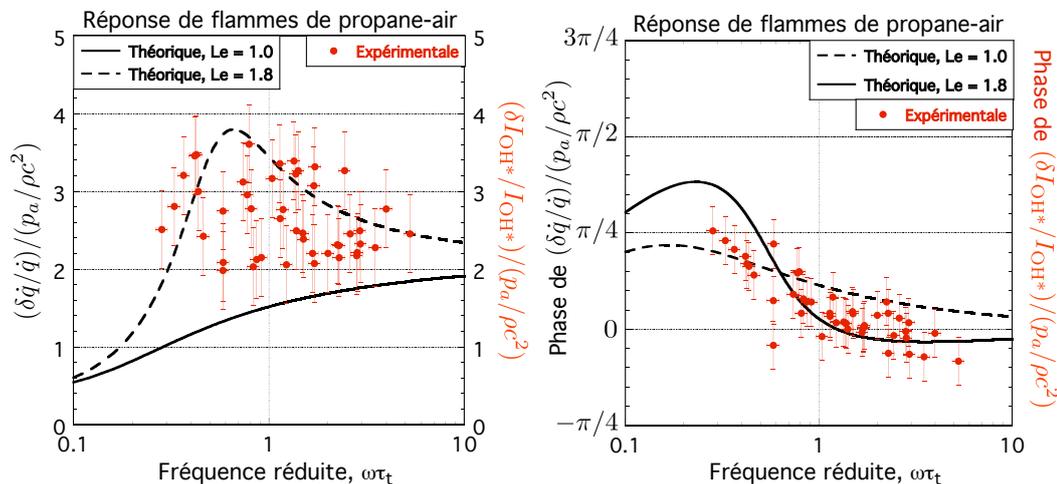


FIG. 3.4 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 1 et 1,8.

Ici encore, comme pour les flammes de méthane-air, nos résultats expérimentaux sont plus comparables à la réponse de flamme analytique en termes de taux de dégagement de chaleur. On remarque en particulier un bon accord entre analyse et expérience concernant la phase de la réponse de flammes de propane. Quant à l'amplitude de cette réponse, le même ordre de grandeur est obtenu analytiquement et expérimentalement, mais la résonance à $\omega\tau_t \sim 1$ prévue par l'analyse n'est pas visible dans les résultats expérimentaux.

3.2 Analyse préliminaire

Les résultats expérimentaux montrent qu'il y a bien une réponse mesurable de la flamme aux fluctuations de pression et que l'ordre de grandeur de cette réponse est correctement évalué par l'analyse théorique.

La comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux révèle un meilleur accord qualitatif entre la réponse de flamme en termes de chimiluminescence de OH^* et la réponse de flamme en termes de taux de dégagement de chaleur, qu'en termes de taux de consommation massique, aussi bien pour leurs amplitudes que pour leurs phases. Néanmoins, la résonance prévue par l'analyse pour $\text{Le} > 1$ ne se retrouve pas dans les résultats expérimentaux pour les flammes de propane-air. Les amplitudes mesurées ne semblent pas évoluer avec le nombre de Lewis du carburant qui limite la réaction (mélanges pauvres), et les déphasages mesurés à basse fréquence ne correspondent pas à ceux calculés avec ces mêmes nombres de Lewis.

Avant d'aller plus loin dans l'interprétation des résultats, nous devons examiner

la validité de la chimiluminescence de OH^* en tant que mesure du taux de réaction de la flamme. En effet, bien que l'émission de OH^* soit souvent utilisée pour mesurer le taux de réaction, l'existence d'une relation directe entre taux de réaction et émission de OH^* est controversée. Nous avons donc entrepris, dans le cadre de nos expériences, une étude sur la relation entre l'intensité d'émission lumineuse du radical hydroxyle excité et le taux de consommation massique des flammes de prémélange planes stationnaires. Cette étude est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Relation entre OH^* et taux de combustion

Ce chapitre est dédié à l'étude de la relation entre l'intensité d'émission du radical excité OH^* et le taux de consommation massique d'une flamme de prémélange laminaire. Cette étude, à la fois expérimentale et numérique, a été menée afin de vérifier notre hypothèse de proportionnalité entre ces deux grandeurs.

La chimiluminescence est très largement utilisée en combustion pour localiser la position d'un front de flamme, pour avoir une indication sur le taux de dégagement de chaleur, ou sur le taux de consommation massique de carburant, ou encore sur la richesse de flamme. Cependant, parmi des études spécifiques dédiées à la chimiluminescence, soit pour évaluer sa fiabilité en tant que diagnostic de combustion ([57, 41, 28, 27, 17, 36, 31]), soit pour modéliser cette chimiluminescence, du point de vue de la cinétique chimique ([34, 14, 67, 70, 28, 27, 48, 66, 4, 29, 30, 16]), aucun véritable consensus n'a été établi, ce qui révèle une compréhension encore confuse de ce phénomène.

Concernant la chimiluminescence comme outil de diagnostic, Hardalupas et Orain ([31]) récapitulent, en introduction à leur étude, toutes les contradictions que l'on peut trouver dans la littérature. Ils interprètent ces contradictions par un manque d'études paramétriques. Pour leur part, ils ont notamment cherché à évaluer l'aptitude de la chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* , CO_2^* et C_2^* à mesurer le taux de dégagement de chaleur d'une flamme de prémélange plane étirée, en faisant varier indépendamment la richesse du mélange et le taux d'étirement de la flamme. Ils concluent que les radicaux excités OH^* et CH^* sont des bons indicateurs du taux de dégagement de chaleur. Ils s'accordent également avec Kojima et al. ([41]) sur le fait que le rapport OH^*/CH^* (rapport des intensités de chimiluminescence de OH^* et CH^*) peut être utilisé comme mesure de la richesse. Il existe, malgré tout, quelques études paramétriques de la chimiluminescence de flammes. Par exemple, Haber ([28]) a consacré son travail de thèse à la chimiluminescence de OH^* et CH^* de flammes de prémélange planes étirées d'une part, et coniques d'autre part. Il conclut, quant à lui, que OH^* est un meilleur indicateur du taux de dégagement de chaleur que CH^* . La même conclusion ressort de son travail en collaboration avec d'autres auteurs sur la chimiluminescence de flammes de prémélange coniques ([27]).

Par ailleurs, Docquier et al. ([17]) et Higgins et al. ([36]) ont étudié les émissions de flammes de prémélange coniques, à haute pression, en vue d'utiliser la chimiluminescence comme outil de contrôle actif de combustion. Docquier et al. ([17]) constatent que les émissions de OH^* , CH^* et C_2^* , peuvent être utilisées pour mesurer la richesse, malgré leur forte dépendance avec la pression. Par ailleurs, ils recommandent l'utilisation du radical hydroxyle excité dans le cas de flammes pauvres. Higgins et al. ([36]) ont trouvé une corrélation empirique entre la chimiluminescence de OH^* , la consommation massique totale de la flamme, la richesse du mélange, et la pression statique. Seuls Najm et al. ([57]) affirment que ni OH^* , ni CH^* , ne peuvent être considérés comme bons indicateurs du taux de dégagement de chaleur. Selon ces auteurs, l'indicateur le plus fiable est l'espèce stable HCO, mais la mesure de concentration en HCO d'une flamme est plus difficile à mettre en œuvre. Toutefois, le travail de Najm et al. se limite à des flammes instationnaires exposées à des effets d'étirement dus à de grandes courbures de flamme. En contrepartie, Haber et al. ([27]) signalent une forte dépendance entre le radical OH^* et l'espèce HCO.

Nous avons choisi d'utiliser le radical excité OH^* car certains auteurs se prononcent en faveur de ce radical comme meilleur marqueur que CH^* pour l'activité des flammes ([28, 27]), en particulier dans le cas de mélanges pauvres ([17]).

Quoiqu'il en soit, nous n'avons eu connaissance d'aucune étude expérimentale simple permettant de relier l'intensité d'émission lumineuse du radical OH^* avec le taux de combustion de flammes de prémélange laminaires maintenues parfaitement planes sans étirement.

En ce qui concerne la modélisation de la cinétique chimique, on peut également mettre en évidence des désaccords entre auteurs. En particulier, la réaction de production de OH^* proposée par Haber et Haber et al. ([28, 27]) est contestée par Hall et al. ([29]), et n'est généralement pas reconnue comme source principale du radical hydroxyle excité ([34, 14, 70, 48, 66, 4, 29, 30, 16]). Nous reviendrons plus en détail sur ces divergences au sujet des schémas cinétiques dans le paragraphe 4.2.2.

Nous avons donc mené nos propres investigations de façon à pouvoir juger de la pertinence du choix de OH^* comme indicateur du taux de consommation massique des flammes de prémélange. Nous tenons cependant à préciser que cette étude sur la chimiluminescence du radical hydroxyle excité n'est pas l'objectif primaire de ce travail de thèse.

Notre étude expérimentale est relatée en première partie, notre étude numérique en deuxième partie. La troisième partie est consacrée à l'analyse des résultats.

4.1 Étude expérimentale

Le taux de consommation massique de carburant d'une flamme plane s'écrit : $Y_F \rho U_L$, où Y_F est la fraction massique de carburant, ρ est la densité du mélange frais, et U_L est la vitesse de flamme laminaire. Il dépend à la fois de la richesse du mélange, de la pression et de la température des gaz frais. De ce fait, pour identifier la relation entre la chimiluminescence de OH^* et ce taux de consommation massique, nous avons effectué des mesures de vitesses de flammes et d'intensités lumineuses,

pour des flammes de méthane-air planes, en contrôlant la richesse et la température du mélange.

Pour cela, nous avons simplement adapté le dispositif expérimental présenté dans le chapitre 2.

4.1.1 Adaptation du dispositif expérimental

Dans l'ensemble, le dispositif expérimental reste le même que celui présenté précédemment, avec le brûleur de plus gros diamètre. Seuls deux éléments nouveaux ont été introduits.

Tout d'abord, un ensemenceur de particules d'huile a été inséré dans le circuit d'alimentation, parallèlement à la dernière vanne de régulation (cf. figure 4.1). Il permet d'ensemencer l'écoulement en gouttes d'huile d'un diamètre de l'ordre de 1 à 2 μm , pour pouvoir mesurer des vitesses de flammes par anémométrie laser à effet Doppler (ou LDV).

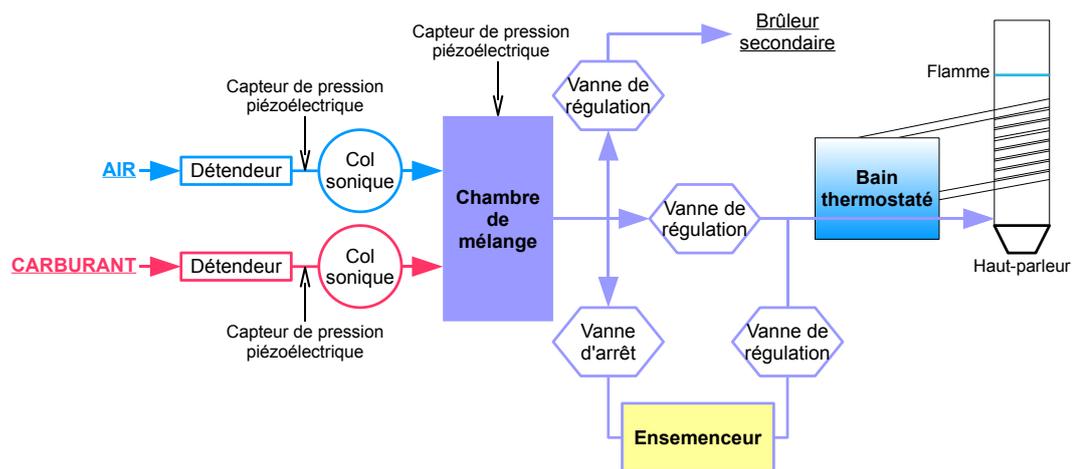


FIG. 4.1 – Schéma du circuit de gaz.

Ensuite, de façon à réguler la température des gaz frais, un bain thermostaté a été intercalé entre la dernière vanne de régulation et le brûleur principal. Le mélange gazeux passe donc dans le bain thermostaté avant d'entrer dans le brûleur. La paroi du brûleur, en amont de la flamme, est maintenue à la même température par circulation d'eau. Nous vérifions également la température des gaz frais dans le brûleur, juste avant d'allumer la flamme, à l'aide d'un thermocouple.

4.1.2 Mesures de vitesses de flammes laminaires

Pour mesurer les vitesses de flammes, nous avons eu recours à l'anémométrie laser à effet Doppler.

Le dispositif utilisé pour la LDV est schématisé sur la figure 4.2. Il s'agit d'un système optique classique, mono-voie, avec une cellule de Bragg qui permet de faire des mesures de vitesse en présence d'une inversion de sens de l'écoulement. Un

laser à argon ionisé fournit un faisceau monochromatique d'une longueur d'onde de 514,5 nm. Le volume de mesure est centré sur l'axe du brûleur. Un analyseur TSI traite les signaux du photomultiplicateur.

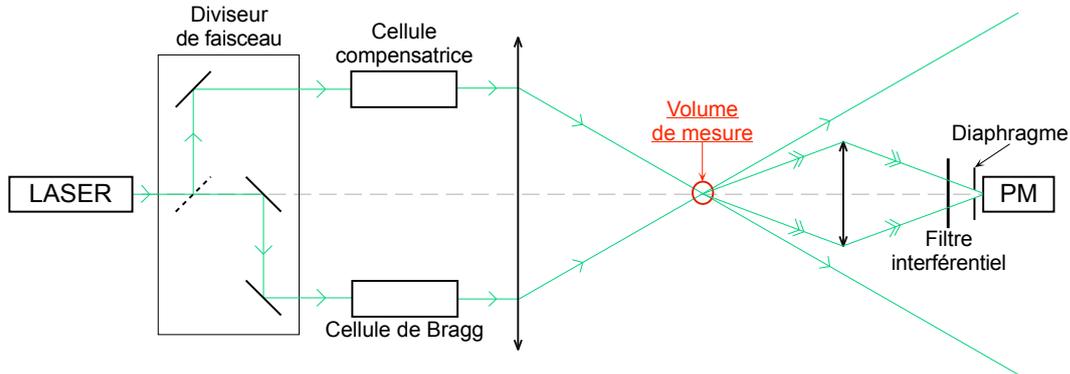


FIG. 4.2 – Système d'anémométrie Laser à effet Doppler.

Lors de ces mesures, les flammes étaient stabilisées paramétriquement, comme expliqué dans le chapitre précédent, de façon à supprimer l'instabilité de Darrieus-Landau et les rendre parfaitement planes. Il faut noter que l'amplitude de la vitesse acoustique sinusoïdale est plus grande que la vitesse moyenne de l'écoulement (cf. annexe B), ce qui implique des inversions de sens de l'écoulement.

Tout d'abord, les flammes étaient maintenues stationnaires dans le référentiel du laboratoire, juste au-dessus du volume de mesure, en ajustant le débit de gaz. Puis, en diminuant à peine le débit, nous les laissons descendre lentement ($\sim 1 \text{ cm/min}$) jusqu'au volume de mesure. Le lancement de l'acquisition se faisait au moment de cette diminution de débit. Nous avons mesuré les vitesses de flammes d'une part à température constante en faisant varier la richesse du mélange, d'autre part à richesse constante en faisant varier la température des gaz frais.

Le profil de l'écoulement loin en amont de la flamme n'est pas parfaitement plat. En revanche, en raison de la stabilisation paramétrique, la flamme, elle, est rigoureusement plane, ce qui impose une vitesse d'écoulement uniforme juste en amont de la flamme. Il existe donc un faible gradient de vitesse, de l'ordre de 3 à 4 s^{-1} , dans l'écoulement amont, qui nous oblige à extrapoler la vitesse moyenne jusqu'à la zone de réaction pour obtenir la vitesse de flamme laminaire ([7, 15]).

Pour estimer la position de la zone de réaction, nous avons supposé que la distance moyenne entre la fin d'évaporation des gouttes d'huile et la zone de réaction était de l'ordre de 2 à 3 fois D_{th_u}/U_L , D_{th_u} étant la diffusivité thermique dans les gaz frais et U_L la vitesse de flamme laminaire. Dans notre cas, D_{th_u} est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ et U_L est de l'ordre de $0,1 \text{ m/s}$, ce qui donne une distance moyenne entre la fin d'évaporation des gouttes et la zone de réaction de l'ordre de $0,5 \text{ mm}$. En raison du déplacement périodique des gouttes dû au champ acoustique, on observe la présence de gouttes dans le volume de mesure, même lorsque celui-ci est en aval de la position moyenne d'évaporation des gouttes. Il n'y a plus de gouttes dans le volume

de mesure lorsque la distance entre ce volume et la zone d'évaporation des gouttes est égale au déplacement acoustique d_a . Ce déplacement acoustique est donné par : $d_a = u_a/\omega$, u_a étant l'amplitude de la vitesse acoustique et ω la pulsation acoustique. Dans notre cas, u_a est de l'ordre de 0,8 m/s et la fréquence acoustique est de 140 Hz, ce qui donne un déplacement acoustique de l'ordre de 1 mm. Tout compte fait, on estime que la position de la zone de réaction correspond à l'instant où la mesure de vitesse s'arrête par manque de gouttes dans le volume de mesure. Étant donnée la faiblesse du gradient amont (~ 3 à 4 s^{-1}), il n'est pas utile d'estimer la position de la zone de réaction avec une meilleure précision. En effet, un gradient de 4 s^{-1} et une erreur de l'ordre de 0,5 mm sur la position de la zone de réaction induisent une erreur sur la vitesse de flamme de 0,2 cm/s, soit une erreur relative de l'ordre de 2%.

Les figures 4.3 et 4.4 illustrent la nécessité de cette extrapolation.

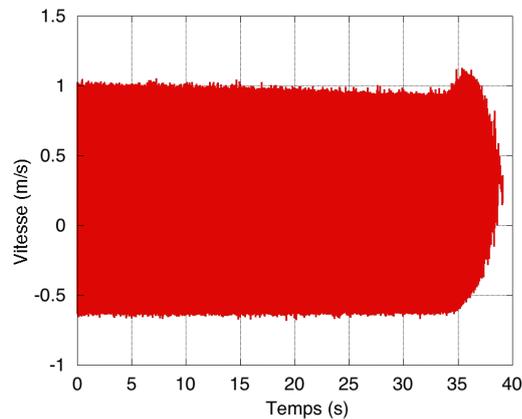


FIG. 4.3 – Mesure de la vitesse de l'écoulement avec une flamme de méthane-air de richesse 0,68, pour une température des gaz frais de 36 °C.

La figure 4.3 représente une acquisition de mesure de vitesse d'écoulement avec une flamme de méthane-air de richesse 0,68 stabilisée paramétriquement, dans le cas d'une température des gaz frais de 36 °C. Sur cette figure, on voit nettement que l'amplitude de la vitesse acoustique est plus grande que la vitesse moyenne d'écoulement, ce qui induit des inversions de sens de l'écoulement.

À partir de ces mesures brutes, pour déterminer la vitesse moyenne de l'écoulement et l'amplitude de la vitesse acoustique, nous avons ajusté une sinusoïde décalée, de façon glissante, sur 0,5 s (70 périodes), la fréquence étant connue.

La figure 4.4 illustre l'extrapolation de la vitesse de flamme laminaire à partir de l'acquisition présentée sur la figure 4.3.

La contrainte sur la vitesse de flamme imposée par la stabilisation paramétrique a limité ces mesures à des flammes pauvres de méthane-air, avec une richesse de mélange comprise entre 0,6 et 0,7, et une température de gaz frais comprise entre 22 °C et 61 °C. Les résultats sont présentés sur la figure 4.5.

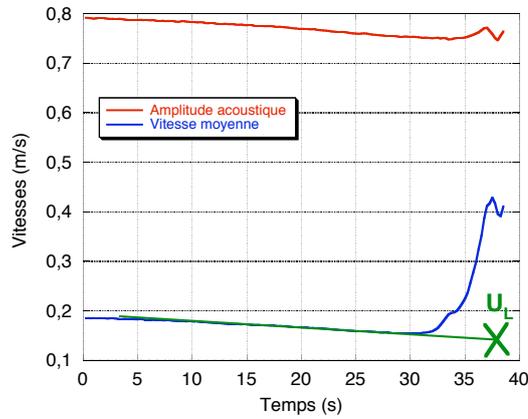


FIG. 4.4 – Extrapolation de la vitesse de flamme laminaire à partir d’une mesure de vitesse d’écoulement, pour une flamme de méthane-air de richesse 0,68 et une température des gaz frais de 36 °C.

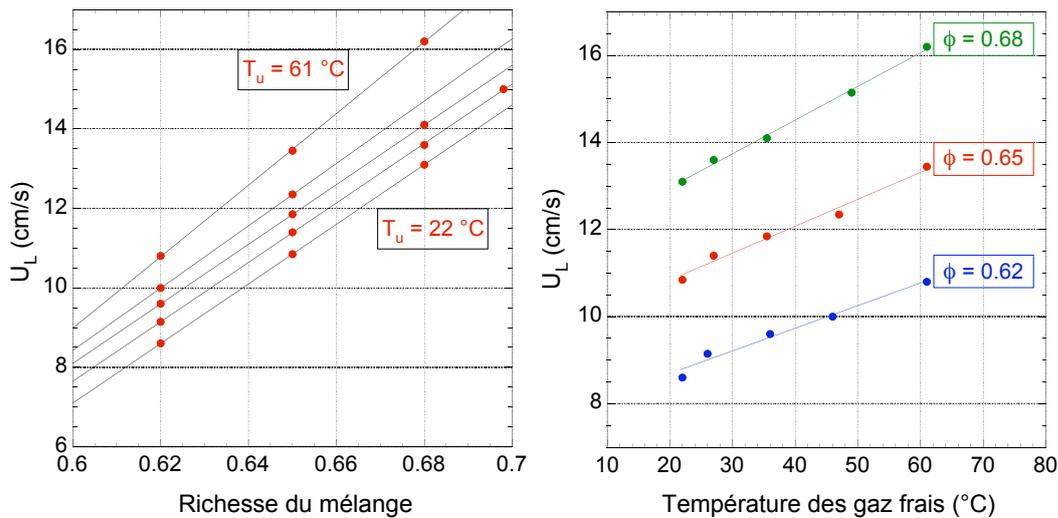


FIG. 4.5 – Vitesse de flamme laminaire mesurée pour des flammes de méthane-air, en fonction de la richesse du mélange et de la température des gaz frais.

La figure 4.5 de gauche montre nos mesures de vitesses de flammes de méthane-air en fonction de la richesse pour différentes valeurs de température des gaz frais. La figure 4.5 de droite montre les vitesses mesurées en fonction de la température des gaz frais pour trois richesses. On peut voir que, dans notre gamme de richesses et de températures, la vitesse de flamme laminaire varie linéairement avec ces deux paramètres.

Les graphes de la figure 4.6 confrontent nos mesures de vitesses de flammes de méthane-air à celles reportées dans la littérature par Yamaoka et Tsuji ([74]), et Bosschaart et De Goey ([2]).

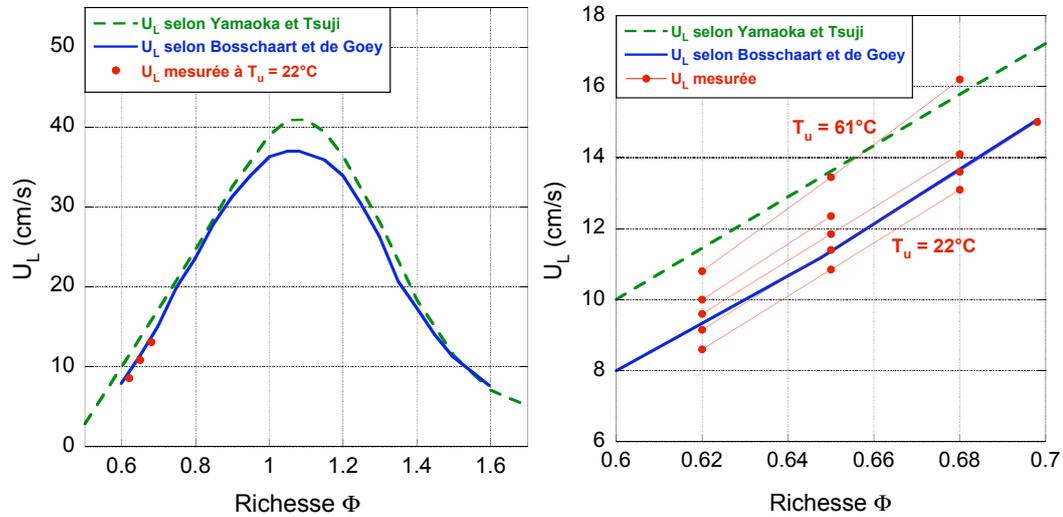


FIG. 4.6 – Confrontation de nos mesures de vitesses de flammes de méthane-air avec des mesures reportées dans la littérature.

À température ambiante, nos mesures de vitesses de flammes donnent des valeurs plus faibles que celles de Yamaoka et Tsuji ([74]). En fait, les vitesses de flammes que nous avons mesurées sont plus faibles que la plupart des valeurs reportées dans la littérature ([74, 69, 26]). Toutefois, elles sont très proches de celles présentées récemment par Bosschaart et De Goeij ([2]). Si l'on considère que ces auteurs ont effectué leurs mesures pour une température de gaz frais autour de 22 °C, l'écart est d'environ 0,5 cm/s.

4.1.3 Mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH*

Les mesures d'intensités lumineuses ont été effectuées indépendamment des mesures de vitesses de flammes de façon à ne pas être affectées par le faisceau laser ou l'ensemencement de particules. Cependant, les conditions d'expérience étaient identiques. Les flammes étaient planes, stationnaires dans le référentiel du laboratoire. On peut noter que le flux lumineux collecté ne dépend pas de la position précise de la flamme tant que l'on n'est pas affecté par les effets de bords. Une première série de mesures a été réalisée à température constante, richesse variable, une seconde à richesse constante en changeant la température des gaz frais.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.7.

Là aussi, en raison de l'étroitesse du domaine de variation des paramètres, on observe des relations quasi linéaires entre l'intensité d'émission lumineuse de OH* et la richesse du mélange, à température constante d'une part, et entre cette intensité lumineuse et la température des gaz frais, à richesse constante d'autre part.

Par souci de clarté, seules les mesures à 25 °C sont reportées sur le graphe de gauche de la figure 4.7. En analysant une gamme de richesses plus large, certains auteurs observent une dépendance en loi de puissance de l'intensité lumineuse avec

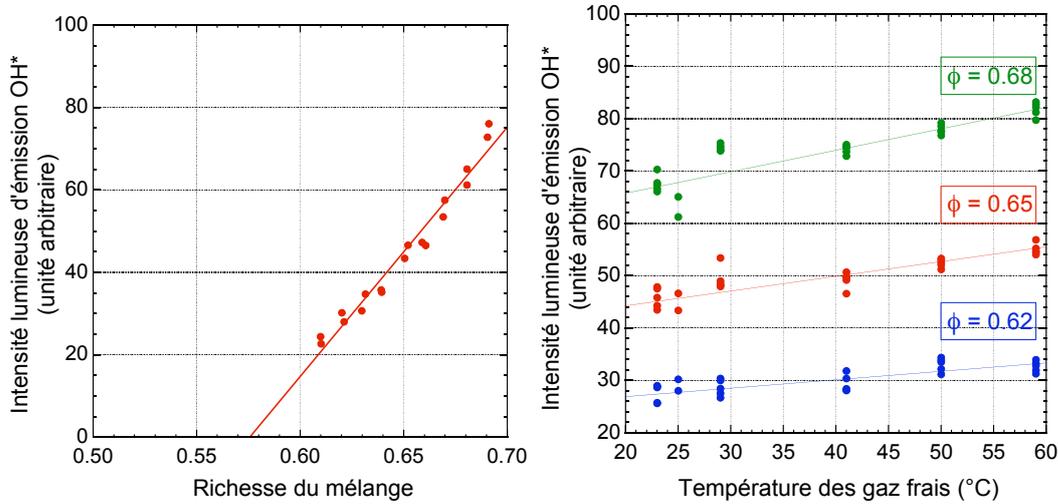


FIG. 4.7 – Mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* de flammes de méthane-air en fonction de la richesse du mélange et de la température des gaz frais.

la richesse du mélange ([14, 36]). Cette dépendance apparaît dans nos mesures, mais la gamme de richesses est suffisamment limitée pour qu'une approximation linéaire représente correctement les résultats.

Concernant l'évolution de l'émission de OH^* avec la température des gaz frais, présentée sur la figure 4.7 de droite, la dispersion des mesures ne permet pas d'évaluer autre chose qu'une droite de régression dont la pente augmente avec la richesse du mélange.

4.1.4 Relation entre émission de OH^* et consommation massique

Dans la figure 4.8, nous avons reporté l'intensité de l'émission de OH^* en fonction de la consommation massique de carburant, $Y_F \rho U_L$. Pour déterminer cette consommation massique de carburant, nous avons interpolé la vitesse de flamme laminaire à partir de nos mesures, tandis que la fraction massique de carburant et la densité du mélange frais ont été établies à l'aide du programme GASEQ ([56]).

On peut voir que la relation est linéaire dans la gamme étudiée. En revanche, la relation n'est pas *proportionnelle*. Si l'on extrapole l'intensité de l'émission de OH^* à zéro, l'intersection se fait à une consommation massique finie : $Y_F \rho U_L \simeq 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3/\text{s}$. Il est intéressant de remarquer que cette limite correspond presque exactement à la limite d'extinction pauvre des flammes de méthane ($\phi = 0,556$ à 22°C). La zone de limite pauvre est indiquée en gris sur la figure 4.8. Par ailleurs, ce graphe révèle une légère différence entre le comportement à température constante, richesse variable, et celui à richesse constante, température variable. Nous reviendrons sur cette différence dans le paragraphe 4.3. Pour l'instant, nous ne retiendrons que la variation linéaire, en moyenne, de l'émission de OH^* avec la consommation massique.

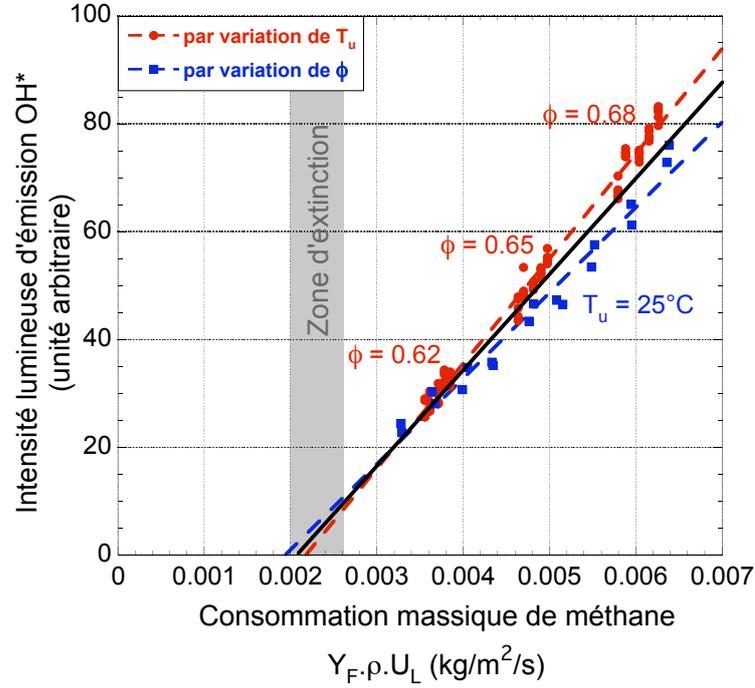


FIG. 4.8 – Mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* de flammes de méthane-air en fonction de la consommation massique de carburant.

Dans ce cas, pour les flammes de prémélange pauvres de méthane-air étudiées ici, nous pouvons approximer la relation entre la chimiluminescence du radical OH^* et le taux de consommation massique de carburant par une relation linéaire, non proportionnelle, de la forme :

$$I_{\text{OH}^*} = A(\dot{m} - \dot{m}_0), \quad (4.1)$$

où I_{OH^*} est l'intensité d'émission lumineuse de OH^* , A est une constante, \dot{m} est le taux de consommation massique de carburant ($Y_F \rho U_L$) et \dot{m}_0 est le taux de consommation massique de carburant extrapolé à la valeur nulle de l'intensité d'émission lumineuse de OH^* .

Dans cette relation, \dot{m}_0 ne dépend pas du système de détection lumineuse. En revanche, la constante A doit être calibrée.

Il en découle la relation de proportionnalité entre la variation du taux de consommation massique de carburant, $\delta \dot{m}$, et la variation de l'intensité d'émission de OH^* , δI_{OH^*} :

$$\delta I_{\text{OH}^*} = A \delta \dot{m} \quad (4.2)$$

Finalement, on aboutit à la relation (4.3) entre la variation relative du taux de consommation massique de carburant, $\delta \dot{m} / \dot{m}$, et la fluctuation de l'intensité d'émission de OH^* :

$$\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}}{I_{\text{OH}^*}} \left(1 - \frac{\dot{m}_0}{\dot{m}} \right), \quad (4.3)$$

avec $\dot{m}_0 \simeq 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$.

Il faut bien noter que toutes les mesures ont été effectuées à pression constante, et donc que la relation (4.3) n'est valable qu'à pression constante.

Nous avons ensuite mené une étude numérique afin de conforter ces résultats expérimentaux et valider cette relation.

4.2 Étude numérique

Pour cette étude numérique, nous nous sommes servis du code de calcul Premix, compris dans la librairie de routines et de programmes d'application de CHEMKIN II. Premix permet de calculer des profils de température, vitesse, densité, et concentrations d'espèces sur l'épaisseur d'une flamme de prémélange plane. Pour cela, il requiert plusieurs fichiers d'entrées. Les premiers concernent les propriétés des espèces (transport et thermodynamique) et sont fournis avec CHEMKIN. Ensuite, un fichier essentiel définit le schéma cinétique utilisé, c'est-à-dire toutes les espèces et réactions mises en jeu lors de la combustion du mélange gazeux choisi. Enfin, le fichier de démarrage indique notamment la configuration de flamme, la pression ambiante, les fractions molaires des réactifs déterminant la richesse du mélange, une estimation du profil de température sur le domaine d'étude, ainsi qu'un critère d'arrêt pour le raffinement du maillage sur ce domaine. Dans notre cas, le maillage était relativement fin (~ 700 points au total). Plus de détails sur l'utilisation de Premix (CHEMKIN II), et certaines modifications apportées, sont données en annexe E.

Le choix du schéma cinétique influe grandement sur les calculs. Nous nous sommes donc attelés à la recherche d'un mécanisme satisfaisant.

4.2.1 Schéma cinétique pour des flammes de méthane-air

Nous avons testé deux schémas cinétiques différents. Le premier, GRIMech3.0 ([25]), considère 53 espèces chimiques impliquées dans 325 réactions. Le second, plus complexe, est celui proposé par Konnov ([42]). Il prend en compte 127 espèces et 1098 réactions.

Pour comparer ces schémas, nous avons calculé des vitesses de flammes pour des températures de gaz frais variant de 20°C à 65°C, avec une richesse de mélange de 0,65. La confrontation de ces calculs avec nos mesures est illustrée sur le graphe de la figure 4.9.

On voit nettement que le schéma cinétique proposé par Konnov donne lieu à un meilleur accord entre les vitesses de flammes calculées et celles mesurées. En effet, l'écart moyen les vitesses de flammes mesurées et celles calculées avec le schéma cinétique de Konnov est de l'ordre de 2 cm/s, tandis que GRIMech 3.0 donne des

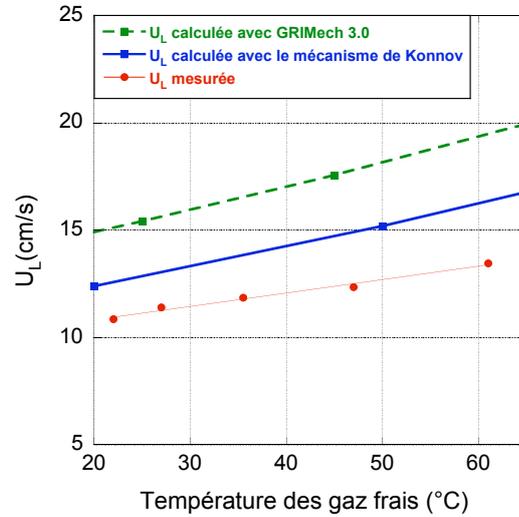


FIG. 4.9 – Comparaison entre vitesses de flammes mesurées et vitesses de flammes calculées à partir de GRIMech 3.0 et du mécanisme de Konnov, pour des flammes prémélangées de méthane-air à une richesse de 0,65 et une température des gaz frais variant de 20 à 65 °C.

vitesses de flammes beaucoup plus élevées que nos mesures (~ 5 cm/s). Nous avons donc opté pour le schéma cinétique de Konnov, donnant des résultats plus proches de nos mesures.

Ces deux schémas cinétiques considèrent uniquement des espèces non excitées. Afin de calculer des concentrations en OH^* , il était donc nécessaire d'ajouter des réactions de production et de désexcitation de ce radical.

4.2.2 Schémas cinétiques pour OH^*

Nous avons testé deux schémas cinétiques différents. Dans les deux cas, les réactions de production et désexcitation de OH^* ont simplement été ajoutées au schéma cinétique de Konnov. Toutes les propriétés thermodynamiques de OH^* sont supposées être identiques à celles du radical hydroxyle non-excité, excepté l'enthalpie de formation à laquelle il faut ajouter l'énergie d'un photon, $h\nu_{\text{OH}^*}$. Pour OH^* , $\lambda_{\text{OH}^*} = 307$ nm, $h\nu_{\text{OH}^*} = 93,5$ kcal/mol, ce qui donne une enthalpie de formation à 298 K de 102,81 kcal/mol ([29]).

Le premier schéma cinétique utilisé ici pour OH^* fut proposé par Haber ([28]). Haber a consacré son travail de thèse à la chimiluminescence des flammes de prémélange, étudiant expérimentalement et numériquement les émissions lumineuses des radicaux OH^* et CH^* . Le tableau 4.1 regroupe toutes les réactions de production et de désexcitation de OH^* du mécanisme de Haber, ainsi que leurs constantes de réaction, k_r , les exposants de la température, n , et leurs énergies d'activation, E_A , respectives.

L'originalité de ce schéma cinétique vient de la réaction de production de OH^* :



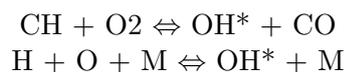
Cette réaction n'est, à notre connaissance, que rarement considérée comme origine du radical OH*. En effet, la réaction généralement admise pour la formation de OH* est : $\text{CH} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH}^* + \text{CO}$ ([14, 70, 48, 66]). Carl, Van Poppel et Peeters ont même conclu leur étude spécifique sur le fait que cette réaction était bien la source de OH* ([4]). Une autre réaction admise comme source de OH* est : $\text{O} + \text{H} + \text{M} \rightleftharpoons \text{OH}^* + \text{M}$. ([34]). En outre, Hall, Rickard et Petersen réfutent la réaction de formation de OH* proposée par Haber, affirmant que celle-ci n'est pas assez exothermique pour produire le radical hydroxyle dans son état excité ([29]).

Un autre point discutable de ce schéma concerne le taux de désexcitation collisionnelle (« quenching ») de OH* par l'azote N₂, qui est relativement élevé. En effet, selon l'étude de Tamura et al. ([67]), la section efficace de la molécule N₂ est très petite, ce qui implique une faible efficacité de cette molécule en terme de désexcitation collisionnelle.

Malgré tout, nous avons jugé utile de tester le mécanisme proposé par Haber, notamment pour avoir des moyens de comparaison.

Dans la suite, nous appellerons le premier schéma cinétique complet : « schéma Konnov-Haber ».

Le second schéma utilisé pour la production et la désexcitation de OH* est celui proposé plus récemment par Hall et Petersen ([30]). L'étude de Hall et Petersen concerne plus particulièrement les réactions de production du radical hydroxyle excité. Les auteurs considèrent les deux réactions les plus couramment approuvées pour la formation de OH* :



Pour ces réactions, Hall et Petersen ont déterminé les taux de réaction et leurs dépendances avec la température.

Quant à la désexcitation de OH*, Hall et Petersen ont repris les données fournies dans la littérature. Ils ont notamment exploité le travail de Tamura et al. ([67]), dédié à la désexcitation collisionnelle des radicaux excités CH*, OH* et NO*, pour la plupart des réactions de « quenching » de OH*. Cependant, l'étude de Hall et Petersen concernant des flammes diluées dans l'argon, leur schéma cinétique ne comprend pas de réaction de « quenching » par l'azote. Nous avons donc ajouté la réaction de « quenching » par N₂ considérée par Smith et al. ([66]) et provenant du travail de Tamura et al. ([67]).

Le tableau 4.2 regroupe toutes les réactions de ce second schéma utilisé ici.

Dans la suite, nous appellerons le second mécanisme complet : « schéma Konnov-Hall ».

#	Réaction	k_r	n	E_A (cal/mol)
1	$\text{HCO} + \text{O} \Leftrightarrow \text{OH}^* + \text{CO}$	2.90×10^{13}	0.00	456.73
2	$\text{OH}^* \Rightarrow \text{OH} (+ h\nu_{\text{OH}^*})$	1.70×10^6	0.00	0.0
3	$\text{OH}^* + \text{H}_2 \Leftrightarrow \text{OH} + \text{H}_2$	9.50×10^{18}	-0.40	0.0
4	$\text{OH}^* + \text{N}_2 \Leftrightarrow \text{OH} + \text{N}_2$	5.60×10^{18}	-0.55	0.0
5	$\text{OH}^* + \text{O}_2 \Leftrightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	5.60×10^{18}	-0.35	0.0
6	$\text{OH}^* + \text{H}_2\text{O} \Leftrightarrow \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	2.70×10^{19}	-0.35	0.0
7	$\text{OH}^* + \text{CH}_4 \Leftrightarrow \text{OH} + \text{CH}_4$	4.90×10^{18}	-0.20	0.0
8	$\text{OH}^* + \text{CO} \Leftrightarrow \text{OH} + \text{CO}$	2.40×10^{19}	-0.47	0.0
9	$\text{OH}^* + \text{CO}_2 \Leftrightarrow \text{OH} + \text{CO}_2$	5.10×10^{19}	-0.56	0.0
10	$\text{OH}^* + \text{H}_2 \Leftrightarrow \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	2.16×10^8	1.51	3430
11	$\text{OH}^* + \text{HO}_2 \Leftrightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	2.90×10^{13}	0.00	-500
12	$\text{OH}^* + \text{H}_2\text{O}_2 \Leftrightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	1.75×10^{12}	0.00	320
13	$\text{OH}^* + \text{H}_2\text{O}_2 \Leftrightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	5.80×10^{14}	0.00	9560
14	$\text{OH}^* + \text{C} \Leftrightarrow \text{H} + \text{CO}$	5.00×10^{13}	0.00	0.0
15	$\text{OH}^* + \text{CH} \Leftrightarrow \text{H} + \text{HCO}$	3.00×10^{13}	0.00	0.0
16	$\text{OH}^* + \text{CH}_2 \Leftrightarrow \text{H} + \text{CH}_2\text{O}$	2.00×10^{13}	0.00	0.0
17	$\text{OH}^* + \text{CH}_2 \Leftrightarrow \text{CH} + \text{H}_2\text{O}$	1.13×10^7	2.00	3000
18	$\text{OH}^* + \text{CH}_2^* \Leftrightarrow \text{H} + \text{CH}_2\text{O}$	3.00×10^{13}	0.00	0.0
19	$\text{OH}^* + \text{CH}_3 \Leftrightarrow \text{CH}_2 + \text{H}_2\text{O}$	5.60×10^7	1.60	5420
20	$\text{OH}^* + \text{CH}_3 \Leftrightarrow \text{CH}_2^* + \text{H}_2\text{O}$	6.44×10^{17}	-1.34	1417
21	$\text{OH}^* + \text{CH}_4 \Leftrightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}$	1.00×10^8	1.60	3120
22	$\text{OH}^* + \text{CO} \Leftrightarrow \text{H} + \text{CO}_2$	4.76×10^7	1.228	70.0
23	$\text{OH}^* + \text{HCO} \Leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}$	5.00×10^{13}	0.00	0.0
24	$\text{OH}^* + \text{CH}_2\text{O} \Leftrightarrow \text{HCO} + \text{H}_2\text{O}$	3.43×10^9	1.18	-447
25	$\text{OH}^* + \text{CH}_2\text{OH} \Leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CH}_2\text{O}$	5.00×10^{12}	0.00	0.0
26	$\text{OH}^* + \text{CH}_3\text{O} \Leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CH}_2\text{O}$	5.00×10^{12}	0.00	0.0
27	$\text{OH}^* + \text{CH}_3\text{OH} \Leftrightarrow \text{CH}_2\text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	1.44×10^6	2.00	-840
28	$\text{OH}^* + \text{CH}_3\text{OH} \Leftrightarrow \text{CH}_3\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	6.30×10^6	2.00	1500
29	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H} \Leftrightarrow \text{H} + \text{HCCO}$	2.00×10^{13}	0.00	0.0
30	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_2 \Leftrightarrow \text{H} + \text{CH}_2\text{CO}$	2.18×10^{-4}	4.50	1000
31	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_2 \Leftrightarrow \text{H} + \text{HCCOH}$	5.04×10^5	2.30	13500
32	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_2 \Leftrightarrow \text{C}_2\text{H} + \text{H}_2\text{O}$	6.00×10^{12}	0.00	7000
33	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_2 \Leftrightarrow \text{CH}_3 + \text{CO}$	4.83×10^{-4}	4.00	-2000
34	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_3 \Leftrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{C}_2\text{H}_2$	5.00×10^{12}	0.00	0.0
35	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_4 \Leftrightarrow \text{C}_2\text{H}_3 + \text{H}_2\text{O}$	3.60×10^6	2.00	2500
36	$\text{OH}^* + \text{C}_2\text{H}_6 \Leftrightarrow \text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}_2\text{O}$	3.54×10^6	2.12	870
37	$\text{OH}^* + \text{CH}_2\text{CO} \Leftrightarrow \text{HCCO} + \text{H}_2\text{O}$	7.50×10^{12}	0.00	2000

TAB. 4.1 – Schéma cinétique pour OH^* proposé par Haber, les taux de réaction s'expriment par $k_r T^n \exp(-E_A/RT)$ avec les unités de cal, mol, cm, s, K.

#	Réaction	k_r	n	E_A (cal/mol)
1	$\text{CH} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH}^* + \text{CO}$	3.24×10^{14}	-0.4	4150
2	$\text{H} + \text{O} + \text{M} \rightleftharpoons \text{OH}^* + \text{M}$	3.10×10^{14}	0.0	10000
3	$\text{OH}^* + \text{AR} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{AR}$	2.17×10^{10}	0.5	2060
4	$\text{OH}^* + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	5.92×10^{12}	0.5	-861
5	$\text{OH}^* + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{CO}_2$	2.75×10^{12}	0.5	-968
6	$\text{OH}^* + \text{CO} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{CO}$	3.23×10^{12}	0.5	-787
7	$\text{OH}^* + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}_2$	2.95×10^{12}	0.5	-444
8	$\text{OH}^* + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{O}_2$	2.10×10^{12}	0.5	-482
9	$\text{OH}^* + \text{OH} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{OH}$	1.50×10^{12}	0.5	0.0
10	$\text{OH}^* + \text{H} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{H}$	1.50×10^{12}	0.5	0.0
11	$\text{OH}^* + \text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \text{O}$	1.50×10^{12}	0.5	0.0
12	$\text{OH}^* + \text{CH}_4 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{CH}_4$	3.36×10^{12}	0.5	-635
13	$\text{OH}^* \Rightarrow \text{OH} (+ h\nu_{\text{OH}^*})$	1.40×10^6	0.0	0.0
14	$\text{OH}^* + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{OH} + \text{N}_2$	1.08×10^{11}	0.5	-1238

TAB. 4.2 – Schéma cinétique pour OH* proposé par Hall et Petersen, les taux de réaction s'exprimant par $k_r T^n \exp(-E_A/RT)$ avec les unités de cal, mol, cm, s, K.

4.2.3 Résultats numériques

Dans un premier temps, nous avons souhaité évaluer l'influence de l'ajout des réactions impliquant OH* au mécanisme de Konnov sur le calcul des vitesses de flammes. Le graphe de la figure 4.10 confronte les vitesses de flammes de méthane-air calculées à partir du mécanisme de Konnov et celles calculées à partir des schémas Konnov-Haber et Konnov-Hall, pour une richesse de 0,65 et une température des gaz frais variant de 20 à 60 °C.

On constate que l'ajout des mécanismes pour OH* entraîne une diminution de vitesse de flamme calculée de l'ordre de 0,5 cm/s, ce qui améliore l'accord avec nos mesures. En revanche, les schémas Konnov-Haber et Konnov-Hall engendrent des vitesses de flammes analogues, l'écart de vitesse étant seulement de 0,3 mm/s.

La figure 4.11 illustre la comparaison entre les calculs, à partir des schémas complets, et les mesures de vitesses de flammes de méthane-air, d'une part en fonction de la richesse du mélange pour une température des gaz frais de 27 °C, et d'autre part en fonction de la température des gaz frais pour une richesses de 0,65.

Sur la figure 4.11 de gauche, on peut voir que la variation de la vitesse de flamme laminaire avec la richesse du mélange, à température des gaz frais constante, prédite par le calcul, est semblable à celle obtenue expérimentalement, bien que les valeurs calculées soient supérieures aux mesures avec une différence de l'ordre de 1,5 cm/s.

Sur la figure 4.11 de droite, on remarque que les calculs numériques prévoient une variation de la vitesse de flamme avec la température des gaz frais, à richesse constante, plus importante ($\sim 50\%$) que celle obtenue expérimentalement. En effet, l'écart entre les mesures et les valeurs calculées est de l'ordre de 1,5 cm/s pour des températures inférieures à 40 °C, mais cet écart est d'environ 2,4 cm/s à 61 °C.

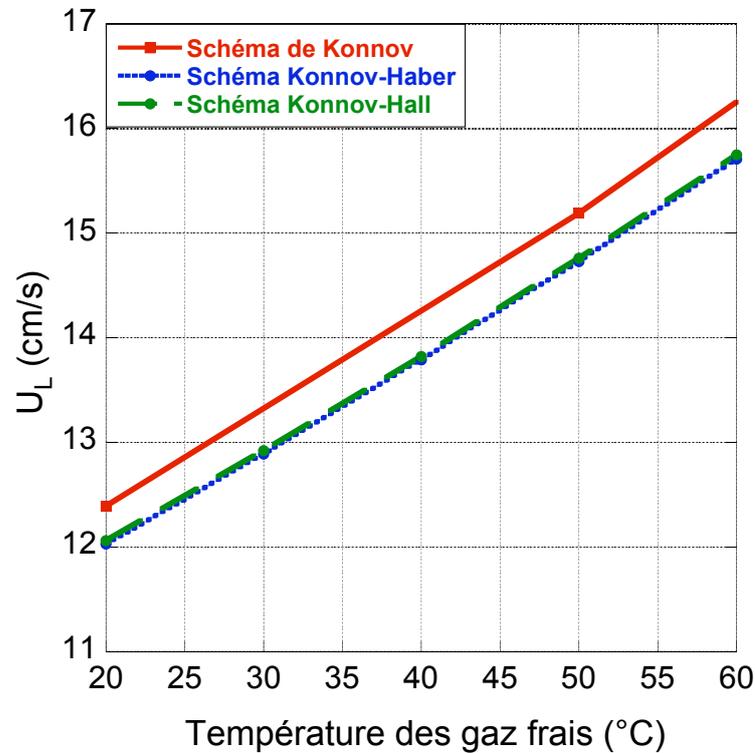


FIG. 4.10 – Vitesses de flammes de méthane-air calculées à partir du mécanisme de Konnov simple, sans espèces excitées, et des schémas Konnov-Haber et Konnov-Hall, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais variant de 20 à 60 °C.

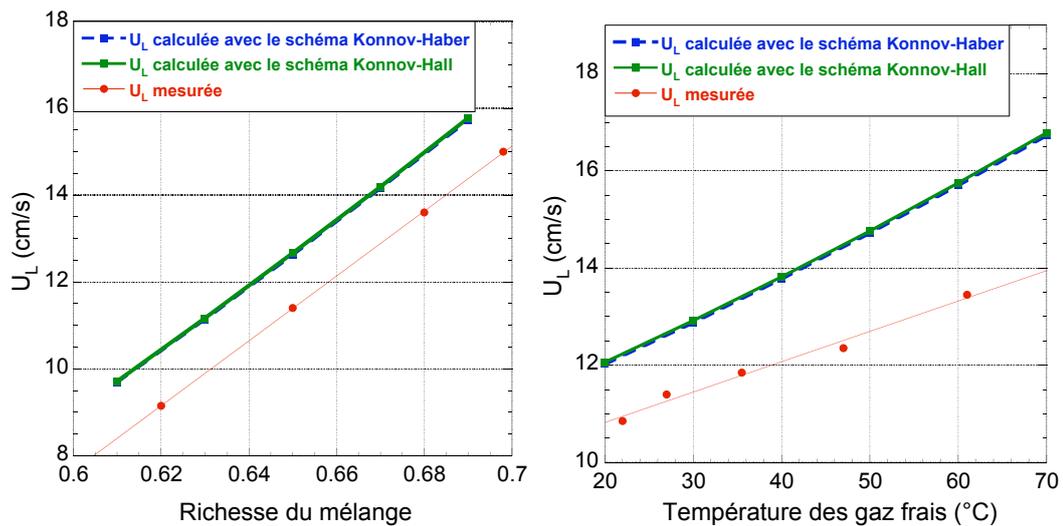


FIG. 4.11 – Comparaison entre les vitesses de flammes de méthane-air mesurées et celles calculées à partir des schémas Konnov-Haber et Konnov-Hall, en fonction de la richesse du mélange, pour une température des gaz frais de 27 °C, et de la température des gaz frais, pour une richesse de 0,65.

Concernant la chimiluminescence de OH*, nous ne pouvons effectuer qu'une comparaison qualitative entre résultats numériques et expérimentaux, puisque l'expérience n'était pas prévue pour le comptage de photons. Sur la figure 4.12, nous avons reporté les mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH* ainsi que les calculs de nombres de photons émis par le radical excité, par unité de surface de flamme et par unité de temps, en fonction de la richesse du mélange, à température des gaz frais constante d'une part, et en fonction de la température des gaz frais, pour trois richesses (0,62, 0,65 et 0,68) d'autre part.

Sachant que les photons proviennent de la réaction $\text{OH}^* \Rightarrow \text{OH} (+ h\nu_{\text{OH}^*})$, le taux de production de photons, par unité de volume et de temps, est donné par :

$$\frac{d[\text{photons}]}{dt} = k_{rj} T^{n_j} e^{-E_{Aj}/RT} [\text{OH}^*] N_A, \quad (4.4)$$

où j fait référence à la réaction considérée ($j = 2$ pour le schéma Konnov-Haber, $j = 13$ pour le schéma Konnov-Hall). On peut préciser qu'ici, $n_j = 0$ et $E_{Aj} = 0$ (cf. tableaux 4.1 et 4.2). $[\text{OH}^*]$ est la concentration molaire du radical excité, et N_A est le nombre d'Avogadro.

Le nombre de photons, par unité de surface de flamme et par unité de temps, correspond à ce taux de production de photons intégré sur l'épaisseur de flamme :

$$\text{Nombre de photons} = \int_{\text{domaine}} \frac{d[\text{photons}]}{dt} dx = N_A \int_{\text{domaine}} k_{rj} \cdot [\text{OH}^*] dx \quad (4.5)$$

Nous n'avons pas la possibilité de faire une calibration absolue de l'intensité lumineuse mesurée en nombre de photons par seconde. Alors, afin de comparer l'évolution des résultats numériques avec nos résultats expérimentaux, nous avons ajusté les échelles des graphiques pour faire coïncider les mesures et les simulations numériques à un point de référence : richesse de 0,65 et température des gaz frais de 25 °C.

Il faut noter que la chimiluminescence absolue calculée à partir du schéma Konnov-Haber est beaucoup plus faible que celle calculée à partir du schéma Konnov-Hall. Pour le point de référence ($\phi = 0,65$, $T_u = 25$ °C), la différence est d'un facteur 745. De ce fait, pour pouvoir comparer en même temps les résultats obtenus avec les deux mécanismes et les résultats expérimentaux, nous avons multiplié les valeurs trouvées avec le schéma Konnov-Haber par 745.

Sur la figure 4.12 de gauche, on observe un bon accord entre les mesures et les résultats numériques, en particulier avec le schéma Konnov-Hall. Le schéma Konnov-Haber prédit une variation de la chimiluminescence avec la richesse, à température des gaz frais constante, légèrement plus faible que celle obtenue expérimentalement et celle prédite par le schéma Konnov-Hall.

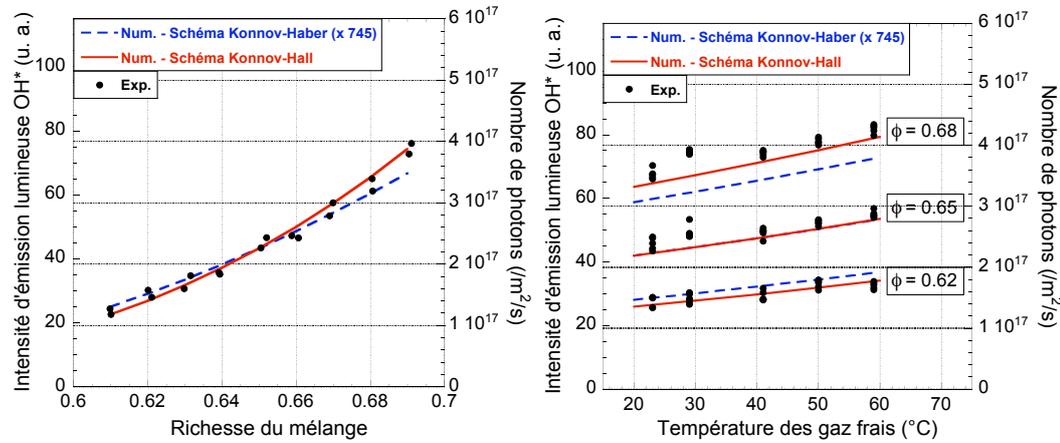


FIG. 4.12 – Comparaison qualitative des mesures d’intensités d’émission lumineuse de OH^* , sur des flammes de méthane-air, avec les calculs de nombres de photons, par unités de temps et de surface de flamme, à partir des schémas Konnov-Haber et Konnov-Hall, en fonction de la richesse du mélange, pour une température des gaz frais de 25 °C, et de la température des gaz frais, pour des richesses de 0,62, 0,65 et 0,68.

Sur la figure 4.12 de droite, on observe une très bonne concordance entre l’influence de la température des gaz frais, à richesse constante, sur la chimiluminescence prédite numériquement avec les deux schémas, et celle trouvée expérimentalement. En revanche, on constate encore que l’influence de la richesse est sous-estimée par le schéma Konnov-Haber.

Enfin, sur la figure 4.13, nous avons reporté les mesures d’intensités d’émission lumineuse de OH^* ainsi que les calculs de nombres de photons émis par le radical excité, par unité de surface de flamme et par unité de temps, en fonction de la consommation massique de carburant, $Y_F \rho U_L$. Pour déterminer la consommation massique de carburant, nous avons choisi d’interpoler la vitesse de flamme laminaire à partir de nos mesures, tandis que la fraction massique de carburant et la densité du mélange frais ont été établies à l’aide de GASEQ ([56]).

La figure 4.13 confirme l’accord qualitatif entre les études expérimentale et numérique, en particulier avec le schéma Konnov-Hall (à droite).

On peut remarquer que, comme les résultats expérimentaux, les calculs numériques révèlent une légère différence entre le comportement à température constante, richesse variable, et celui à richesse constante, température variable. Nous reviendrons sur cette différence dans le paragraphe 4.3.

4.2.4 Influence de la pression

Le but de cette étude sur la chimiluminescence de OH^* est de vérifier si cette chimiluminescence est un bon moyen pour évaluer le taux de consommation massique d’une flamme sujette à des fluctuations de pression acoustique. Nous avons

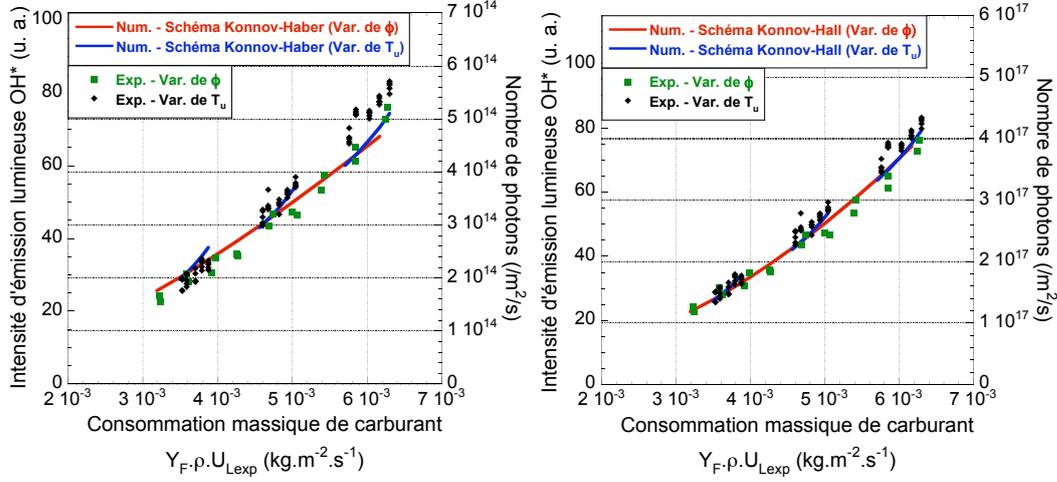


FIG. 4.13 – Comparaison qualitative des mesures d’intensités d’émission lumineuse de OH^* , sur des flammes de méthane-air, avec les calculs de nombres de photons, par unités de temps et de surface de flamme, à partir des schémas Konnov-Haber (à gauche) et Konnov-Hall (à droite), en fonction de la consommation massique de carburant déterminée expérimentalement.

donc voulu nous rendre compte de l’effet d’une variation de pression sur le radical hydroxyle excité.

Expérimentalement, nous n’étions pas équipés pour mesurer l’effet d’une variation de pression statique sur la chimiluminescence de OH^* . Nous avons donc profité de cette étude numérique pour effectuer des calculs, à richesse constante égale à 0,65, en faisant varier la pression de 0,7 à 1,3 Atm, d’une part de façon isotherme pour une température des gaz frais de 20 °C, et d’autre part, de façon adiabatique pour simuler les conditions d’une fluctuation acoustique. Pour la variation adiabatique, nous avons choisi comme point de départ une température de 20 °C pour une pression de 1 Atm. En supposant que le mélange obéit à la loi des gaz parfaits, on a fait varier la pression de 0,7 à 1,3 Atm en faisant varier simultanément la température des gaz frais selon la loi de Laplace : $P^{1-\gamma}T^\gamma = \text{constante}$, où P est la pression en Pa, T la température en K et γ est le rapport des chaleurs spécifiques ($\gamma \simeq 1,4$). Les résultats des calculs sont présentés sur la figure 4.14.

Sur les graphes de la figure 4.14, on observe une diminution de la chimiluminescence de OH^* quand la pression augmente, à richesse constante, que ce soit de façon isotherme ou adiabatique. Cette diminution est prédite par les deux schémas cinétiques considérés : Konnov-Hall et Konnov-Haber. Elle est due au fait que le taux de « quenching » de OH^* augmente plus vite avec la pression que son taux de production.

Cette influence de la pression sur OH^* peut avoir des conséquences sur la phase de nos mesures de réponse de flamme à des fluctuations de pression acoustique. En effet, sachant que la consommation massique augmente avec la pression, si l’intensité

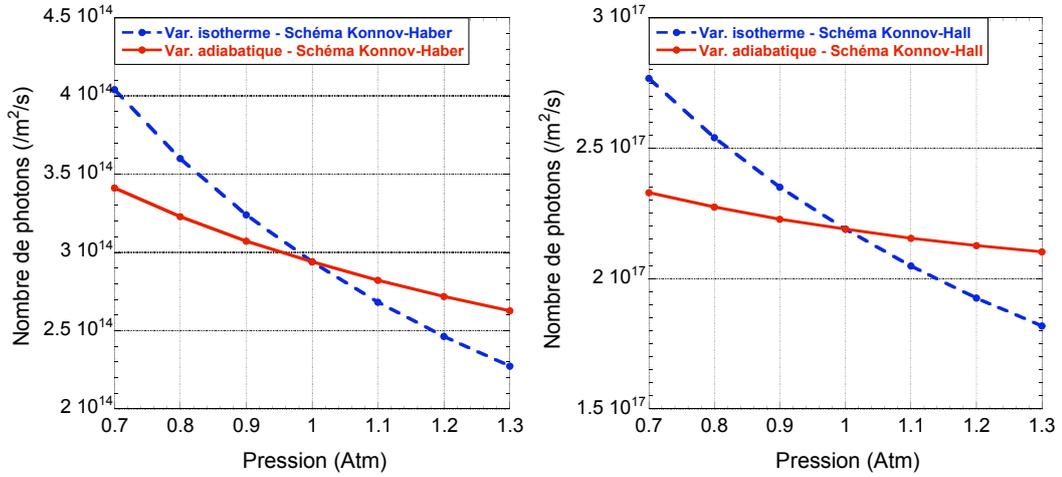


FIG. 4.14 – Chimiluminescence absolue de OH^* , par unité de surface de flamme, calculée numériquement à partir des schémas Konnov-Haber (à gauche) et Konnov-Hall (à droite), pour une richesse de mélange de 0,65, en fonction de la pression statique, selon une variation isotherme ou adiabatique de cette pression.

lumineuse, quant à elle, diminue, cela devrait se traduire par une opposition de phase entre les fluctuations relatives d'intensité lumineuse que nous mesurons et les variations relatives de taux de consommation massique que nous cherchons à évaluer.

Plusieurs auteurs avaient déjà fait savoir que la concentration en OH^* diminuait quand la pression augmentait ([36], [17]), mais leurs études portaient sur des variations de pression isothermes. Or, les ondes acoustiques sont des ondes de compression adiabatique.

Toutefois, Higgins et al. ([36]) ont établi expérimentalement une corrélation entre la chimiluminescence de OH^* , $N_{h\nu_{\text{OH}^*}}$, la richesse du mélange, ϕ , la pression statique, P , et le taux de consommation massique total de la flamme, \dot{m}_T . Ils ont obtenu :

$$N_{h\nu_{\text{OH}^*}} \propto \dot{m}_T \phi^{5,23} P^{-0,86} \quad (4.6)$$

Ici, $\dot{m}_T = \rho U_L S$, où S est la surface de flamme.

Il est important de signaler que les conditions d'expérience de Higgins et al. sont différentes des nôtres, puisqu'ils ont mesuré le nombre de photons total émis par une flamme conique dont la surface totale variait en fonction de la richesse, la pression et le débit injecté, tandis que nos mesures concernent le nombre de photons par unité de surface, le débit massique n'étant pas un paramètre indépendant. De plus, les mesures de Higgins et al. ont été faites à plus haute pression (0,5 à 2,5 MPa).

Malgré tout, cette corrélation n'est pas incompatible avec nos mesures. Nous avons donc reporté, sur la figure 4.15, le nombre de photons estimé par la corrélation de Higgins et al., à une constante de proportionnalité près, à surface de flamme et

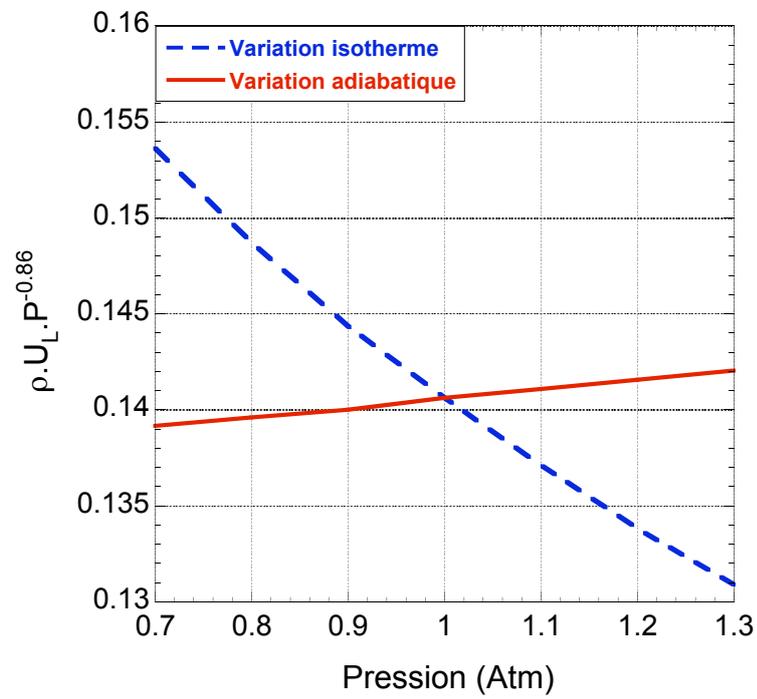


FIG. 4.15 – Évolution de la chimiluminescence de OH*, par unité de surface de flamme, selon la corrélation de Higgins et al., pour une richesse de mélange constante, égale à 0,65, en fonction de la pression statique, selon une variation isotherme ou adiabatique de cette pression.

richesse de mélange constantes, dans le cas de variations de pression isotherme et adiabatique. Les densités et vitesses de flamme ont été calculées numériquement.

Sur la figure 4.15, on peut voir que, d'après la corrélation de Higgins et al., à surface de flamme constante et richesse de mélange constante, le nombre de photons diminue quand la pression augmente de façon isotherme, mais qu'il augmente quand la pression augmente de façon adiabatique. Par conséquent, si l'on en croit cette corrélation empirique, en présence d'un champ acoustique à basse fréquence, les fluctuations relatives d'intensité lumineuse de OH* devraient être en phase avec les variations relatives de taux de consommation massique, contrairement aux tendances données par les calculs. Malgré cette incertitude, il faudra prendre en compte l'effet de la pression dans la relation entre chimiluminescence de OH* et consommation massique de la flamme, notamment pour corriger nos résultats sur l'amplitude de la réponse de flamme à des fluctuations de pression.

4.2.5 Temps de vie de OH*

Nous cherchons à présent à vérifier que le temps de vie de OH* est nettement plus court que le temps acoustique dans nos conditions d'expérience, afin d'être certains qu'à nos fréquences d'excitation acoustique, l'émission lumineuse du radical hydroxyle excité suit instantanément l'activité chimique de la flamme.

Le temps de vie de OH* est défini par :

$$\tau_{\text{OH}^*} = \frac{1}{A_{21} + Q_{\text{OH}^*}} \quad (4.7)$$

où A_{21} est le taux d'émission spontanée (coefficient d'Einstein) de OH*, et Q_{OH^*} est le taux de « quenching » de OH*, qui dépend essentiellement de la pression.

Le taux d'émission spontanée de OH*, A_{21} , correspond à la constante de réaction de la désexcitation par rayonnement : $\text{OH}^* \rightarrow \text{OH} + h\nu_{\text{OH}^*}$. Selon la plupart des auteurs, dont Haber, $A_{21} = 1,45 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ (cf. tableau 4.1, [28, 67, 70, 48, 66, 16]). D'après Hall et Petersen, entre autres, $A_{21} = 1,40 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ (cf. tableau 4.2, [30, 34, 29]). Ainsi, à pression nulle, pour un radical isolé, sans collisions ($Q_{\text{OH}^*} = 0$), le temps de vie de OH* est de l'ordre de 0,7 μs . Ce temps de vie est appelé « temps de vie radiatif » de OH*.

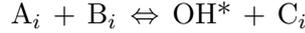
À basse pression (25 Torr, soit environ 33 mBar), les mesures de Tamura et al. ([67]) donnent un taux de « quenching » de OH*, Q_{OH^*} , de l'ordre de $2,4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, ce qui implique un temps de vie de OH* de l'ordre de 40 ns.

Notre étude numérique nous a permis de calculer le temps de vie moyen du radical hydroxyle excité, à pression atmosphérique.

Pour cela, nous avons considéré le taux de désexcitation total de OH* (par rayonnement et « quenching »), exprimé en moles par unités de surface de flamme et de temps, soit $(A_{21} + Q_{\text{OH}^*})[\text{OH}^*]_{\text{int}}$, $[\text{OH}^*]_{\text{int}}$ étant la concentration en OH* intégrée

sur l'épaisseur de flamme, en moles par unité de surface. Or, dans une flamme stationnaire, ce taux de désexcitation total de OH* est rigoureusement égal au taux de production de OH*, en moles par unités de surface et de temps, qui est plus facile à calculer car il fait intervenir moins de réactions.

Les réactions de production de OH* se mettent sous la forme :



Le taux de production de OH*, en moles par unités de volume et de temps, s'écrit alors :

$$\frac{d[OH^*]}{dt} = \sum_i k_{ri} T^{n_i} e^{-E_{Ai}/RT} [A_i][B_i] \quad (4.8)$$

où $[]$ représente une concentration en moles par unité de volume.

Intégré sur l'épaisseur de flamme, ce taux de production est donc égal au taux de désexcitation total de OH* : $(A_{21} + Q_{OH^*})[OH^*]_{\text{int}}$, en moles par unités de surface et de temps. En divisant par $[OH^*]_{\text{int}}$, on peut alors aisément en déduire le taux de quenching de OH*, Q_{OH^*} en s^{-1} .

Dans le schéma Konnov-Haber, la seule réaction de production de OH* est : $HCO + O \Leftrightarrow OH^* + CO$. Avec ce schéma, dans toute la gamme de variations de richesse et de température, la concentration intégrée en OH*, $[OH^*]_{\text{int}}$, est comprise entre $1,7 \cdot 10^{-20}$ mol/cm² et $5,0 \cdot 10^{-20}$ mol/cm². Le taux de « quenching » de OH*, Q_{OH^*} , est de l'ordre de $3,1 \cdot 10^{12} s^{-1}$. Quant au temps de vie du radical hydroxyle excité, il serait finalement de l'ordre de $3 \cdot 10^{-13}$ s, selon ce schéma.

Dans le schéma Konnov-Hall, OH* est produit par les deux réactions suivantes : $CH + O_2 \Leftrightarrow OH^* + CO$ et $H + O + M \Leftrightarrow OH^* + M$. Avec ce schéma, dans toute la gamme de variations de richesse et de température, la concentration intégrée en OH*, $[OH^*]_{\text{int}}$, est comprise entre $1,4 \cdot 10^{-17}$ mol/cm² et $4,9 \cdot 10^{-17}$ mol/cm². Le taux de « quenching » de OH*, Q_{OH^*} , est de l'ordre de $4,7 \cdot 10^8 s^{-1}$. Quant au temps de vie du radical hydroxyle excité, il serait finalement de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9}$ s.

Dans les deux cas, le temps de vie estimé de OH* est extrêmement court. On s'étonne tout de même du temps de vie excessivement court estimé à partir du schéma Konnov-Haber. En effet, d'après la théorie cinétique des gaz, la fréquence de collisions est de l'ordre de $5 \cdot 10^9$ collisions/s, ce qui donne un temps entre collisions de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$ s. Or, il semble improbable que la durée de vie du radical hydroxyle excité soit inférieure au temps entre collisions.

Par ailleurs, si on extrapole, très grossièrement, les résultats expérimentaux de Tamura et al. ([67]) à la pression atmosphérique, en supposant une dépendance linéaire du taux de « quenching » avec la pression, on obtient : $Q_{OH^*} \sim 7,4 \cdot 10^8 s^{-1}$ et donc $\tau_{OH^*} \sim 1,35 \cdot 10^{-9}$ s, avec $A_{21} = 1,45 \cdot 10^6 s^{-1}$. Le résultat de cette extrapolation

est donc bien éloigné du résultat obtenu à partir du schéma Konnov-Haber, ce qui confirme nos doutes sur ce schéma.

En revanche, la durée de vie de OH^* , ainsi que le taux de « quenching », estimés à partir du schéma Konnov-Hall, paraissent raisonnables.

Finalement, on peut en conclure que le temps de vie de OH^* est très court, de l'ordre de 2.10^{-9} s selon le schéma Konnov-Hall, et beaucoup plus court que le temps acoustique de nos expériences. Nous sommes ainsi assurés que ce radical est à l'état quasi stationnaire et qu'il suit instantanément l'activité chimique de la flamme, jusqu'à des fréquences bien plus élevées que nos fréquences d'excitation acoustique ($\sim 0,1$ à 1 kHz).

Par ailleurs, en traçant des profils de concentrations d'espèces, nous avons également pu vérifier que OH^* était bien localisé au niveau de la zone de réaction de la flamme (cf. annexe F).

4.3 Analyse des résultats

Cette étude nous a permis d'observer une relation linéaire, non proportionnelle, entre la chimiluminescence de OH^* et le taux de consommation massique de carburant d'une flamme de prémélange parfaitement plane, à pression constante, pour une richesse de mélange comprise entre 0,6 et 0,7, et une température des gaz frais variant de 20 à 60 °C. Cette relation se met sous la forme : $I_{\text{OH}^*} = A(\dot{m} - \dot{m}_0)$. On peut en déduire une relation entre les fluctuations relatives de taux de consommation massique et les fluctuations d'intensité d'émission lumineuse de OH^* , quand la richesse du mélange et la température des gaz frais varient, telle que :

$$\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}}{I_{\text{OH}^*}} \left(1 - \frac{\dot{m}_0}{\dot{m}} \right), \quad (4.9)$$

où $\dot{m}_0 \simeq 2,1.10^{-3}$ kg/m²/s.

Un bon accord qualitatif a été observé entre l'étude expérimentale et l'étude numérique, en particulier avec le schéma Konnov-Hall. La figure 4.16 (correspondant à la figure 4.13 de droite) met en valeur le comportement linéaire de la chimiluminescence avec le taux de consommation massique de carburant, quand la richesse du mélange et la température des gaz frais varient, ainsi que le bon accord qualitatif entre les mesures et les calculs à partir du schéma Konnov-Hall.

Il faut cependant rappeler la raison de cette étude. Nous cherchons ici une relation qui nous permette de corriger nos mesures de fluctuations relatives d'intensité d'émission lumineuse de OH^* afin de retrouver les fluctuations relatives de taux de consommation massique correspondantes, dans le cas d'une flamme soumise à des oscillations de pression acoustique. Or, pour effectuer une telle correction, la relation (4.9) n'est pas suffisante puisqu'elle ne prend pas en compte les effets de variation de

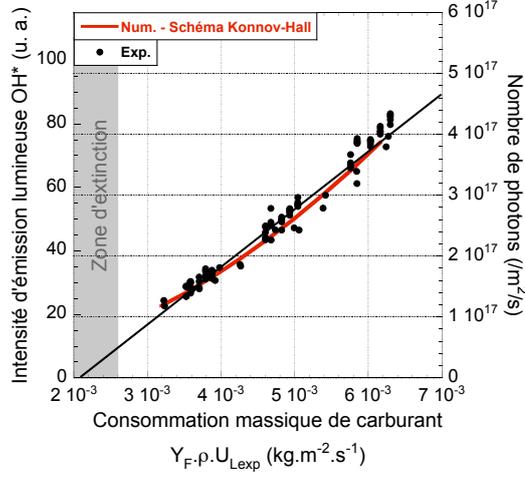


FIG. 4.16 – Mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , sur des flammes de méthane-air, et calculs de nombres de photons, par unités de temps et de surface de flamme, à partir du schéma Konnov-Hall, en fonction de la consommation massique de carburant déterminée expérimentalement.

pression. Cette relation permet donc de valider le schéma cinétique retenu, mais pas de relier les fluctuations de chimiluminescence de OH^* aux fluctuations de consommation massique de la flamme en réponse à des oscillations de pression.

Nous avons vu, tout au long de cette étude, que la chimiluminescence dépendait non seulement de la consommation massique de la flamme, ρU_L , mais aussi de la richesse du mélange, ϕ , de la température des gaz frais, T_u , et de la pression, P . Nous allons donc essayer de trouver une relation du type :

$$I_{\text{OH}^*} = C \cdot \rho U_L \cdot f(\phi) \cdot g(T_u) \cdot h(P), \quad (4.10)$$

où C est une constante, et $f(\phi)$, $g(T_u)$ et $h(P)$ sont des fonctions de la richesse, de la température des gaz frais et de la pression, respectivement. Ces trois fonctions décrivent les variations de $I_{\text{OH}^*}/(\rho U_L)$ avec ϕ , T_u et P , c'est-à-dire les variations de l'intensité de chimiluminescence distinctes d'une simple proportionnalité avec le débit massique.

Nous cherchons les fonctions $f(\phi)$, $g(T_u)$ et $h(P)$ sous la forme :

$$f(\phi) = \phi^x \quad (4.11)$$

$$g(T_u) = T_u^y \quad (4.12)$$

$$h(P) = P^z \quad (4.13)$$

Dans notre gamme limitée de variation des paramètres ϕ , T_u et P , la forme de la loi de variation (polynôme, loi de puissance, ...) n'a pas beaucoup d'importance et aboutira au même résultat final. Une corrélation en loi de puissance est facile à manipuler, et nous permettra d'utiliser les résultats expérimentaux de Higgins et al. pour la variation de pression, que nous n'avons pas pu étudier.

Sur la figure 4.17, nous avons reporté les mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , divisées par la consommation massique, ρU_L (avec U_L interpolée à partir de nos mesures), en fonction de la richesse du mélange, pour une température des gaz frais de 25 °C. Ces mesures ayant été faites à pression constante et température des gaz frais constante, on peut en déduire $f(\phi)$.

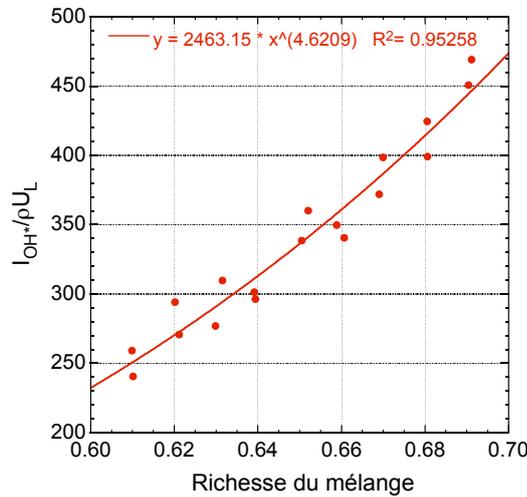


FIG. 4.17 – Mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , divisées par la consommation massique, ρU_L (avec U_L interpolée à partir de nos mesures), en fonction de la richesse du mélange, pour une température des gaz frais de 25 °C.

On obtient : $f(\phi) = \phi^{4.62}$, avec une relativement bonne précision ($R^2 \simeq 0,95$).

Sur la figure 4.18 de gauche, nous avons reporté les mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , divisées par la consommation massique, ρU_L (avec U_L interpolée à partir de nos mesures), en fonction de la température des gaz frais, pour des richesses de 0,62, 0,65 et 0,68. Sur la figure 4.18 de droite, nous avons reporté les mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , divisées par la consommation massique, $\rho U_L \phi^{4.62}$, en fonction de la température des gaz frais. Ces mesures ayant été faites à pression constante, on peut en déduire $g(T_u)$.

Étant donnée la dispersion des mesures, la détermination de $g(T_u)$ est imprécise. Nous retiendrons :

$$g(T_u) = T_u^{0,85 \pm 0,15} \quad (4.14)$$

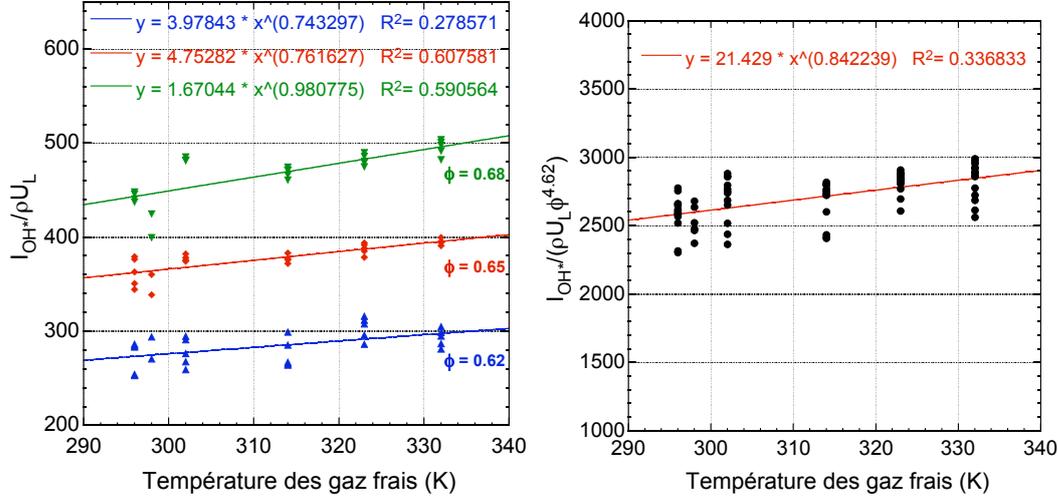


FIG. 4.18 – À gauche : mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , divisées par la consommation massique, ρU_L (avec U_L interpolée à partir de nos mesures), en fonction de la température des gaz frais, pour des richesses de 0,62, 0,65, et 0,68. À droite : mesures d'intensités d'émission lumineuse de OH^* , I_{OH^*} , divisées par la consommation massique, $\rho U_L \phi^{4.62}$, en fonction de la température des gaz frais.

N'ayant pas la possibilité de trouver $h(P)$ avec nos moyens expérimentaux, deux possibilités s'offrent à nous. Nous pouvons, d'une part, exploiter le travail de Higgins et al. et donc poser :

$$h(P) = P^{-0,86} \quad (4.15)$$

D'autre part, nous pouvons nous fier aux calculs numériques, à partir du schéma Konnov-Hall, qui, jusqu'ici, étaient en bon accord avec nos mesures. Sur la figure 4.19, nous avons reporté les calculs de nombres de photons ($/\text{m}^2/\text{s}$) divisés par la consommation massique, ρU_L (en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$) déterminée numériquement, en fonction de la pression, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais constante de 25°C .

D'après les calculs, on a :

$$h(P) = P^{-1,28} \quad (4.16)$$

Ainsi, on peut considérer une corrélation entre l'intensité d'émission lumineuse de OH^* et le taux de consommation massique d'une flamme de méthane-air :

$$I_{\text{OH}^*} \propto \rho U_L \cdot \phi^x \cdot T_u^y \cdot P^z, \quad (4.17)$$

avec $x = 4,62$, $y = 0,85 \pm 0,15$ et $z = -0,86$ ou $z = -1,28$.

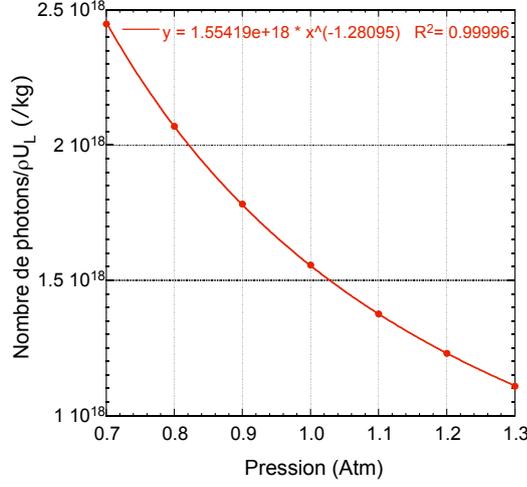


FIG. 4.19 – Chimiluminescence absolue de OH^* , calculée à partir du schéma Konnov-Hall, divisée par la consommation massique, $\rho.U_L$, déterminée numériquement, en fonction de la pression, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais constante de 25 °C.

La corrélation (4.17) implique alors :

$$\frac{dI_{\text{OH}^*}}{I_{\text{OH}^*}} = \frac{d\dot{m}}{\dot{m}} + x \frac{d\phi}{\phi} + y \frac{dT_u}{T_u} + z \frac{dP}{P} \quad (4.18)$$

Pour l'étude de la réponse de flamme à des fluctuations de pression acoustique, toutes les mesures sont effectuées à richesse constante, d'où $d\phi = 0$. De plus, les ondes acoustiques étant des ondes de compression adiabatique, les variations relatives de température sont liées aux variations relatives de pression par la loi de Laplace : $dT_u/T_u = ((\gamma - 1)/\gamma)dP/P$, où γ est le rapport des chaleurs spécifiques ($\gamma \simeq 1,4$).

Dans notre cas, les oscillations de pression correspondent à l'amplitude de la pression acoustique p_a et sont normalisées par le produit $\rho_u c_u^2 = \gamma P$.

Finalement, on aboutit à la relation qui nous permettra de corriger nos mesures de réponse de flamme à des fluctuations de pression :

$$\frac{\delta\dot{m}/\dot{m}}{p_a/\rho c^2} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}}{p_a/\rho c^2} - (\gamma - 1)y - \gamma z \quad (4.19)$$

En prenant $\gamma = 1,4$, $y = 0,85 \pm 0,15$ et $z = -0,86$ ou $z = -1,28$, on a :

$$\frac{\delta\dot{m}/\dot{m}}{p_a/\rho c^2} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}}{p_a/\rho c^2} + 0,86 \pm 0,07 \quad (\text{où } h(P) = P^{-0,86}), \quad (4.20)$$

ou

$$\frac{\delta\dot{m}/\dot{m}}{p_a/\rho c^2} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}}{p_a/\rho c^2} + 1,45 \pm 0,07 \quad (\text{où } h(P) = P^{-1,28}). \quad (4.21)$$

On note ici que l'imprécision sur $g(T_u)$ n'a qu'une faible répercussion sur les corrélations (4.20) et (4.21), puisqu'elle induit des incertitudes respectives d'environ 8 % et 5 % sur la constante de correction.

Il est essentiel de signaler qu'en considérant la corrélation en fonction de la pression déterminée numériquement, il faudra tenir compte d'une opposition de phase entre les variations relatives d'intensité lumineuse et les variations relatives de taux de consommation massique.

Chapitre 5

Analyse des résultats

L'étude de la relation entre l'émission lumineuse du radical excité OH^* et le taux de consommation massique de flammes de prémélange laminaire nous permet d'évaluer plus précisément les fluctuations de consommation massique ou de dégagement de chaleur à comparer aux analyses théoriques.

5.1 Correction des résultats

Précédemment, nous avons trouvé une relation, pour des flammes de méthane-air, entre la réponse de flamme à des oscillations de pression mesurée en termes d'émission lumineuse du radical OH^* et la réponse du taux de consommation massique de flamme. Cette relation (4.19) permet de tenir compte des variations de l'intensité de chimiluminescence qui ne sont pas directement liées aux variations de flux de masse à travers la flamme, mais probablement dues au mécanisme de « quenching » de OH^* .

Deux corrections possibles ont été obtenues, l'une à partir de la corrélation expérimentale de Higgins et al. ([36]), l'autre à partir de simulations numériques (relations (4.20) et (4.21) respectivement), dans le cas de flammes stationnaires en mélanges pauvres pour lesquelles le taux de consommation massique est directement proportionnel au taux de dégagement de chaleur. En l'absence d'information plus directe, nous ferons l'hypothèse que ces corrections s'appliquent également au régime instationnaire. On peut donc écrire :

$$\frac{\delta\dot{q}/\dot{q}}{p_a/\rho c^2} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}}{p_a/\rho c^2} + 0,86 \pm 0,07 \quad (\text{correction expérimentale}) \quad (5.1)$$

ou

$$\frac{\delta\dot{q}/\dot{q}}{p_a/\rho c^2} = \frac{\delta I_{\text{OH}^*}/I_{\text{OH}^*}}{p_a/\rho c^2} + 1,45 \pm 0,07 \quad (\text{correction numérique}) \quad (5.2)$$

Il faut cependant rappeler que la correction obtenue en partie à partir des simulations numériques implique une opposition de phase entre la pression acoustique et l'intensité lumineuse (cf. paragraphe 4.2.4). Or ceci n'est pas cohérent avec nos enregistrements montrant des signaux d'intensité lumineuse et de pression acoustique en phase. Pour illustrer cette incohérence, nous avons reporté deux acquisitions moyennées de signaux de pression acoustique et d'intensité lumineuse sur la figure 5.1.

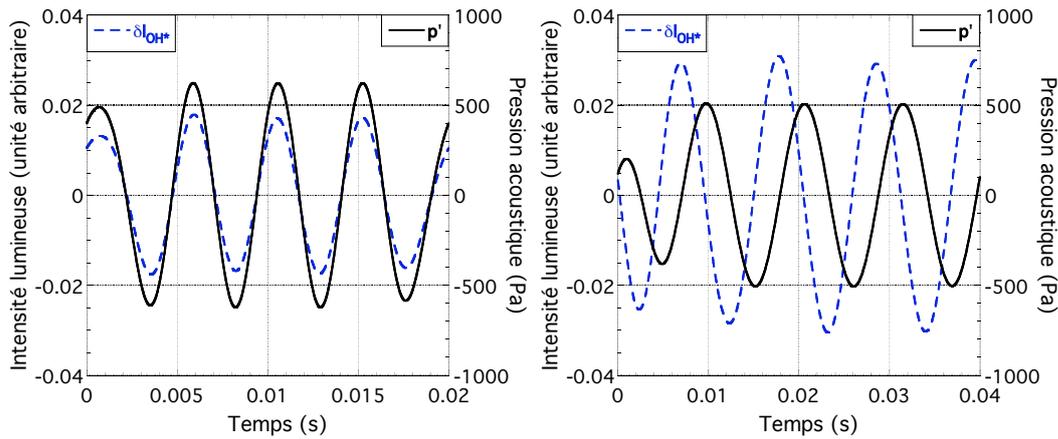


FIG. 5.1 – Acquisitions temporelles moyennées de signaux de pression acoustique et de fluctuations d'intensité lumineuse du radical OH^* , effectuées avec des flammes planes de méthane-air soumises à des excitations de pression acoustique à des fréquences de 213 Hz (à gauche) et de 92 Hz (à droite), correspondant à des fréquences réduites de 2,54 et 0,6 respectivement.

Sur le graphe de gauche, on peut voir une acquisition à la fréquence d'excitation de 213 Hz pour une flamme de méthane-air dont la vitesse laminaire est d'environ 10,1 cm/s, correspondant à une fréquence réduite de 2,54. La modulation de pression au niveau du capteur, en phase avec celle au niveau de la flamme, est d'environ 1240 Pa. Le déphasage entre la fluctuation d'intensité lumineuse et la pression acoustique est quasiment nul.

Sur le graphe de droite, on peut voir une acquisition à la fréquence d'excitation de 92 Hz pour une flamme de méthane-air dont la vitesse laminaire était d'environ 13,7 cm/s, correspondant à une fréquence réduite de 0,6. La modulation de pression au niveau du capteur, en phase avec celle au niveau de la flamme, était d'environ 1000 Pa. Le déphasage entre la fluctuation d'intensité lumineuse et la pression acoustique est légèrement supérieur à $\pi/2$. Il s'agit du déphasage maximal mesuré.

Il en résulte que la correction calculée à partir des simulations numériques ne peut pas être retenue : le schéma cinétique reproduit bien l'évolution de la chimiluminescence de OH^* avec la température des gaz frais et la richesse du mélange, mais l'évolution avec la pression est en contradiction avec nos mesures et celles de Higgins et al. ([36]). Nous considérerons donc uniquement la première correction obtenue à partir de nos expériences et de celles de Higgins et co-auteurs, correspondant aux relations (4.20) et (5.1).

Il faut préciser que, bien que ces relations aient été obtenues pour des flammes de méthane-air, nous supposons qu'elles sont également valables pour des flammes de propane-air, puisque la correction induite est due à des dépendances de l'émission de OH^* , en température et en pression, qui ne sont pas directement liées à la nature du carburant.

Pour conforter cette supposition, nous avons calculé numériquement la chimi-luminescence absolue de OH^* et la consommation massique, ρU_L , de flammes de propane-air stationnaires, avec le schéma cinétique Konnov-Hall (cf. paragraphe 4.2.2), en faisant varier indépendamment la richesse du mélange, ϕ , la température des gaz frais, T_u , et la pression statique, P . Les résultats conduisent à la relation : $I_{\text{OH}^*} \propto \rho U_L \cdot \phi^{5,14} \cdot T_u^{0,81} \cdot P^{-1,27}$. Les mêmes calculs pour les flammes de méthane-air donnaient : $I_{\text{OH}^*} \propto \rho U_L \cdot \phi^{5,72} \cdot T_u^{0,82} \cdot P^{-1,28}$. Les relations entre l'intensité d'émission de OH^* et la consommation massique obtenues sont donc bien similaires pour les deux carburants. La principale différence porte sur l'exposant de la richesse, qui ne nous concerne pas directement puisque les mesures de réponse de flamme ont été faites à richesse constante.

Par ailleurs, au cours de notre étude sur la relation entre l'émission de OH^* et le taux de consommation massique de flamme, nous avons effectué des mesures de vitesses de flammes de méthane-air. Ces mesures imposent de corriger nos estimations de fréquences réduites, $\omega\tau_t = \omega D_{th}/U_L^2$, relatives à nos mesures de réponse de flammes de méthane. Pour des raisons historiques, ces fréquences réduites avaient d'abord été calculées à partir des vitesses de flammes laminaires mesurées par Yamaoka et Tsuji ([74]). Concernant la réponse de flammes de propane, nous avons choisi d'utiliser les mesures de vitesses de Bosschaart et De Goey ([2]). Ce choix vient du fait que pour les flammes de méthane-air, nos mesures de vitesses sont nettement plus proches de celles de Bosschaart et De Goey que de celles de Yamaoka et Tsuji utilisées de prime abord (cf. paragraphe 4.1.2).

Enfin, ces différentes corrections impliquent une ré-évaluation des incertitudes de mesures. Pour l'amplitude de la réponse de flamme, l'incertitude est à présent estimée à $\pm 0,6$, au lieu de $\pm 0,5$, en raison de l'incertitude sur la constante corrective. Quant à l'incertitude sur la fréquence réduite, elle est à présent estimée à $\pm 10\%$ pour les mesures sur des flammes de méthane-air, au lieu de $\pm 7\%$, en tenant compte de l'erreur sur nos mesures de vitesses de flammes d'environ $\pm 2\%$. Pour les mesures sur des flammes de propane-air, l'incertitude sur la fréquence réduite est maintenant évaluée à $\pm 15\%$, en supposant que l'erreur possible sur les vitesses de flammes mesurées par Bosschaart et De Goey est de l'ordre de $\pm 5\%$, ce qui correspond à l'écart constaté entre nos mesures de vitesses de flammes de méthane-air et celles de ces auteurs (cf. paragraphe 4.1.2).

5.2 Présentation des résultats corrigés

La correction des résultats expérimentaux pour la réponse de flamme consiste donc à ajouter une constante à la réponse de flamme en termes d'émission lumineuse du radical OH^* afin d'obtenir la réponse de flamme en termes de taux de consommation massique ou de taux de dégagement de chaleur. Ainsi cette correction concerne uniquement la valeur absolue de l'amplitude de la réponse de flamme expérimentale, et non la phase de cette réponse, et ne modifie pas l'évolution de cette réponse avec la fréquence réduite.

La correction concernant la fréquence réduite n'entraîne, quant à elle, qu'une légère dilatation horizontale des points de mesures.

5.2.1 Comparaison avec la réponse analytique du taux de consommation massique de flamme

À la vue des premiers résultats présentés dans le chapitre 3, la remarque précédente permet d'ores et déjà d'affirmer que, malgré les corrections, nos résultats expérimentaux resteront en désaccord avec la réponse du taux de consommation massique de flamme calculée analytiquement.

Sur les figures 5.2 et 5.3, nous avons reporté les résultats corrigés pour des flammes de méthane-air et de propane-air respectivement, ainsi que la réponse du taux de consommation massique calculée analytiquement avec des nombres de Lewis de 0,6 et 1 pour le méthane, et de 1 et 1,8 pour le propane. Ces nombres de Lewis ont été choisis de manière à encadrer le nombre de Lewis effectif du carburant utilisé pour l'expérience, sachant qu'il est de l'ordre de 0,85 pour le méthane et de l'ordre de 1,7 pour le propane, en mélange pauvre dans l'air.

La correction de l'amplitude et de la fréquence réduite ne modifie pas substantiellement les conclusions antérieures (cf. paragraphe 3.1.1) et la tendance expérimentale contredit toujours la croissance de l'amplitude de la réponse en $\sqrt{\omega\tau_t}$ prévue par l'analyse.

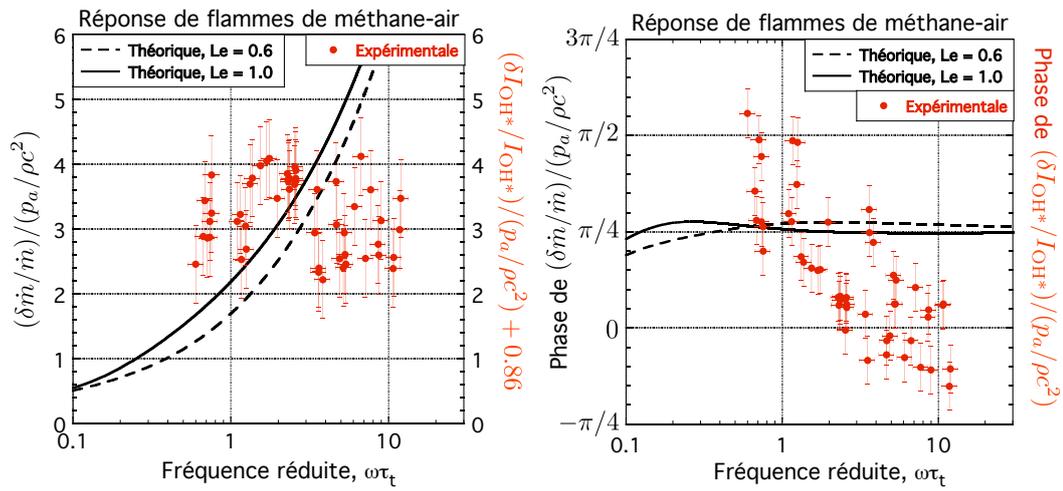


FIG. 5.2 – Amplitude corrigée (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de consommation massique de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1.

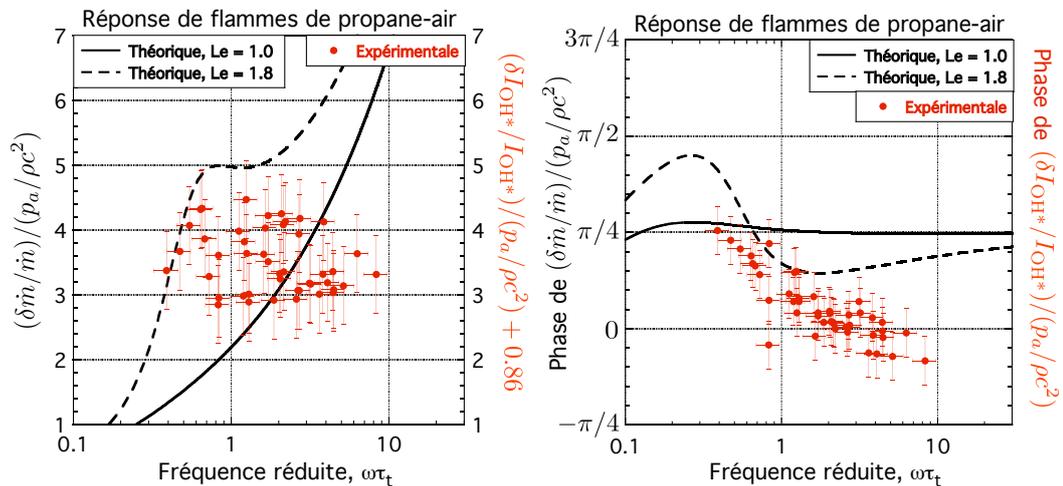


FIG. 5.3 – Amplitude corrigée (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de consommation massique de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 1 et 1,8.

5.2.2 Comparaison avec la réponse analytique du taux de dégagement de chaleur de flamme

Sur les figures 5.4 et 5.5, nous avons reporté les réponses expérimentales de flammes de méthane-air et de propane-air respectivement, comparées aux réponses analytiques du taux de dégagement de chaleur pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1, et de 1 et 1,8 respectivement.

Sur les graphes de gauche, illustrant les amplitudes des différentes réponses de flamme, on peut voir que la correction des résultats expérimentaux augmente le désaccord quantitatif entre ces résultats et les évaluations analytiques. Les valeurs réduites obtenues pour le méthane se situent entre 2,2 et 4,2 (sans tenir compte des incertitudes) alors que la valeur asymptotique est de 2. Pour le propane, les valeurs réduites se situent entre 2,8 et 4,5 et restent majoritairement au-dessus des valeurs théoriques, même lorsqu'on prend en compte la forte résonance calculée avec $Le = 1,8$. Il en résulte que l'analyse théorique, basée sur un modèle de flamme simple, sous-estime la réponse de flamme à des oscillations de pression, en termes de taux de dégagement de chaleur.

Les graphes de droite illustrent les phases des différentes réponses de flamme. Les résultats expérimentaux n'ont pas eu à subir de correction, hormis celle concernant la fréquence réduite. On peut donc faire les mêmes observations que celles mentionnées dans le chapitre 3 (cf. paragraphe 3.1.2), à savoir que l'analyse sous-estime l'évolution, avec la fréquence réduite, du déphasage entre les fluctuations du taux de dégagement de chaleur et les oscillations de pression pour les flammes de méthane-air, mais que, pour les flammes de propane-air, les prédictions analytiques sont en meilleur accord avec nos mesures.

La tendance générale de la réponse en phase expérimentale semble cependant indiquer que le phénomène est bien décrit par sa fréquence réduite par le temps de transit, la phase ayant une évolution maximale pour $\omega\tau_t \sim 1$. Il reste donc à voir si les hypothèses simplificatrices utilisées pour effectuer les calculs analytiques ne conduisent pas à sous-estimer l'amplitude de la réponse de flamme aux oscillations de pression.

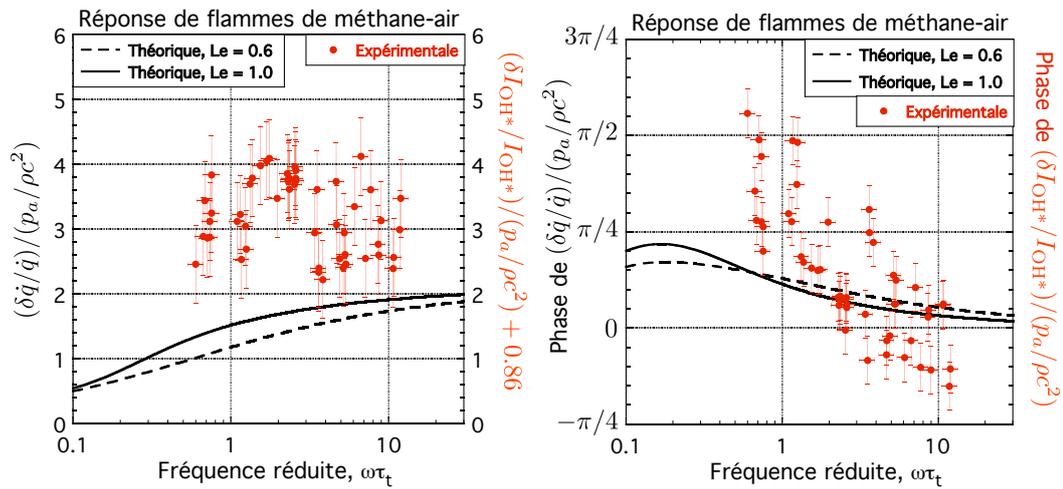


FIG. 5.4 – Amplitude corrigée (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 0,6 et 1.

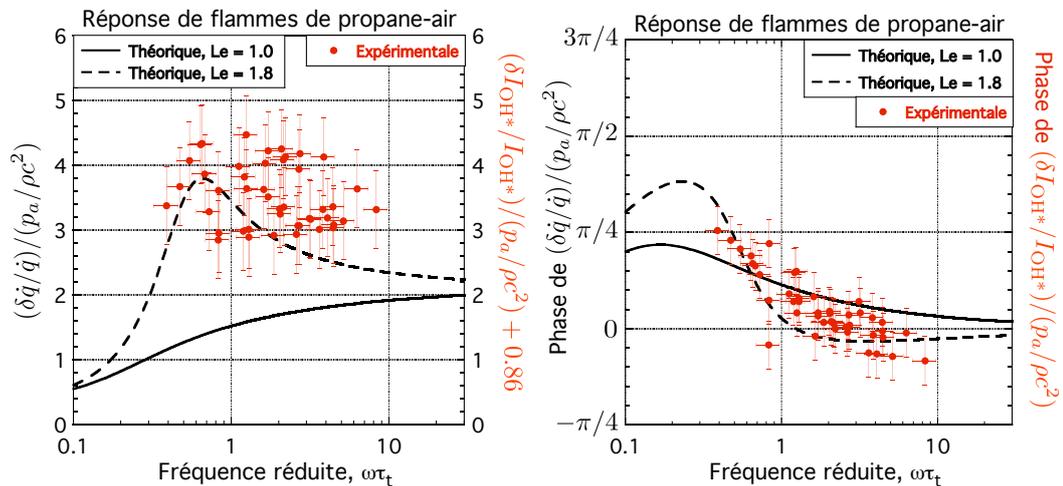
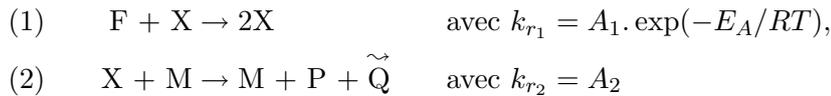


FIG. 5.5 – Amplitude corrigée (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement pour des nombres de Lewis de 1 et 1,8.

5.3 Présentation d'une nouvelle analyse théorique

En supposant que le désaccord entre les résultats expérimentaux et analytiques soit dû au modèle de flamme, Clavin et Searby ([10]) ont calculé analytiquement la réponse instationnaire d'une flamme décrite par un modèle de cinétique chimique à deux étapes ([18]), avec une réaction irréversible de branchement de chaîne et une réaction irréversible de rupture de chaîne :



Ici, F représente une espèce réactive (carburant), X un radical intermédiaire (grossièrement H dans la réaction (1) et H₂ ou CO dans la réaction (2)), M une espèce neutre, P les produits de combustion et $\tilde{\text{Q}}$ le dégagement de chaleur.

La réaction de branchement de chaînes (1) est auto-catalytique et suppose qu'une espèce intermédiaire X attaque une espèce réactive F pour produire plus de radicaux intermédiaires, avec une constante de réaction suivant une loi d'Arrhenius, impliquant une grande sensibilité à la température.

La réaction de rupture de chaîne (2) suit la réaction (1) et détruit les radicaux intermédiaires en libérant de la chaleur et en produisant des produits de combustion. Comme cette étape est très exothermique, il n'y a pas d'énergie d'activation. La présence d'une deuxième espèce M est nécessaire pour permettre la conservation simultanée de l'énergie et de la quantité de mouvement. Cette cinétique à deux étapes est caractérisée par une « température de croisement », T_c , inférieure à la température adiabatique de flamme et définie par l'égalité des vitesses des réactions (1) et (2). En-dessous de cette température de croisement, la flamme s'éteint. Cette température de croisement est une constante chimique, indépendante de la richesse et de la température des gaz frais.

Ce modèle est en fait un modèle simplifié de ceux développés par Zeldovich en 1961 ([75]) et par Liñan en 1971 ([47]) qui considéraient une réaction de rupture de chaîne du deuxième ordre : $\text{X} + \text{X} \rightarrow \text{P} + \tilde{\text{Q}}$ (avec k_r constante).

Dans le modèle utilisé par Clavin et Searby, la réaction de rupture de chaîne (2) a été simplifiée à une réaction du premier ordre, ce qui a facilité les calculs analytiques de réponse de flamme instationnaire.

Deux variantes de ce modèle à deux étapes ont été considérées. La première variante, appelée « modèle I », suppose que la réaction de rupture de chaîne (2) peut avoir lieu partout où le radical intermédiaire est présent. La deuxième variante, appelée « modèle II », suppose que la réaction (2) est gelée dans la zone de préchauffage et n'est possible qu'à partir de la température de croisement.

L'analyse théorique de la réponse de flamme à des fluctuations de pression basée sur ces modèles à deux étapes est présentée en détail dans [10]. Nous nous contente-

rons ici de présenter les résultats de cette analyse et de les comparer à nos résultats expérimentaux.

Il faut toutefois souligner une autre différence majeure entre l'analyse basée sur le modèle classique à une étape et celle basée sur ces modèles à deux étapes. Cette différence concerne la prise en compte de la dépendance directe en pression des taux de réaction ainsi que du produit $\rho^2 D$ où ρ est la densité et D est une diffusivité (thermique ou massique). En effet, comme nous l'avons remarqué dans le chapitre 1, les analyses de Clavin, Pelcé et He ([9]) et de McIntosh ([52]) du modèle à une étape ont été faites avec l'approximation $\rho^2 D = \text{constante}$, et l'effet direct de la pression sur le taux de réaction, à travers le facteur pré-exponentiel, a été négligé devant l'effet de la température. En revanche, dans leur analyse des modèles à deux étapes, Clavin et Searby ([10]) ont gardé la dépendance en pression des taux de réaction et de $\rho^2 D$ à travers trois exposants : n_1 et n_2 pour la dépendance en pression des deux taux de réaction, et n_D pour $\rho^2 D$. En mettant ces exposants à zéro, il est possible de faire une comparaison directe entre les modèles à deux étapes et le modèle à une étape. Néanmoins, dans les modèles à deux étapes, il s'avère que la dépendance directe en pression du premier taux de réaction (réaction (1)) n'intervient pas dans le résultat final. Ceci vient essentiellement du fait que la réaction (2) est supposée plus lente que la réaction (1) et est donc limitante. Dans le cas contraire, l'analyse se ramène à peu de choses près à l'analyse avec le modèle à une étape. Ainsi, seules les dépendances en pression du deuxième taux de réaction, de la réaction (2), et du produit $\rho^2 D$ ont une influence sur la réponse directe de flamme aux oscillations de pression.

5.3.1 Résultats sans prise en compte des dépendances directes en pression

Ne pas prendre en compte la dépendance directe en pression des taux de réaction et du produit $\rho^2 D$ dans l'analyse basée sur les modèles à deux étapes sert essentiellement à faire le lien avec la première analyse, sans but purement physique.

5.3.1.1 Réponse du taux de consommation massique de flamme

Les résultats pour la réponse de flamme en termes de flux massique sont représentés sur la figure 5.6, avec la même réponse donnée par le modèle à une étape. Ici, les nombres de Lewis du radical intermédiaire et du réactif ont été fixés à 1.

Sur le graphe de gauche, on peut voir que l'amplitude de la réponse obtenue à partir des modèles à deux étapes augmente encore plus vite avec la fréquence, quasiment en $\omega\tau_t$, que l'amplitude de la réponse obtenue avec le premier modèle. Sur le graphe de droite, on voit que les modèles à deux étapes donnent une phase qui est non seulement toujours positive, comme le modèle simple, mais qui, en plus, croît avec la fréquence réduite dans la gamme considérée.

Ainsi, la réponse de flamme aux oscillations de pression en termes de flux massique, calculée analytiquement à partir des modèles à deux étapes, est encore moins représentative de nos résultats expérimentaux que celle obtenue à partir du modèle à une étape. Nous allons donc nous concentrer sur la comparaison de nos résultats avec la réponse analytique du taux de dégagement de chaleur de flamme.

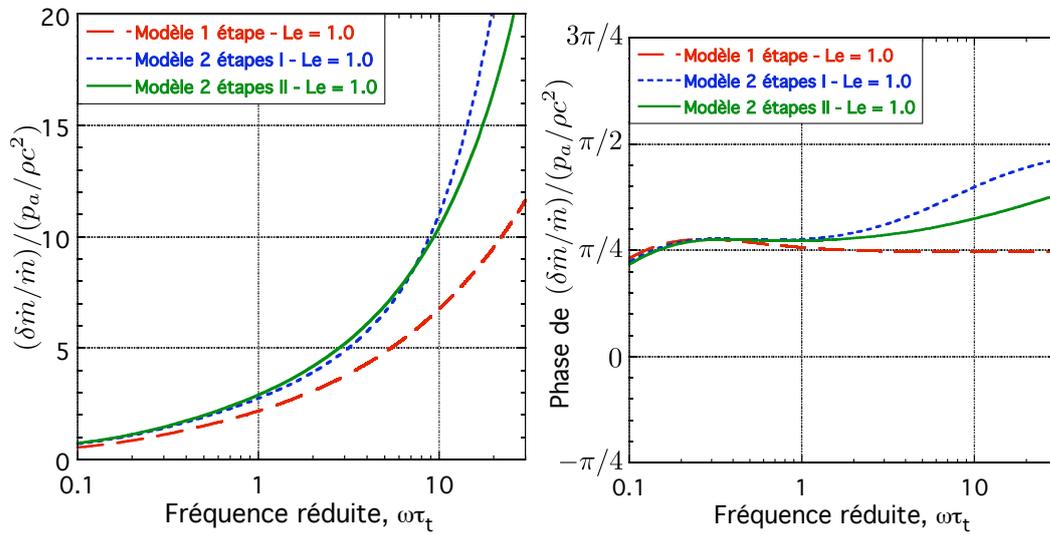


FIG. 5.6 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse du taux de consommation massique calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et des modèles à deux étapes, pour un nombre de Lewis du carburant de 1, en négligeant les dépendances directes en pression.

5.3.1.2 Réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme

Tous les résultats analytiques présentés ci-après ont été obtenus pour un nombre de Lewis du radical intermédiaire égal à 1, et pour différents nombres de Lewis de carburant toujours choisis de manière à encadrer le nombre de Lewis effectif du carburant utilisé pour l'expérience.

Les figures 5.7 et 5.8 illustrent la comparaison de nos résultats expérimentaux (corrigés) pour des flammes de méthane-air avec les réponses du taux de libération de chaleur de flamme calculées analytiquement à partir des modèles à 2 étapes I et II respectivement, pour des nombres de Lewis de carburant de 0,6 et 1.

Sur les graphes de gauche, illustrant les amplitudes des réponses de flamme, on observe tout d'abord que les réponses de flamme obtenues analytiquement, à partir du modèle à une étape et des modèles à 2 étapes I et II, sont d'autant plus distinctes que la fréquence réduite est élevée. L'analyse basée sur les modèles plus complexes continue, par ailleurs, à sous-estimer la réponse de flamme (sauf éventuellement avec le modèle II pour une fréquence réduite supérieure à 3), en particulier dans le domaine des basses fréquences.

Sur les graphes montrant les phases des réponses de flamme (à droite), on peut noter un bon accord qualitatif entre les résultats expérimentaux et analytiques à partir du modèle à deux étapes I. D'un point de vue quantitatif, bien que les phases trouvées analytiquement soient inférieures à celles mesurées, on peut souligner que ce modèle donne une phase négative à haute fréquence comme celle obtenue par l'expérience. En revanche, le modèle à deux étapes II n'induit pas de différence flagrante entre les phases calculées à partir de ce modèle et du modèle à une étape. On constate donc le même désaccord que précédemment entre résultats expérimentaux et analytiques.

Les figures 5.9 et 5.10 montrent la réponse mesurée de flammes de propane-air comparée aux réponses du taux de libération de chaleur de flamme calculées analytiquement à partir des modèles à 2 étapes I et II respectivement, pour des nombres de Lewis de carburant de 1 et 1,8.

Concernant les amplitudes des réponses de flamme (à gauche), on peut voir que si l'analyse basée sur le modèle à deux étapes I (figure 5.9) sous-estime encore la réponse de flamme aux oscillations de pression, celle basée sur le modèle II (figure 5.10) évalue plutôt bien cette réponse, malgré la non prise en compte des dépendances directes en pression du taux de réaction et du produit $\rho^2 D$.

Pour les phases des réponses de flamme (à droite), il apparaît un bon accord entre résultats expérimentaux et analytiques à partir des deux modèles à deux étapes, malgré des écarts résiduels.

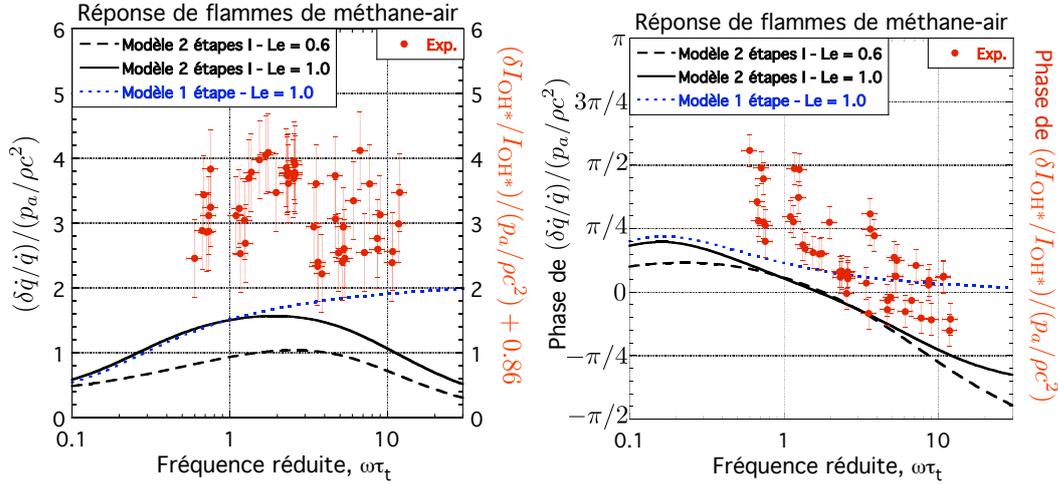


FIG. 5.7 – Modèle à deux étapes I - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes I, pour des nombres de Lewis du carburant de 0,6 et 1, en négligeant les dépendances directes en pression.

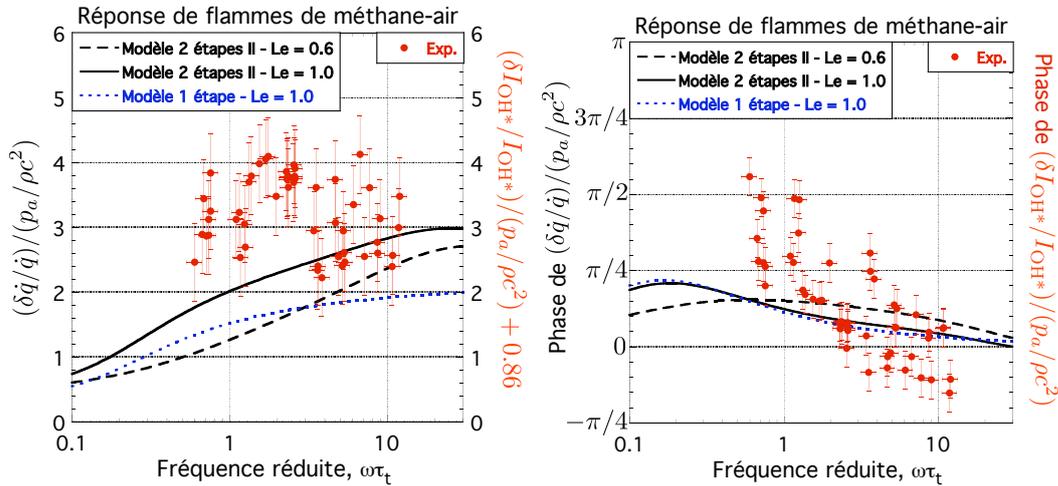


FIG. 5.8 – Modèle à deux étapes II - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes II, pour des nombres de Lewis du carburant de 0,6 et 1, en négligeant les dépendances directes en pression.

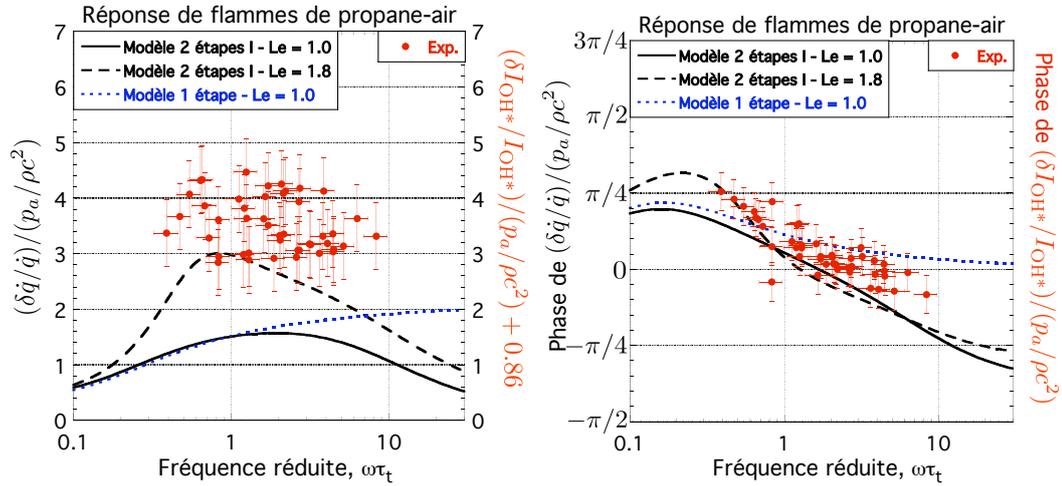


FIG. 5.9 – Modèle à deux étapes I - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes I, pour des nombres de Lewis du carburant de 1 et 1,8, en négligeant les dépendances directes en pression.

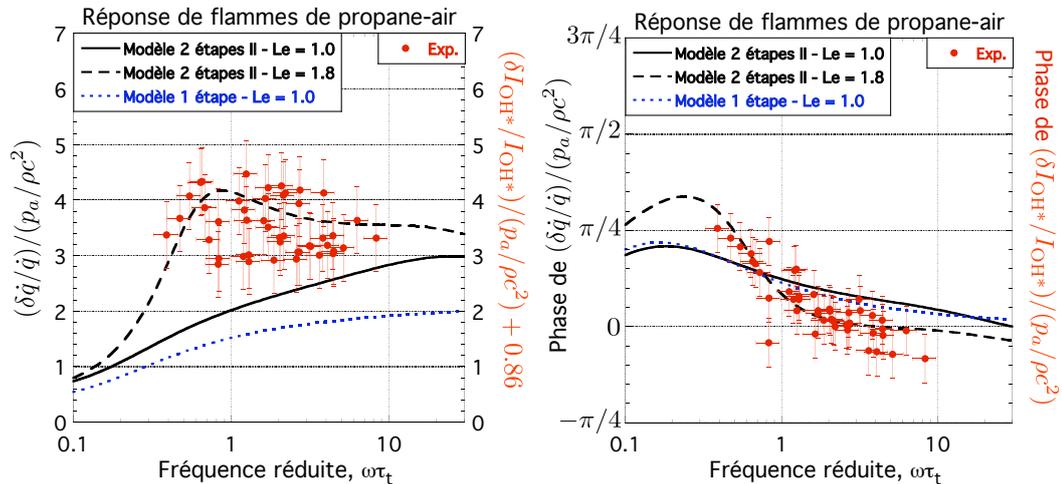


FIG. 5.10 – Modèle à deux étapes II - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes II, pour des nombres de Lewis du carburant de 1 et 1,8, en négligeant les dépendances directes en pression.

5.3.2 Résultats avec prise en compte des dépendances directes en pression

Ici, nous avons mis les valeurs des exposants de pression égales à l'unité ($n_2 = n_D = 1$).

5.3.2.1 Réponse du taux de consommation massique de flamme

Malgré le désaccord récurrent entre nos résultats expérimentaux et la réponse analytique du taux de consommation massique de flamme, nous avons reporté sur la figure 5.11 les réponses analytiques du flux de masse calculées à partir des deux modèles à deux étapes pour des nombres de Lewis du radical intermédiaire et du réactif égaux à 1, simplement pour présenter les résultats de la seconde analyse de façon exhaustive et pour vérifier que la considération des dépendances directes en pression ne modifie pas notablement ces réponses. La même réponse de flamme calculée à partir du modèle à une étape, également représentée, sert ici de référence pour faciliter la comparaison avec l'analyse négligeant les dépendances en pression.

Sur cette figure, on constate que la prise en considération des dépendances directes en pression du taux de réaction et de $\rho^2 D$ ne modifie que très peu l'amplitude de la réponse du flux massique aux fluctuations de pression (à gauche), en fonction de la fréquence réduite. En revanche, les dépendances en pression ont une influence sur la phase de cette réponse qui augmente avec la fréquence réduite dès les très basses fréquences, alors qu'elle n'augmentait qu'à partir d'une fréquence réduite égale à 1 quand les dépendances en pression étaient négligées. Ce résultat contredit donc d'avantage encore nos résultats expérimentaux.

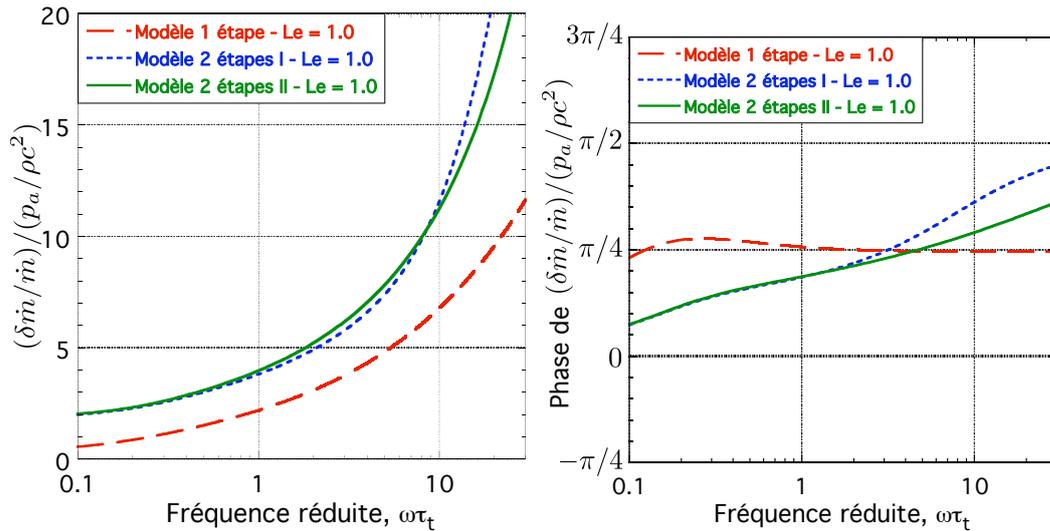


FIG. 5.11 – Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse du taux de consommation massique calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et des modèles à deux étapes, pour un nombre de Lewis du carburant de 1, en considérant les dépendances directes en pression.

5.3.2.2 Réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme

Comme précédemment, pour les réponses de flamme calculées analytiquement, le nombre de Lewis du radical intermédiaire est fixé à 1. En revanche, les calculs ont été effectués pour différents nombres de Lewis de carburant choisis de manière à encadrer le nombre de Lewis réel du carburant utilisé dans les expériences. En outre, tous les résultats sont présentés avec le résultat obtenu grâce au modèle à une étape, pour un nombre de Lewis égal à 1, servant de référence.

Les figures 5.12 et 5.13 illustrent les réponses expérimentales de flammes de méthane-air comparées aux réponses de flamme analytiques calculées à partir des modèles à deux étapes I et II respectivement, pour des nombres de Lewis du carburant de 0,6 et 1.

Sur les graphes de gauche, on remarque que les dépendances directes en pression du taux de réaction et de $\rho^2 D$ influent très peu sur l'évolution de l'amplitude de la réponse de flamme avec la fréquence réduite, mais d'avantage sur la valeur absolue de cette amplitude. En effet, avec le modèle I, l'amplitude atteint un maximum d'environ 4,2 vers $\omega\tau_t = 2$, pour $Le = 1$, au lieu de 1,5 sans la prise en compte des dépendances en pression (cf. figures 5.12 et 5.7 respectivement). Avec le modèle II, toujours pour $Le = 1$, l'amplitude croît de 2 à 4,4 pour $0,1 < \omega\tau_t < 30$ tandis qu'elle augmentait de 0,8 à 3 en négligeant les dépendances en pression (cf. figures 5.13 et 5.8 respectivement). On peut noter que cette augmentation implique un meilleur accord quantitatif entre nos résultats expérimentaux et les résultats analytiques. Il est cependant difficile de se prononcer en faveur d'un des deux modèles analytiques à deux étapes puisque le modèle I donne un meilleur accord qualitatif avec les mesures mais surestime l'amplitude tandis que le modèle II donne un meilleur accord quantitatif mais révèle une évolution de l'amplitude avec la fréquence qui ne correspond pas à nos mesures.

Sur les graphes de droite, on constate que la considération des dépendances directes en pression conduit à une réponse analytique en phase, voisine de zéro, qui varie très peu avec la fréquence réduite, ce qui est en désaccord avec nos mesures.

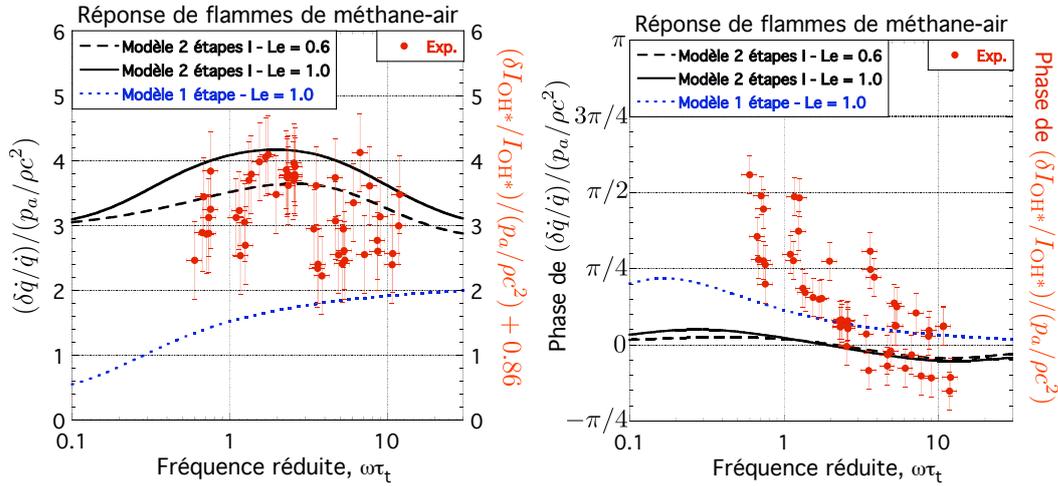


FIG. 5.12 – Modèle à deux étapes I - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes I, pour des nombres de Lewis du carburant de 0,6 et 1, en considérant les dépendances directes en pression.

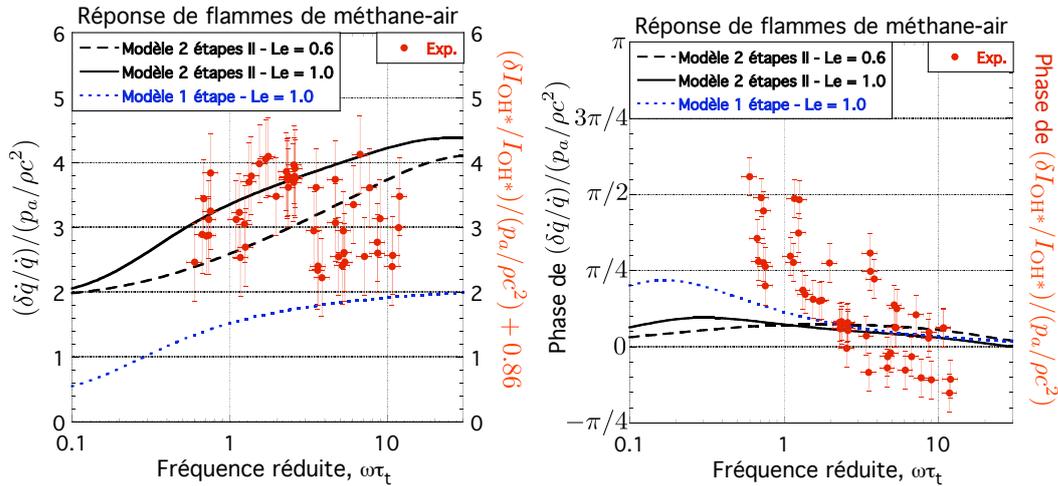


FIG. 5.13 – Modèle à deux étapes II - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de méthane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes II, pour des nombres de Lewis du carburant de 0,6 et 1, en considérant les dépendances directes en pression.

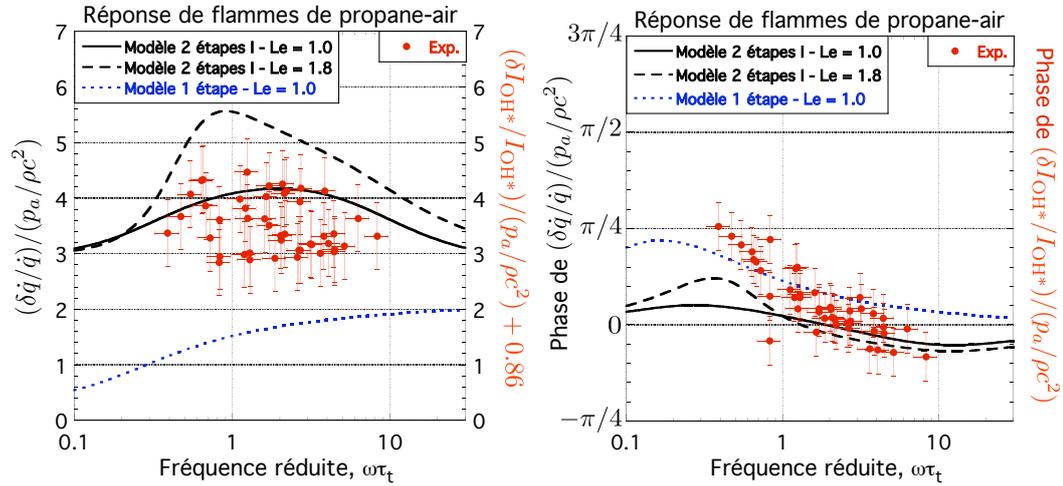


FIG. 5.14 – Modèle à deux étapes I - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes I, pour des nombres de Lewis du carburant de 1 et 1,8, en considérant les dépendances directes en pression.

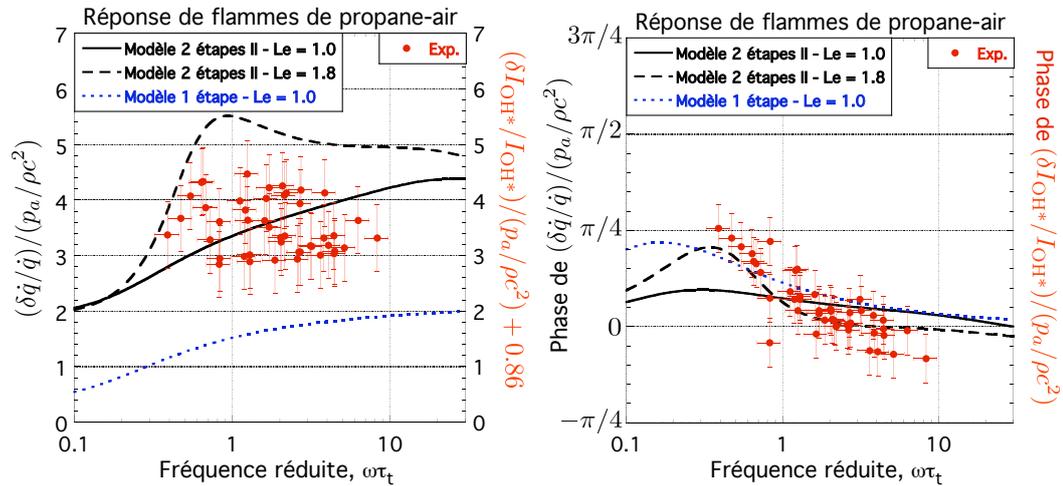


FIG. 5.15 – Modèle à deux étapes II - Amplitude (à gauche) et phase (à droite) de la réponse expérimentale de flammes de propane-air, comparée à la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, calculée analytiquement à partir du modèle à une étape et du modèle à deux étapes II, pour des nombres de Lewis du carburant de 1 et 1,8, en considérant les dépendances directes en pression.

Les figures 5.14 et 5.15 représentent les réponses de flammes de propane-air mesurées, comparées aux réponses de flamme calculées analytiquement à partir des modèles à deux étapes I et II respectivement, pour des nombres de Lewis du carburant de 1 et 1,8.

Les graphes de gauche montrent que l'amplitude de la réponse de flamme, calculée analytiquement en tenant compte des dépendances directes en pression, est un peu supérieure à celle mesurée, en particulier à haute fréquence. Qualitativement, les deux modèles à deux étapes donnent lieu à un bon accord entre résultats analytiques et expérimentaux, si l'on considère les résultats analytiques avec $Le = 1,8$ sachant que le nombre de Lewis du propane en mélange pauvre dans l'air est de l'ordre de 1,7. Étant données les incertitudes de mesures, il est cependant délicat de faire une comparaison plus précise.

Concernant les réponses en phase, on note que la prise en compte des dépendances en pression diminue l'accord obtenu précédemment entre résultats expérimentaux et analytiques sans cette prise en compte, en particulier avec le modèle à deux étapes I. Néanmoins, on observe que les résultats analytiques sont, cette fois encore, plus représentatifs de nos mesures avec des flammes de propane qu'avec des flammes de méthane, surtout avec le modèle à deux étapes II et un nombre de Lewis de carburant de 1,8.

5.4 Analyse des résultats

En résumé, bien qu'ayant trouvé une relation entre l'intensité lumineuse d'émission de OH^* et les taux de consommation massique et de dégagement de chaleur des flammes, permettant de corriger nos premiers résultats, la comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux ne débouche pas sur une situation parfaitement tranchée. Le modèle de cinétique chimique à une étape ne décrit pas le comportement observé avec les flammes de méthane, et l'analyse basée sur les modèles à deux étapes, incluant les dépendances directes en pression des taux de réaction et du produit $\rho^2 D$, ne retrouve pas les déphasages mesurés.

Les calculs analytiques révèlent toutefois que la cinétique chimique joue un rôle important dans la réponse de flamme à des fluctuations de pression et que l'effet direct de la pression sur le(s) taux de réaction et sur le produit $\rho^2 D$ n'est pas négligeable. Ce constat peut expliquer les divergences entre résultats expérimentaux et analytiques en admettant que des modèles simples ne sont pas suffisants pour décrire la réponse instationnaire de flamme à des oscillations de pression.

Le tableau 5.1 présente un récapitulatif des ordres de grandeurs des réponses de flamme expérimentales et analytiques, à partir des trois modèles, en termes de taux de dégagement de chaleur, dans la gamme de fréquences réduites explorée expérimentalement ($0,5 < \omega\tau_t < 12$ avec le méthane et $0,3 < \omega\tau_t < 9$ avec le propane). Pour les modèles à deux étapes, nous avons uniquement reporté les résultats obtenus en tenant compte des dépendances directe en pression, qui ont plus de sens physique. Les résultats expérimentaux sont comparés à la moyenne des résultats analytiques

avec $0,6 < Le < 1$ pour les flammes de méthane, et avec $Le \sim 1,8$ pour les flammes de propane.

		Méthane	Propane
Expérience	Amplitude	$3/4 \rightarrow 2,5/3,5$	$4 \rightarrow 3,2$
	Phase	$\pi/2 \rightarrow -\pi/8$	$\pi/4 \rightarrow -\pi/16$
Modèle 1 étape	Amplitude	$1,2 \rightarrow 1,8$	$3 \rightarrow 3,8 \rightarrow 2,4$
	Phase	$\pi/16 \rightarrow 0^+$	$\pi/4 \rightarrow 0^-$
Modèle 2 étapes I	Amplitude	$3,5 \rightarrow 4 \rightarrow 3,3$	$4 \rightarrow 5,5 \rightarrow 4,2$
	Phase	$0^+ \rightarrow 0^-$	$\pi/8 \rightarrow -\pi/16$
Modèle 2 étapes II	Amplitude	$2,6 \rightarrow 4,2$	$3,5 \rightarrow 5,5 \rightarrow 5$
	Phase	$\pi/16$	$3\pi/16 \rightarrow 0^-$

TAB. 5.1 – Récapitulatif des résultats.

On peut simplement noter que, pour les flammes de méthane-air, un meilleur accord est obtenu avec le modèle à deux étapes I pour l'amplitude de la réponse, mais qu'aucun modèle ne prévoit de déphasage supérieur à $\pi/4$.

Concernant les flammes de propane-air, on peut rappeler le bon accord obtenu avec le modèle à deux étapes II en négligeant les dépendances directes en pression, aussi bien pour l'amplitude que pour la phase de la réponse de flamme. En tenant compte des dépendances en pression, l'analyse surestime l'amplitude de la réponse de flamme. L'accord reste relativement bon pour la réponse en phase calculée à partir du modèle à deux étapes II.

Il faut enfin souligner que le caractère résonant de la réponse de flamme, prévu par les analyses pour des nombres de Lewis de carburant supérieurs à 1, n'apparaît pas dans les résultats expérimentaux sur l'amplitude, et se manifesterait seulement par l'évolution du déphasage.

En conclusion, la complexification des modèles de flamme, prenant d'abord en compte une cinétique chimique à deux étapes, puis les effets directs de la pression, permet d'améliorer notablement l'accord entre théorie et expérience, du moins en ce qui concerne l'amplitude de la réponse de flamme en termes de fluctuations du taux de dégagement de chaleur. En revanche, malgré les incertitudes expérimentales, l'évolution de la réponse en phase avec la fréquence réduite est souvent moins bien reproduite et la meilleure concordance semble être obtenue avec le modèle I pour le méthane et avec le modèle II pour le propane. Cette situation est plutôt paradoxale sauf si la nature du carburant implique de considérer des radicaux intermédiaires différents qui pourraient ou non se recombinaient dans la zone de préchauffage. Cela est toutefois peu réaliste pour ces flammes d'hydrocarbures qui génèrent pratiquement les mêmes radicaux.

Cette étude mérite donc d'être poursuivie d'une part, en étudiant des mélanges combustibles avec des cinétiques chimiques plus simples et plus proches des modèles utilisés dans les analyses comme, par exemple, l'hydrogène dans l'air, et d'autre part, par la mise en œuvre de simulations numériques instationnaires, d'abord avec le même modèle cinétique que les calculs analytiques, puis avec des modèles cinétiques complexes incluant le radical excité OH^* .

Conclusion et perspectives

Les analyses asymptotiques de Clavin, Pelcé et He ([9]) et de McIntosh ([52]) ont permis de calculer la réponse instationnaire de flamme à des fluctuations de pression acoustique. Ces analyses sont basées sur le modèle de flamme classique de Zeldovich et Frank-Kamenetskii, avec une cinétique chimique à une étape. Elles prévoient que l'amplitude de la réponse du taux de consommation massique de flamme augmente comme la racine carrée de la fréquence réduite, définie par le produit de la pulsation acoustique et du temps de transit à travers la flamme, et que la phase de cette réponse croît de zéro à basse fréquence et atteint la valeur asymptotique de $\pi/4$ à haute fréquence. Elles prévoient de plus une résonance de cette réponse de flamme à une fréquence réduite de l'ordre de l'unité, lorsque le nombre de Lewis du réactif limitant la réaction de combustion est supérieur à 1. L'analyse de Clavin, Pelcé et He a également permis de calculer la réponse du taux de dégagement de chaleur de flamme, qui se distingue de la réponse du taux de consommation massique principalement par le fait que, à haute fréquence, son amplitude atteint une valeur asymptotique et que sa phase retombe à zéro. Cette différence peut s'expliquer par des effets instationnaires dans la zone de réaction.

Afin de vérifier ces résultats analytiques, un dispositif expérimental a été élaboré pour soumettre une flamme de prémélange, maintenue parfaitement plane pour éviter tout effet de variation de surface, à une pure oscillation de pression acoustique. La chimiluminescence du radical hydroxyle excité, OH^* , a été utilisée comme mesure du taux de réaction de la flamme. Des mesures de réponses de flammes de méthane-air et de propane-air ont été effectuées dans une gamme de fréquences réduites allant de 0,3 à 12.

Les premiers résultats des expériences ont révélé un désaccord avec les résultats analytiques, en particulier en termes de réponse du taux de consommation massique, montrant une réponse de flamme qui ne dépend pas sensiblement de la fréquence réduite. En outre, la résonance prévue analytiquement, vers $\omega\tau_t \simeq 1$, n'a pas été constatée.

Une étude, expérimentale et numérique, de la relation entre la chimiluminescence de OH^* et le taux de consommation massique d'une flamme stationnaire a ensuite été réalisée pour vérifier la validité de l'émission de OH^* comme mesure du taux de réaction de la flamme. Le résultat essentiel de cette étude a été l'obtention d'une relation faisant intervenir des fonctions de la richesse du mélange, de la température des gaz frais et de la pression statique. Ces fonctions traduisent des dépendances de l'émission de OH^* qui ne sont pas directement liées à la consommation massique de flamme. Ainsi, cette relation a permis de corriger les premiers résultats expéri-

mentaux de réponse de flamme à des oscillations de pression, ajoutant une valeur constante à la mesure directe des fluctuations d'émission de OH^* .

Le désaccord est alors encore aggravé par rapport aux réponses de flamme calculées analytiquement. Pour mieux comprendre les divergences entre résultats analytiques et expérimentaux, une nouvelle analyse théorique a été proposée par Clavin et Searby ([10]). Cette récente analyse est basée sur des modèles de flamme plus complexes avec une cinétique chimique à deux étapes. Elle permet, par ailleurs, de prendre en compte les dépendances directes en pression des taux de réaction et du produit $\rho^2 D$, où ρ est la densité et D est une diffusivité massique ou thermique, ces dépendances étant négligées dans les premières analyses au profit des dépendances en température. Les résultats de cette analyse ont montré, d'une part, une grande influence de la cinétique chimique sur la réponse instationnaire de flamme aux fluctuations de pression, en particulier à haute fréquence, et d'autre part, un impact non négligeable de l'effet direct de la pression.

Cet impact de la pression, comparé à l'impact de la température, a pu être mis en évidence à l'état stationnaire, donc à fréquence nulle, par des simulations numériques faites avec Premix et le schéma cinétique Konnov-Hall (cf. chapitre 4). La figure 5.16 illustre l'évolution du taux de consommation massique ρU_L , où ρ est la densité du mélange gazeux et U_L est la vitesse de flamme laminaire, avec la pression statique, selon une variation isotherme ou adiabatique de cette pression.

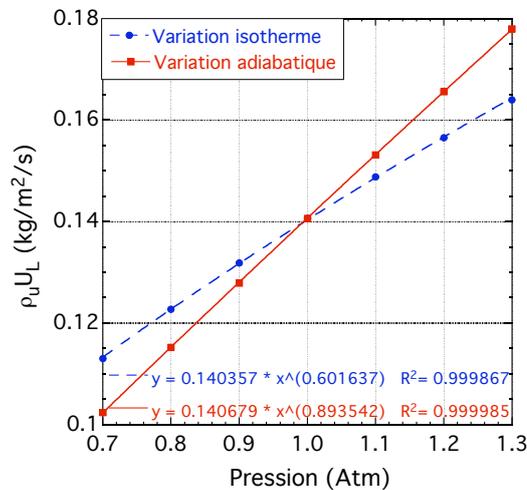


FIG. 5.16 – Évolution du taux de consommation massique de flamme, calculé numériquement, avec la pression statique, selon une variation isotherme ou adiabatique de cette pression.

Sur cette figure, on peut voir qu'à l'état stationnaire, l'effet direct de la pression participe, dans le cas adiabatique, aux deux tiers de la variation de consommation massique avec la pression, tandis que l'effet de la température joue sur le tiers restant.

Ainsi, il ne paraît pas justifié de négliger l'effet direct de la pression à l'état instationnaire, ce qui implique que l'hypothèse de grande énergie d'activation réduite utilisée dans les premières analyses théoriques est trop réductrice.

Les résultats de l'analyse basée sur des modèles de flamme plus réalistes ont été comparés aux résultats expérimentaux, révélant un meilleur accord pour l'amplitude de la réponse de flamme aux oscillations de pression, en termes de taux de dégagement de chaleur. La réponse analytique du taux de consommation massique reste, quant à elle, en très net désaccord avec la réponse de flamme mesurée. Pour le méthane comme pour le propane, l'amplitude de la réponse réduite du taux de dégagement de chaleur est de l'ordre de 3 et peut donc contribuer à la génération d'instabilités thermoacoustiques. Par contre, aucun des modèles utilisés dans les analyses ne décrit correctement l'évolution de la phase de la réponse avec la fréquence réduite.

Un autre point à souligner est le faible écart des mesures entre le propane et le méthane, comme si le nombre de Lewis du réactif n'intervenait pas, sauf peut-être quant à la phase de la réponse à basse fréquence : $\approx \pi/4$ pour le propane et $\approx \pi/2$ pour le méthane. Ces résultats sont cependant à considérer avec précaution puisque nous comparons les fluctuations de chimiluminescence de OH^* aux fluctuations calculées de taux de dégagement de chaleur, mais ce n'est pas le radical OH^* qui contrôle le dégagement de chaleur. On a vu que la cinétique chimique avait une forte influence sur les résultats et pouvait donc être à l'origine des différences observées.

Il n'en reste pas moins que ce travail confirme l'existence d'une réponse directe des flammes de prémélange aux oscillations de pression.

Perspectives

Malgré nos efforts pour corriger les mesures et utiliser des modèles de plus en plus complets, nous ne sommes pas parvenus à un accord totalement satisfaisant entre théorie et expérience. Plusieurs pistes peuvent être explorées pour en déterminer les raisons.

La cinétique réelle des flammes d'hydrocarbures n'est probablement pas réductible à celle des modèles. On pourrait donc étudier un autre combustible ayant une cinétique chimique plus simple. L'hydrogène est naturellement le premier candidat. La flamme d'hydrogène étant toujours instable en mélange pauvre, les expériences devront être réalisées en mélange riche où le nombre de Markstein est assez grand pour permettre la stabilisation de la flamme. On peut également envisager d'utiliser des mélanges dilués pour contenir la vitesse de flamme dans le domaine de stabilisation paramétrique.

Par ailleurs, des simulations numériques instationnaires ont été récemment réalisées ([37]) avec des cinétiques complètes. Ces simulations pourraient être reprises avec des cinétiques simplifiées pour isoler les mécanismes conduisant aux écarts entre théorie et expérience et mieux comprendre l'origine des divergences entre les réponses en termes de consommation massique et de dégagement de chaleur.

Enfin, en l'état actuel, la modélisation de la cinétique chimique pour le radical OH^* ne semble pas complètement satisfaisante pour décrire la réponse de flamme à des fluctuations de pression, puisque les résultats numériques, à l'état stationnaire, impliquent une inversion de phase de la réponse en contradiction avec nos mesures et

celles de Higgins et al. ([36]). Il serait donc utile de reprendre les calculs numériques instationnaires avec une cinétique chimique complète, incluant les réactions pour OH^* , afin de les comparer à nos résultats expérimentaux.

Annexe A

Détermination du champ de pression acoustique

Selon la théorie présentée en 2.1.1, l'extrémité fermée du brûleur correspond à un ventre de pression. Le capteur de fluctuations de pression le plus bas devrait donc fournir une valeur d'amplitude proche du maximum. Toutefois, cette théorie ne prend pas en compte le cas du forçage acoustique par un haut-parleur. De plus, supposer que l'amplitude donnée par le premier capteur est une bonne approximation de l'amplitude de la fluctuation au niveau d'un ventre est a priori raisonnable sur le mode fondamental, qui est schématisé sur la figure A.1. Cependant, en augmentant la fréquence, la distance séparant le premier capteur du haut-parleur devient plus grande comparée à la longueur d'onde, et le premier capteur s'éloigne du ventre de pression (cf. figure A.2). C'est pourquoi nous déterminons l'enveloppe du champ acoustique dans les gaz frais en temps réel, à l'aide de quatre capteurs de pression acoustique et d'un programme d'acquisition et de traitement de données, développé sous l'environnement LabView.

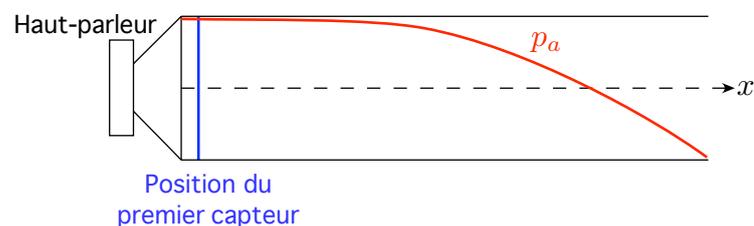


FIG. A.1 – Schéma de l'enveloppe, au sein du brûleur, du champ de pression acoustique sur le mode fondamental (premier mode de résonance).

Le programme traite, en continu, les signaux de fluctuations de pression : quatre signaux temporels à des positions distinctes. Il calcule, par transformation de Fourier, leur fréquence et leurs amplitudes absolues, et en déduit l'enveloppe spatiale du champ de pression acoustique. Précisément, les fluctuations de pression s'écrivent sous la forme :

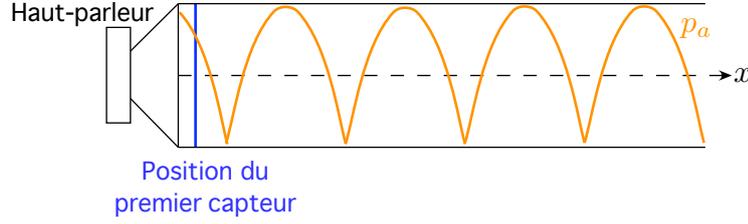


FIG. A.2 – Schéma de l'enveloppe, au sein du brûleur, du champ de pression acoustique sur le quatrième mode de résonance du tube.

$$p'(x, t) = a \sin(\omega t - kx + \phi_i) + b \sin(\omega t + kx + \phi_r),$$

ce qui correspond à la somme d'une onde incidente d'amplitude a et d'une onde réfléchie d'amplitude b .

L'enveloppe spatiale du champ acoustique est donnée par le module du signal analytique associé aux fluctuations de pression :

$$z_t(x) = p'(x, t) + i.TH[p'(x, t)],$$

où $TH[]$ représente la transformée de Hilbert. On a :

$$TH[p'(x, t)] = -a \cos(\omega t - kx + \phi_i) - b \cos(\omega t + kx + \phi_r).$$

Après calculs, l'expression de l'enveloppe est :

$$p_a(x) = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos(2kx + \Delta\phi)},$$

où $\Delta\phi = \phi_r - \phi_i$.

À partir de trois valeurs d'amplitude à différentes positions :

$$\begin{cases} p_{a_1} = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos(2kx_1 + \Delta\phi)}, \\ p_{a_2} = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos(2kx_2 + \Delta\phi)}, \\ p_{a_3} = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos(2kx_3 + \Delta\phi)}, \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

on peut donc déterminer les amplitudes a et b des ondes incidente et réfléchie respectivement, ainsi que le déphasage $\Delta\phi$ entre ces deux ondes.

Après un certain nombre de manipulations, on obtient une relation permettant de calculer le déphasage :

$$\tan(\Delta\phi) = \frac{(p_{a_1}^2 - p_{a_2}^2)[\cos(2kx_1) - \cos(2kx_3)] - (p_{a_3}^2 - p_{a_1}^2)[\cos(2kx_2) - \cos(2kx_1)]}{(p_{a_3}^2 - p_{a_1}^2)[\sin(2kx_1) - \sin(2kx_2)] + (p_{a_1}^2 - p_{a_2}^2)[\sin(2kx_1) - \sin(2kx_3)]} \quad (\text{A.2})$$

En ce qui concerne les amplitudes des ondes incidente et réfléchie, on remarque que, dans les expressions des amplitudes absolues, elles sont interchangeables. Elles correspondent, en fait, aux deux racines positives d'une pseudo-équation de degré 4 :

$$X^4 - BX^2 + C = 0 \quad (\text{A.3})$$

Les expressions des coefficients B et C sont les suivantes :

$$\begin{cases} B = \frac{p_{a_1}^2 \cdot \cos(2kx_2 + \Delta\phi) - p_{a_2}^2 \cdot \cos(2kx_1 + \Delta\phi)}{\cos(2kx_2 + \Delta\phi) - \cos(2kx_1 + \Delta\phi)} \\ C = \frac{(p_{a_2}^2 - p_{a_1}^2)^2}{4[\cos(2kx_2 + \Delta\phi) - \cos(2kx_1 + \Delta\phi)]^2} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

On a alors : $\Delta = B^2 - 4C$

En outre, les amplitudes à déterminer sont toujours positives et satisfont le fait que $a > b$ (l'amplitude de l'onde incidente est toujours supérieure à celle de l'onde réfléchie). D'où,

$$a = \left((-B + \sqrt{\Delta})/2 \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad b = \left((-B - \sqrt{\Delta})/2 \right)^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

Ainsi, le programme utilise les quatre combinaisons possibles de trois amplitudes absolues pour retrouver et retracer les quatre enveloppes spatiales correspondantes et l'enveloppe moyenne. Le quatrième capteur, a priori inutile, est une précaution, notamment pour éviter le cas où deux capteurs, situés symétriquement autour d'un nœud ou un ventre, mesureraient des amplitudes très proches.

Afin d'augmenter la précision du calcul, le programme utilise la moyenne glissante des signaux de pression acoustique.

En pratique, nous souhaitons connaître uniquement la structure du mode acoustique d'excitation. Or, le champ de stabilisation a une amplitude comparable (généralement supérieure) à celle du champ d'excitation. Le programme, qui se base

sur l'amplitude maximale des transformations de Fourier des signaux, a donc tendance à détecter d'abord le mode fondamental, ce qui peut affecter notre expérience. Pour éliminer la contribution du signal de stabilisation, et éventuellement d'autres signaux parasites à basses fréquences, nous avons introduit un filtre numérique dont on choisit la fréquence de coupure. Ce filtre permet de tronquer les transformées de Fourier de manière à ce que le programme ne détecte, finalement, que les signaux de fréquences supérieures à la fréquence de coupure choisie, et sert donc à éliminer la contribution du mode fondamental.

Annexe B

Stabilisation paramétrique

La stabilisation s'explique par le fait que le front de flamme se comporte comme un oscillateur harmonique. Une explication détaillée a été donnée par Searby et Rochwerger ([64]).

Dans cette annexe, les notations sont celles utilisées dans l'article de Searby et Rochwerger ([64]) et ne correspondent pas aux notations définies dans ce manuscrit.

Se servant de travaux préalables de Markstein ([49, 50]) et de Clavin et Garcia ([8]), Searby et Rochwerger considèrent un front de flamme de prémélange laminaire, se propageant librement, et vu comme une fine interface séparant deux gaz de densités différentes. La surface de flamme est supposée être plissée et ils désignent l'amplitude du plissement par $\alpha(k, t)$, où k est le nombre d'onde du plissement. En faisant l'hypothèse que $\alpha k \ll 1$, ce qui équivaut à faire une analyse linéaire, ils montrent alors que cette amplitude obéit à une équation d'oscillateur harmonique amorti :

$$A(k) \frac{\partial^2 \alpha(k, t)}{\partial t^2} + B(k) \frac{\partial \alpha(k, t)}{\partial t} + C(k) \alpha(k, t) = 0 \quad (\text{B.1})$$

Les coefficients $A(k)$, $B(k)$ et $C(k)$ sont des fonctions du nombre d'onde du plissement et de paramètres liés à la flamme tels que le taux d'expansion des gaz, le nombre de Froude, et le nombre de Markstein qui caractérise l'effet de la courbure sur le taux de combustion local de la flamme. Leurs expressions sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} A(k) = (2 - \gamma) + \gamma k (Ma - J/\gamma) \\ B(k) = 2k + \frac{2}{1 - \gamma} k^2 (Ma - J) \\ C(k) = \frac{\gamma}{Fr} k - \frac{\gamma}{1 - \gamma} k^2 \left[1 + \frac{1 - \gamma}{Fr} \left(Ma - \frac{J}{\gamma} \right) \right] \\ \quad + \frac{\gamma}{1 - \gamma} k^3 \left[h_b + (2 + \gamma) \frac{Ma}{\gamma} - \frac{2J}{\gamma} + (2Pr - 1)H \right] \end{array} \right. \quad (\text{B.2})$$

Ici, $\gamma = (\rho_u - \rho_b)/\rho_u$ représente l'expansion des gaz normalisée, ρ_u et ρ_b étant les densités des gaz frais et brûlés respectivement, Ma est le nombre de Markstein, Pr est le nombre de Prandtl supposé indépendant de la température, Fr est le nombre de Froude dont l'inverse correspond à l'accélération adimensionnée gd/U_L^2 , g étant l'accélération due à la gravité, d l'épaisseur de flamme et U_L la vitesse de flamme laminaire. On note θ la température normalisée, $\theta = (T - T_u)/(T_b - T_u)$, $h(\theta)$ est le rapport de la diffusivité thermique multipliée par la densité à la température θ sur sa valeur dans les gaz frais, et h_b correspond à la valeur de $h(\theta)$ dans les gaz brûlés. Quant aux grandeurs H et J , elles sont définies par :

$$H = \int_0^1 (h_b - h(\theta))d\theta \quad \text{et} \quad J = \frac{\gamma}{1 - \gamma} \int_0^1 \frac{h(\theta)}{1 + \theta\gamma/(1 - \gamma)}d\theta \quad (\text{B.3})$$

Les valeurs des coefficients $A(k)$, $B(k)$ et $C(k)$ sont facilement calculées, ou ont été déterminées précédemment.

L'amortissement $B(k)$ est toujours positif. La stabilité de la solution plane dépend alors du signe du terme de rappel $C(k)$, qui fait intervenir la gravité g . Généralement, $C(k)$ est négatif, excepté pour le cas de flammes se propageant très lentement vers le bas, dont le nombre de Froude est petit, et que la gravité suffit à stabiliser. Le fait d'imposer un champ acoustique sur le front de flamme induit une accélération acoustique périodique qui modifie le terme de rappel dans lequel la gravité doit être remplacée par l'accélération effective vue par la flamme :

$$g + \omega_a u_a \cos(\omega_a t)$$

Ici, ω_a est la pulsation acoustique et u_a la vitesse acoustique.

L'équation de l'oscillateur harmonique peut ainsi être ré-écrite avec un terme de rappel comportant une partie continue et une partie périodique :

$$A(k) \frac{\partial^2 \alpha(k, t)}{\partial t^2} + B(k) \frac{\partial \alpha(k, t)}{\partial t} + [C_0(k) - C_1(k) \cos(\omega_a t)] \alpha(k, t) = 0 \quad (\text{B.4})$$

Les expressions détaillées des coefficients $C_0(k)$ et $C_1(k)$ sont données dans [64]. C_1 est le terme de forçage contenant l'amplitude de la vitesse acoustique u_a au front de flamme.

Une substitution de variables permet de réduire l'équation (B.4) à l'équation de Mathieu ([55]) :

$$\frac{dY(z)}{dz^2} + [a - 2q \cos(2z)]Y(z) = 0. \quad (\text{B.5})$$

Les substitutions effectuées sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = Y(z) \exp\left(-\frac{Bz}{\omega_a A}\right) \exp(ikx), \\ z = \frac{1}{2}\omega_a t, \\ a = (4AC_0 - B^2)/(\omega_a^2 A^2), \\ q = 2C_1/(\omega_a^2 A) \end{array} \right. \quad (\text{B.6})$$

Les solutions de (B.5) sont données dans [55] et s'écrivent :

$$Y(z) = A_1 \exp(\mu z) \phi(z) + A_2 \exp(-\mu z) \phi(-z), \quad (\text{B.7})$$

où A_1 et A_2 sont des constantes arbitraires, $\phi(z)$ est une fonction périodique et $\mu(a, q)$ peut être réel ou imaginaire. Ces solutions sont connues pour présenter plusieurs régions d'instabilités ($\mu(a, q)$ réel), séparées par un domaine stable ($\mu(a, q)$ imaginaire). Elles sont représentées sur la figure B.1 en fonction des paramètres a et q .

Dans le cas des flammes étudiées, A est une constante positive et C_0 est négatif (sauf pour des flammes très lentes se propageant vers le bas), donc a est négatif. D'après les substitutions (B.6), q contient l'amplitude de la vitesse acoustique. En l'absence d'excitation acoustique, la flamme est soumise à l'instabilité de Darrieus-Landau (cf. figure B.3). Cependant, on voit nettement qu'il existe une étroite gamme de vitesses acoustiques, autour de $q \approx -a$, pour laquelle la flamme se situe dans un domaine stable. La flamme peut donc être stabilisée paramétriquement grâce à une onde acoustique (cf. figure B.4).

Il faut noter que a est une fonction du nombre d'onde k . Le diagramme de stabilité est donc tridimensionnel. Pour une meilleure clarté, Searby et Rochwerger présentent les solutions à l'aide des variables u_a , ω_a et k . Ils tracent ainsi le diagramme de stabilité dans le plan (u_a, k) , pour des valeurs appropriées de ω_a et de paramètres tels que le nombre de Froude et le nombre de Markstein. Un exemple de diagramme de stabilité est représenté sur la figure B.2.

La « poche » d'instabilité située en bas à gauche correspond au mécanisme de Darrieus-Landau. Il s'agit de la zone d'instabilité représentée sur la figure B.1 sous la courbe a_0 . La seconde « poche » représente l'instabilité paramétrique qui se manifeste pour des vitesses d'excitation relativement élevées par rapport à la vitesse de flamme. Elle correspond à la zone d'instabilité représentée sur la figure B.1 entre les courbes a_1 et b_1 . Cette instabilité paramétrique entraîne l'apparition de structures cellulaires sur le front de flamme (cf. figure B.5). En revanche, avec les valeurs des paramètres de cet exemple (valeurs typiques pour une flamme de méthane, avec $\omega_a \tau_t = 1$), le

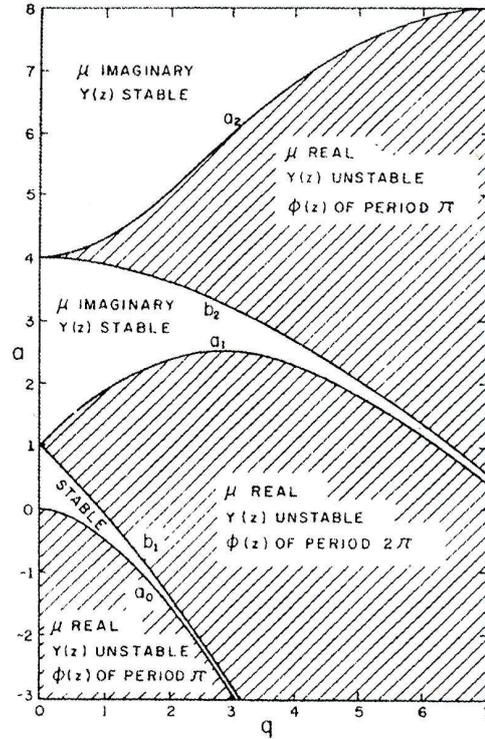


FIG. B.1 – Zones de stabilité de la fonction Y en fonction des paramètres a et q (graphe tiré de [55]).

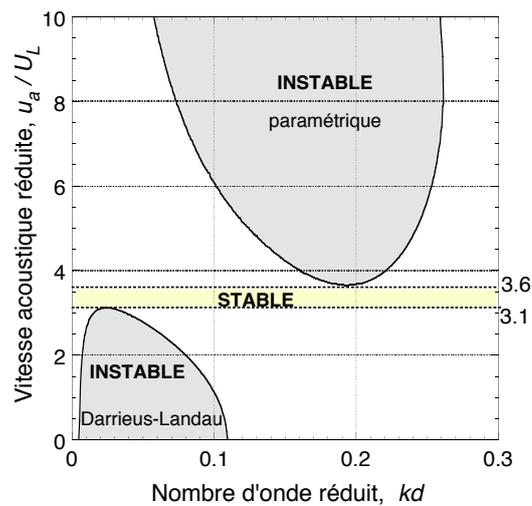


FIG. B.2 – Diagramme de stabilité de la flamme en fonction de la vitesse acoustique adimensionnée et du nombre d'onde réduit.

front de flamme est stable à toutes longueurs d'onde pour des niveaux acoustiques dans la gamme $3,1 < u_a/U_L < 3,6$.

Il faut préciser que lorsque la vitesse de flamme augmente, la « poche » d'instabilité paramétrique, sur le graphe, a tendance à descendre, tandis que celle de Darrieus-Landau a tendance à monter. Au-delà d'une vitesse critique, de l'ordre de 20 cm/s pour des flammes d'hydrocarbure-air, les projections sur l'axe u_a/U_L des deux domaines se recouvrent, comme sur l'exemple de la figure B.6, et il n'existe plus de niveau acoustique pour lequel la flamme est stable à toutes longueurs d'onde.



FIG. B.3 – Photo d'une flamme soumise à l'instabilité de Darrieus-Landau.



FIG. B.4 – Photo d'une flamme plane, stabilisée paramétriquement.



FIG. B.5 – Photo d'une flamme cellulaire, paramétriquement instable.

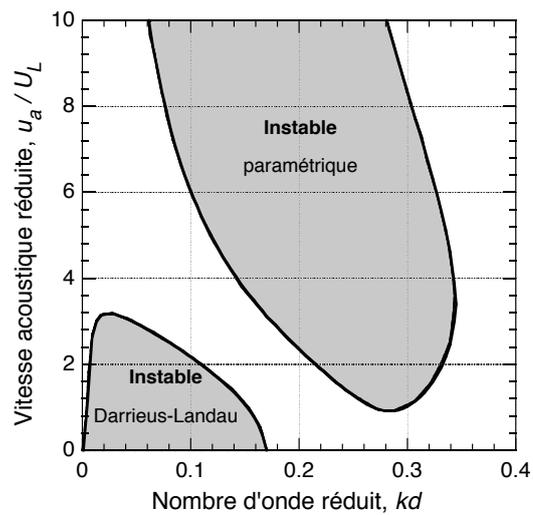


FIG. B.6 – Vitesse acoustique adimensionnée en fonction du nombre d'onde réduit. Il n'existe aucune zone de stabilité de la flamme à toutes longueurs d'onde.

Annexe C

Minimisation des pertes acoustiques dans un tube

Afin de maximiser l'amplitude des oscillations de pression utilisées pour exciter la flamme, il est nécessaire de minimiser les pertes acoustiques dans le tube. Nous donnons ici le principe du calcul.

On considère ici le cas d'un tube semi-ouvert, sans interface, de longueur L et de diamètre D . Dans un tel tube, l'énergie acoustique totale, en moyenne sur un cycle acoustique est :

$$E_a = \frac{1}{16} \pi D^2 L \rho u_a^2, \quad (\text{C.1})$$

où ρ est la densité du fluide au sein du tube et u_a est l'amplitude de la vitesse acoustique.

La dissipation de l'énergie acoustique dans le tube est due, d'une part, aux pertes diffusives aux parois, résultant des gradients de vitesse et de température dans les couches limites, et d'autre part, au rayonnement acoustique du côté ouvert.

On définit le taux d'amortissement acoustique par le rapport du taux de dissipation d'énergie sur une période acoustique et de l'énergie acoustique totale dans le tube, en moyenne sur un cycle acoustique.

Dans la limite $D \ll \lambda_a$, λ_a étant la longueur d'onde acoustique, le taux d'amortissement par rayonnement acoustique du côté ouvert du tube s'écrit ([5]) :

$$\sigma_r = \frac{1}{8} \frac{\omega^2 D^2}{cL}, \quad (\text{C.2})$$

où ω est la pulsation acoustique et c est la vitesse du son.

Le taux d'amortissement par frottement visqueux et conduction thermique aux parois (latérale et côté fermé) s'écrit ([5]) :

$$\sigma_p = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \left[1 + \left(\frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \left(1 + \frac{D}{2L} \right) \right], \quad (\text{C.3})$$

où ν est la viscosité cinématique, γ est le rapport des chaleurs spécifiques et Pr est le nombre de Prandtl.

On peut remarquer que le taux d'amortissement par rayonnement augmente comme le carré du diamètre, tandis que le taux d'amortissement aux parois diminue avec le diamètre. Il existe donc, pour chaque harmonique, un diamètre qui minimise les pertes.

Le taux d'amortissement acoustique total dans le tube correspond à la somme de ces deux taux d'amortissement :

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_p \quad (\text{C.4})$$

En développant, on peut mettre ce taux d'amortissement sous la forme :

$$\sigma = AD^2 + \frac{B}{D} + C, \quad (\text{C.5})$$

avec :

$$\begin{cases} A = \frac{1}{8} \frac{\omega^2}{cL} \\ B = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \left[1 + \left(\frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \right] \\ C = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \left(\frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

Pour trouver le diamètre optimal minimisant l'amortissement acoustique dans le tube, il suffit de résoudre :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial D} = 2AD - \frac{B}{D^2} = 0 \quad (\text{C.7})$$

Le diamètre optimal est alors donné par :

$$D^3 = \frac{B}{2A} \quad (\text{C.8})$$

Les valeurs de A et B dépendent de la longueur du tube, de la fréquence acoustique et de la nature du fluide. On peut, par exemple, estimer le diamètre optimal d'un tube long de 3 m, rempli d'air, en considérant le premier harmonique.

La pulsation acoustique du premier harmonique est donné par :

$$\omega_1 = 6\pi \frac{c}{4L} \quad (\text{C.9})$$

En prenant $c \simeq 345$ m/s, à température ambiante, $\omega_1 \simeq 540$ rad/s.

Avec les valeurs typiques pour l'air, $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5}$ m²/s, $\gamma = 1,4$ et $Pr = 0,7$, on trouve un diamètre optimal d'environ 11 cm.

En considérant le deuxième harmonique, dont la pulsation est donnée par :

$$\omega_2 = 10\pi \frac{c}{4L}, \quad (\text{C.10})$$

soit $\omega_1 \simeq 900$ rad/s, on trouve un diamètre optimal d'environ 8,5 cm.

Dans le cas d'un tube long de 1,4 m, le diamètre optimal pour le premier harmonique est d'environ 5,8 cm, et de 4,5 cm pour le deuxième harmonique.

Dans le cas d'un tube avec flamme, le taux d'amortissement acoustique se calcule de la même façon, mais il faut tenir compte du fait que les fréquences de résonance dépendent de la position de la flamme ([5, 6, 9]), que les pertes aux parois sont différentes dans les gaz frais et les gaz brûlés, et que le rayonnement se fait dans les gaz brûlés. L'optimisation des diamètres des tubes utilisés dans cette étude a été déterminée à l'aide d'un calcul effectué sous Matlab. Cette optimisation n'est pas très pointue car chaque tube est utilisé sur plusieurs harmoniques successifs.

Annexe D

Tableaux de résultats

Les mesures de réponse de flammes à la pression acoustique sont présentés ici sous forme de tableaux.

Les tableaux [D.1](#), [D.2](#) et [D.3](#) regroupent les résultats obtenus pour les flammes de méthane-air, dans les brûleurs de 60 cm, 138 cm et 305 cm de long respectivement.

Les tableaux [D.4](#), [D.5](#) et [D.6](#) regroupent les résultats obtenus pour les flammes de propane-air, dans les brûleurs de 60 cm, 138 cm et 305 cm de long respectivement.

Dans ces tableaux :

- f est la fréquence acoustique d'excitation exprimée en Hz,
- ϕ est la richesse du mélange réactif,
- U_L Y&T est la vitesse de flamme, en m/s, d'après Yamaoka et Tsuji ([\[74\]](#)),
- U_L exp. est la vitesse de flamme, en m/s, d'après nos mesures (cf. chapitre [4](#)),
- U_L B&G est la vitesse de flamme, en m/s, d'après Bosschaart et De Goey ([\[2\]](#)),
- $\omega\tau_t$ Y&T est la fréquence réduite calculée avec U_L Y&T,
- $\omega\tau_t$ exp. est la fréquence réduite calculée avec U_L exp.,
- $\omega\tau_t$ B&G est la fréquence réduite calculée avec U_L B&G,
- p_a est l'amplitude de la pression acoustique au niveau de la flamme, en Pa,
- I est l'intensité moyenne d'émission de OH* exprimée en V,
- $\delta I/I$ est l'amplitude relative des fluctuations d'intensité d'émission de OH*,
- $(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$ est l'amplitude réduite de la réponse de flamme,
- Phase/π est la phase de la réponse de flamme normalisée par π .

f (Hz)	ϕ	U_L Y&T (m/s)	U_L exp. (m/s)	$\omega\tau_t$ Y&T	$\omega\tau_t$ exp.	p_a (Pa)	I (V)	$\delta I/I$	$(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$	Phase/π
360	0.635	0.124	0.0971	2.83	4.65	808	0.061	0.016	2.88	-0.069
370	0.656	0.141	0.113	2.28	3.52	680	0.11	0.013	2.75	-0.084
680	0.644	0.131	0.104	4.82	7.71	616	0.098	0.012	2.75	-0.10
680	0.661	0.144	0.117	3.99	6.09	568	0.14	0.0100	2.49	-0.077
680	0.683	0.161	0.133	3.21	4.67	540	0.19	0.0084	2.21	-0.033
680	0.713	0.183	0.156	2.46	3.41	494	0.29	0.0073	2.08	0.036
980	0.639	0.127	0.100	7.36	11.9	173	0.099	0.0032	2.62	-0.11
990	0.660	0.143	0.116	5.87	8.97	169	0.15	0.0027	2.27	-0.11
990	0.685	0.162	0.134	4.60	6.68	159	0.20	0.0037	3.27	-0.033
990	0.715	0.184	0.157	3.55	4.90	251	0.28	0.0030	1.68	-0.020

TAB. D.1 – Résultats des mesures de réponse de flammes de méthane-air, dans le brûleur de 60 cm de long et de 4,4 cm de diamètre interne, à température ambiante, en prenant une diffusivité thermique moyenne dans les gaz frais $D_{th_u} = 1,94 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, une densité moyenne des gaz frais $\rho_u = 1,158 \text{ kg}/\text{m}^3$ et une vitesse du son dans les gaz frais $c_u = 350 \text{ m}/\text{s}$.

f (Hz)	ϕ	U_L Y&T (m/s)	U_L exp. (m/s)	$\omega\tau_t$ Y&T	$\omega\tau_t$ exp.	p_a (Pa)	I (V)	$\delta I/I$	$(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$	Phase/ π
213	0.639	0.127	0.100	1.60	2.59	846	0.096	0.017	2.89	0.062
213	0.639	0.128	0.100	1.59	2.59	1088	0.090	0.023	3.05	0.054
213	0.639	0.128	0.100	1.59	2.57	1218	0.097	0.025	2.92	0.080
213	0.640	0.128	0.101	1.58	2.55	1710	0.088	0.037	3.10	0.076
213	0.640	0.129	0.101	1.57	2.54	640.5	0.13	0.013	2.83	-0.0052
213	0.646	0.132	0.105	1.48	2.35	1142	0.11	0.022	2.76	0.083
213	0.646	0.132	0.105	1.48	2.35	1142	0.10	0.024	2.93	0.072
213	0.647	0.133	0.106	1.46	2.31	1097	0.11	0.022	2.91	0.060
213	0.647	0.133	0.106	1.46	2.31	1099	0.11	0.022	2.88	0.060
213	0.647	0.134	0.107	1.45	2.29	1143	0.10	0.024	3.00	0.080
311	0.638	0.127	0.0995	2.35	3.83	325	0.25	0.0031	1.36	0.22
311	0.642	0.130	0.102	2.25	3.62	301	0.26	0.0033	1.54	0.25
311	0.642	0.130	0.103	2.24	3.60	487	0.27	0.0051	1.48	0.31
451	0.640	0.129	0.101	3.32	5.36	1405	0.22	0.016	1.60	0.13
452	0.641	0.129	0.102	3.29	5.29	807	0.21	0.0099	1.75	0.063
452	0.642	0.130	0.103	3.26	5.23	540	0.22	0.0079	2.09	0.063
452	0.643	0.131	0.103	3.23	5.17	742	0.21	0.0081	1.55	0.14
576	0.638	0.127	0.0993	4.37	7.12	1480	0.15	0.018	1.69	0.11
689	0.637	0.126	0.0985	5.30	8.65	468	0.092	0.0057	1.74	0.048
689	0.637	0.126	0.0988	5.27	8.60	786	0.088	0.011	1.91	0.029
820	0.634	0.124	0.0963	6.53	10.8	318	0.092	0.0038	1.70	0.063
820	0.634	0.124	0.0968	6.48	10.7	535	0.092	0.0058	1.53	0.060
920	0.636	0.125	0.0976	7.17	11.8	302	0.11	0.0045	2.14	-0.15

TAB. D.2 – Résultats des mesures de réponse de flammes de méthane-air, dans le brûleur de 138 cm de long et de 4,4 cm de diamètre interne, à température ambiante, en prenant une diffusivité thermique moyenne dans les gaz frais $D_{th_u} = 1,94 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, une densité moyenne des gaz frais $\rho_u = 1,158 \text{ kg}/\text{m}^3$ et une vitesse du son dans les gaz frais $c_u = 350 \text{ m}/\text{s}$.

f (Hz)	ϕ	U_L Y&T (m/s)	U_L exp. (m/s)	ω_{τ_t} Y&T	ω_{τ_t} exp.	p_a (Pa)	I (V)	$\delta I/I$	$(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$	Phase/ π
92	0.612	0.107	0.0800	0.972	1.75	1000	0.12	0.023	3.23	0.15
92	0.614	0.109	0.0815	0.946	1.69	1000	0.12	0.022	3.19	0.15
92	0.619	0.113	0.0853	0.884	1.54	1000	0.12	0.022	3.12	0.16
92	0.626	0.118	0.0905	0.807	1.37	995	0.14	0.021	2.93	0.17
92	0.628	0.119	0.0920	0.787	1.32	1000	0.14	0.020	2.84	0.19
92	0.637	0.126	0.0988	0.705	1.15	995	0.17	0.017	2.37	0.28
92	0.640	0.128	0.101	0.680	1.10	995	0.17	0.016	2.26	0.30
92	0.668	0.149	0.122	0.502	0.753	751	0.27	0.016	2.98	0.20
92	0.668	0.149	0.122	0.502	0.753	780	0.26	0.013	2.39	0.26
92	0.670	0.150	0.124	0.498	0.735	793	0.26	0.013	2.26	0.28
92	0.670	0.151	0.124	0.492	0.735	1280	0.26	0.018	2.01	0.45
92	0.673	0.151	0.126	0.492	0.709	775	0.26	0.011	2.01	0.49
92	0.676	0.155	0.128	0.464	0.684	775	0.30	0.014	2.58	0.28
92	0.678	0.157	0.129	0.455	0.669	775	0.29	0.011	2.03	0.36
92	0.688	0.164	0.137	0.415	0.597	775	0.33	0.0087	1.60	0.56
155	0.636	0.125	0.0980	1.20	1.97	850	0.13	0.016	2.61	0.28
155	0.670	0.151	0.124	0.829	1.24	1250	0.20	0.019	2.19	0.37
157	0.670	0.151	0.124	0.840	1.25	760	0.20	0.0098	1.83	0.48
157	0.676	0.155	0.128	0.792	1.17	644	0.23	0.0076	1.67	0.49

TAB. D.3 – Résultats des mesures de réponse de flammes de méthane-air, dans le brûleur de 305 cm de long et de 9,5 cm de diamètre interne, à température ambiante, en prenant une diffusivité thermique moyenne dans les gaz frais $D_{th_u} = 1,94.10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, une densité moyenne des gaz frais $\rho_u = 1,158 \text{ kg}/\text{m}^3$ et une vitesse du son dans les gaz frais $c_u = 350 \text{ m}/\text{s}$.

f (Hz)	ϕ	U_L Y&T (m/s)	U_L B&G (m/s)	$\omega\tau_t$ Y&T	$\omega\tau_t$ B&G	p_a (Pa)	I (V)	$\delta I/I$	$(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$	Phase/π
720	0.597	0.144	0.115	3.99	6.29	624	0.033	0.012	2.77	-0.011
720	0.628	0.169	0.137	2.92	4.41	593	0.050	0.011	2.50	0.017
720	0.642	0.179	0.148	2.60	3.81	555	0.062	0.0098	2.46	0.029
720	0.660	0.193	0.163	2.24	3.14	525	0.072	0.0087	2.32	0.071
740	0.661	0.194	0.164	2.28	3.19	515	0.075	0.0085	2.30	0.041
740	0.678	0.206	0.178	2.01	2.69	535	0.086	0.0084	2.20	0.036
970	0.599	0.146	0.116	5.27	8.31	275	0.037	0.0048	2.45	-0.083
970	0.642	0.179	0.148	3.51	5.13	263	0.062	0.0043	2.28	-0.072
980	0.664	0.196	0.167	2.94	4.08	244	0.072	0.0041	2.33	-0.065

TAB. D.4 – Résultats des mesures de réponse de flammes de propane-air, dans le brûleur de 60 cm de long et de 4,4 cm de diamètre interne, à température ambiante, en prenant une diffusivité thermique moyenne dans les gaz frais $D_{th_u} = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, une densité moyenne des gaz frais $\rho_u = 1,208 \text{ kg/m}^3$ et une vitesse du son dans les gaz frais $c_u = 340 \text{ m/s}$.

f (Hz)	ϕ	U_L Y&T (m/s)	U_L B&G (m/s)	$\omega\tau_t$ Y&T	$\omega\tau_t$ B&G	p_a (Pa)	I (V)	$\delta I/I$	$(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$	Phase/ π
176	0.613	0.156	0.126	0.832	1.29	1325	0.069	0.019	2.03	0.079
177	0.592	0.140	0.112	1.04	1.64	602	0.046	0.014	3.17	-0.019
177	0.616	0.159	0.128	0.812	1.25	947	0.064	0.019	2.78	0.042
177	0.626	0.166	0.135	0.738	1.12	517	0.10	0.012	3.12	0.091
177	0.652	0.187	0.157	0.585	0.834	1418	0.092	0.021	2.09	0.22
177	0.653	0.187	0.157	0.583	0.830	697	0.092	0.014	2.75	0.074
177	0.653	0.188	0.157	0.582	0.828	707	0.086	0.010	1.98	-0.042
284	0.607	0.152	0.122	1.41	2.21	548	0.053	0.013	3.27	0.00027
284	0.609	0.154	0.123	1.38	2.16	535	0.053	0.0096	2.49	0.014
284	0.610	0.155	0.124	1.37	2.14	332.5	0.054	0.0077	3.22	0.016
284	0.613	0.156	0.126	1.34	2.08	328	0.054	0.0080	3.39	0.019
284	0.630	0.170	0.138	1.14	1.72	545	0.068	0.010	2.65	0.034
284	0.630	0.170	0.139	1.14	1.71	343	0.068	0.0082	3.36	0.042
284	0.656	0.189	0.159	0.915	1.29	395	0.092	0.0061	2.15	0.070
295	0.592	0.141	0.112	1.72	2.72	400	0.038	0.0095	3.32	0.0096
295	0.594	0.142	0.113	1.70	2.69	650	0.040	0.014	3.08	0.0036
295	0.595	0.143	0.114	1.67	2.64	565	0.040	0.0089	2.20	-0.0087
295	0.626	0.166	0.135	1.23	1.87	501	0.084	0.0074	2.06	0.017
295	0.667	0.198	0.169	0.867	1.19	425	0.079	0.0065	2.12	0.071
413	0.591	0.140	0.111	2.44	3.86	566	0.037	0.013	3.27	-0.016
413	0.597	0.144	0.115	2.29	3.61	496	0.035	0.0076	2.15	-0.063
413	0.627	0.167	0.136	1.71	2.58	468	0.097	0.0070	2.07	0.0050
413	0.671	0.201	0.172	1.18	1.61	198	0.078	0.0039	2.77	0.084
531	0.601	0.147	0.117	2.84	4.46	362	0.040	0.0057	2.21	-0.022
531	0.601	0.148	0.118	2.81	4.43	171	0.037	0.0027	2.17	-0.0059
531	0.672	0.202	0.173	1.50	2.04	279	0.078	0.0048	2.39	0.040
531	0.673	0.203	0.174	1.49	2.03	106	0.076	0.0019	2.46	0.046

TAB. D.5 – Résultats des mesures de réponse de flammes de propane-air, dans le brûleur de 138 cm de long et de 4,4 cm de diamètre interne, à température ambiante, en prenant une diffusivité thermique moyenne dans les gaz frais $D_{th_u} = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, une densité moyenne des gaz frais $\rho_u = 1,208 \text{ kg/m}^3$ et une vitesse du son dans les gaz frais $c_u = 340 \text{ m/s}$.

f (Hz)	ϕ	U_L Y&T (m/s)	U_L B&G (m/s)	$\omega\tau_t$ Y&T	$\omega\tau_t$ B&G	p_a (Pa)	I (V)	$\delta I/I$	$(\delta I/I)/(p_a/\rho c^2)$	Phase/π
90	0.604	0.150	0.120	0.461	0.724	439	0.50	0.0076	2.42	0.14
90	0.610	0.154	0.124	0.436	0.679	437.5	0.51	0.0094	3.00	0.16
96	0.619	0.161	0.130	0.426	0.654	542	0.51	0.013	3.47	0.17
96	0.621	0.163	0.132	0.418	0.639	555	0.54	0.014	3.46	0.19
96	0.636	0.174	0.143	0.366	0.543	548	0.66	0.013	3.21	0.21
96	0.649	0.184	0.153	0.328	0.472	556	0.78	0.011	2.81	0.23
96	0.667	0.198	0.169	0.283	0.390	557	0.96	0.010	2.51	0.26
151	0.602	0.149	0.118	0.791	1.24	775	0.53	0.020	3.61	0.15
155	0.607	0.152	0.122	0.774	1.21	308	0.51	0.0065	2.96	0.15

TAB. D.6 – Résultats des mesures de réponse de flammes de propane-air, dans le brûleur de 305 cm de long et de 9,5 cm de diamètre interne, à température ambiante, en prenant une diffusivité thermique moyenne dans les gaz frais $D_{th_u} = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, une densité moyenne des gaz frais $\rho_u = 1,208 \text{ kg/m}^3$ et une vitesse du son dans les gaz frais $c_u = 340 \text{ m/s}$.

Annexe E

Utilisation de Premix

E.1 Fichiers d'entrées

E.1.1 Données thermodynamiques et propriétés de transport

CHEMKIN II contient ses propres bases de données thermodynamiques et de transport. Ceci dit, nous avons utilisé les bases de données fournies avec GRIMech3.0 ([25]) et avec le mécanisme de Konnov ([42]), optimisées pour ces schémas cinétiques.

Par la suite, nous avons retenu le mécanisme de Konnov pour effectuer les calculs de chimiluminescence en y ajoutant les réactions de production et de désexcitation de OH* (cf. chapitre 4). Il a donc fallu ajouter les propriétés de ce radical excité, noté OHE, dans les bases de données.

E.1.1.1 Données de transport

Dans la base de données de transport, sachant que les propriétés de transport de OH* sont supposées identiques à celles du radical OH non-excité, nous avons ajouté la ligne :

OHE	1	80.000	2.750	0.000	0.000	0.000
-----	---	--------	-------	-------	-------	-------

où OHE représente OH*.

Cette base de données est interprétée par le programme `tranfit` qui la transforme en un fichier binaire nécessaire à Premix.

E.1.1.2 Données thermodynamiques

Les propriétés thermodynamiques de OH* sont également supposées être identiques à celles de OH, excepté l'enthalpie de formation qu'il faut augmenter de l'énergie d'un photon, $h\nu_{OH^*} = 93,5 \text{ kcal/mol}$, ce qui conduit à l'ajout suivant dans la base de données thermodynamiques :

OHE	C	OH	10	1	G	0300.00	5000.00	1000.00	1
3.04144E+00	6.51385E-04	-1.91218E-08	-1.04196E-13	4.00330E-17	2				
5.17400E+04	4.81762E+00	3.67780E+00	-2.14153E-04	5.70231E-08	3				
1.71404E-10	-1.84629E-14	5.17400E+04	1.19670E+00		4				

Cette base de données est interprétée par le programme `ckinterp` qui la transforme également en un fichier binaire nécessaire à Premix.

E.1.2 Schémas de cinétiques chimiques

Les réactions de production et de désexcitation de OH* proposées par Haber ([28]) ont été rajoutées au mécanisme de Konnov sous la forme suivante :

HCO+O=>OHE+CO	2.900E+13	0.000	456.73
OHE=>OH	1.700E+06	0.000	0.00
OHE+H2=>OH+H2	9.500E+18	-0.400	0.00
OHE+N2=>OH+N2	5.600E+18	-0.550	0.00
OHE+O2=>OH+O2	5.600E+18	-0.350	0.00
OHE+H2O=>OH+H2O	2.700E+19	-0.350	0.00
OHE+CH4=>OH+CH4	4.900E+18	-0.200	0.00
OHE+CO=>OH+CO	2.400E+19	-0.470	0.00
OHE+CO2=>OH+CO2	5.100E+19	-0.560	0.00
OHE+H2=>H+H2O	2.160E+08	1.510	3430.00
OHE+HO2=>O2+H2O	2.900E+13	.000	-500.00
OHE+H2O2=>HO2+H2O	1.750E+12	.000	320.00
DUPLICATE			
OHE+H2O2=>HO2+H2O	5.800E+14	.000	9560.00
DUPLICATE			
OHE+C=>H+CO	5.000E+13	.000	0.00
OHE+CH=>H+HCO	3.000E+13	.000	0.00
OHE+CH2=>H+CH2O	2.000E+13	.000	0.00
OHE+CH2=>CH+H2O	1.130E+07	2.000	3000.00
OHE+CH3=>CH2+H2O	5.600E+07	1.600	5420.00
OHE+CH4=>CH3+H2O	1.000E+08	1.600	3120.00
OHE+CO=>H+CO2	4.760E+07	1.228	70.00
OHE+HCO=>H2O+CO	5.000E+13	.000	.00
OHE+CH2O=>HCO+H2O	3.430E+09	1.180	-447.00
OHE+CH2OH=>H2O+CH2O	5.000E+12	.000	.00
OHE+CH3O=>H2O+CH2O	5.000E+12	.000	.00
OHE+CH3OH=>CH2OH+H2O	1.440E+06	2.000	-840.00
OHE+CH3OH=>CH3O+H2O	6.300E+06	2.000	1500.00
OHE+C2H=>H+HCCO	2.000E+13	.000	.00
OHE+C2H2=>H+CH2CO	2.180E-04	4.500	1000.00
OHE+C2H2=>C2H+H2O	6.000E+12	0.000	7000.00

OHE+C2H2=>CH3+CO	4.830E-04	4.000	-2000.00
OHE+C2H3=>H2O+C2H2	5.000E+12	.000	.00
OHE+C2H4=>C2H3+H2O	3.600E+06	2.000	2500.00
OHE+C2H6=>C2H5+H2O	3.540E+06	2.120	870.00
OHE+CH2CO=>HCCO+H2O	7.500E+12	.000	2000.00

Les réactions de production et de désexcitation de OH* proposées par Hall et Petersen ([30]) ont été rajoutées au mécanisme de Konnov sous la forme suivante :

H+O+M=OHE+M	3.10E14	0.0	10000.0
CH+O2=CO+OHE	3.24E14	-0.4	4150.0
OHE+H2O=OH+H2O	5.92E12	0.5	-861.0
OHE+H2=OH+H2	2.95E12	0.5	-444.0
OHE+H=OH+H	1.50E12	0.5	0.0
OHE+O2=OH+O2	2.10E12	0.5	-482.0
OHE+O=OH+O	1.50E12	0.5	0.0
OHE+OH=OH+OH	1.50E12	0.5	0.0
OHE=>OH	1.40E6	0.0	0.0
OHE+CO2=OH+CO2	2.75E12	0.5	-968.0
OHE+CO=OH+CO	3.23E12	0.5	-787.0
OHE+CH4=OH+CH4	3.36E12	0.5	-635.0
OHE+N2=OH+N2	1.08E11	0.5	-1238.0

Il faut de plus déclarer OH*, représenté par OHE, dans la liste des espèces considérées, au début du fichier définissant le schéma de cinétique chimique.

Le mécanisme complet est interprété, en même temps que la base de données thermodynamiques par le programme `ckinterp`.

Dans l'ordre d'exécution, les données thermodynamiques et le mécanisme de cinétique chimique sont interprétés par `ckinterp`. Puis, les propriétés de transport sont interprétées par `tranfit`. Le programme `premix` requiert alors un fichier de démarrage décrivant la configuration de la flamme.

E.1.3 Fichier de démarrage (descriptif de la flamme)

Tous les calculs ont été effectués pour une même configuration de flamme unidimensionnelle se propageant librement.

Un exemple de fichier de démarrage est présenté ci-après. Les lignes débutant par « / » correspondent à des commentaires explicitant les mots-clés des lignes suivantes.

```
/ Flamme se propageant librement
FREE

/ Résoudre l'équation de conservation d'énergie
/ Nécessaire pour calculer le profil de température
ENRG

/ Pression statique
PRES 1.0 (atmospheres)

/ Estimation du flux de masse surfacique
FLRT 0.013 (g/cm**2-sec)

/ Maillage initial uniforme de 10 points (9 intervalles)
NPTS 9

/ Définition du domaine
/ Point de départ (en cm)
XSTR 0.0
/ Fin du domaine (en cm)
XEND 0.5
/ Position estimée du centre de la flamme (en cm)
XCEN 0.3
/ Épaisseur de flamme estimée (en cm)
WMIX 0.5

/ Température fixée en un point (en K)
/ Nécessaire pour calculer la vitesse de flamme
TFIX 400

/ Critères de maillage : maillage très grossier
GRAD 0.9
CURV 0.9

/Données et résultats en fractions molaires
MOLE

/ Fractions molaires des gaz frais
/ Richesse = 0.65
REAC CH4 0.06375
REAC O2 0.19614
REAC N2 0.74011

/ Fractions molaires estimées des produits
/ (selon GASEQ)
```

```
PROD  N2    0.739
PROD  H2O   0.12725
PROD  O2    0.06754
PROD  CO2   0.06371
PROD  NO    0.00202
```

```
/ Fractions molaires maximales estimées des radicaux intermédiaires
/ (selon le manuel de Premix)
```

```
INTM CO    0.08
INTM HCO   0.00001
INTM HO2   0.0001
INTM O     0.001
INTM H2O2  0.0001
INTM H     0.02
INTM H2    0.01
INTM OH    0.001
INTM CH2   0.0001
INTM CH    0.00001
INTM CH2O  0.001
INTM CH3   0.0005
```

```
/ Tolérances pour la convergence
```

```
ATOL  1.E-9
RTOL  1.E-4
ATIM  1.E-7
RTIM  1.E-5
```

```
/ Écriture des résultats sans la totalité des solutions intermédiaires
```

```
PRNT   1
```

```
/ Contrôle du pas de temps en cas d'échec (non convergence)
```

```
/ de la méthode de Newton
```

```
TIME  150  0.5E-7  (sec)
TIM2   200  1.0E-6  (sec)
```

```
/ Profil de température estimé pour initialiser le calcul
```

```
TEMP 0.00000 293.00
TEMP 0.06250 327.90
TEMP 0.10360 400.00
TEMP 0.11430 436.00
TEMP 0.12500 483.60
TEMP 0.14060 575.60
TEMP 0.14840 633.20
TEMP 0.15620 699.00
TEMP 0.16410 773.10
TEMP 0.17190 855.40
```

```
TEMP 0.17970 945.60
TEMP 0.18750 1043.0
TEMP 0.19530 1147.0
TEMP 0.20310 1254.0
TEMP 0.21090 1358.0
TEMP 0.21880 1450.0
TEMP 0.22660 1518.0
TEMP 0.23440 1559.0
TEMP 0.24220 1584.0
TEMP 0.25000 1612.0
TEMP 0.26560 1618.0
TEMP 0.28120 1657.0
TEMP 0.31250 1683.0
TEMP 0.37500 1719.0
TEMP 0.43750 1745.6
TEMP 0.50000 1745.6
```

```
/ Recommencer le calcul à partir de la solution obtenue
/ ce qui permet de raffiner le maillage
```

```
CNTN
END
```

```
/ Raffinement du maillage : maillage grossier
```

```
GRAD 0.5
CURV 0.7
XSTR -1.0
XEND 3.0
```

```
CNTN
END
```

```
/ Raffinement du maillage : maillage "standard"
```

```
GRAD 0.2
CURV 0.5
XSTR -2.0
XEND 10.0
```

```
CNTN
END
```

```
/ Raffinement du maillage : maillage fin
```

```
GRAD 0.1
CURV 0.3
```

```
CNTN
END
```

```
/ Raffinement du maillage : maillage très fin
GRAD 0.05
CURV 0.2

CNTN
END

/ Raffinement du maillage : maillage le plus fin
GRAD 0.02
CURV 0.05

/ Fin du calcul
END
```

Ce fichier correspond à un calcul pour une flamme de méthane-air, d'une richesse de 0,65, à la pression atmosphérique, et pour une température des gaz frais de 293 K.

Le même type de fichier a été utilisé pour tous les calculs. Les modifications pouvaient concerner la pression, les fractions molaires des réactifs pour changer la richesse, les fractions molaires estimées des produits, et le profil de température estimé, notamment pour changer la température des gaz frais.

E.2 Modifications

Les calculs avec le mécanisme très complet de Konnov, prenant en compte 127 espèces et 1098 réactions, ont nécessité des redimensionnements de tableaux, pour augmenter l'espace de travail, dans le programme d'interprétation chimique `ckinterp`, dans le programme calculant les coefficients de transport `tranfit`, ainsi que dans le programme de lancement de Premix (« driver »), noté `premixdriv`.

Dans `ckinterp`, trois paramètres ont été modifiés de la façon suivante :

- MDIM = 50 (au lieu de 10),
- KDIM = 500 (au lieu de 100),
- IDIM = 1500 (au lieu de 500).

Dans `tranfit`, quatre paramètres ont été modifiés de la façon suivante :

- KDIM = 150 (au lieu de 99),
- LENICK = 20000 (au lieu de 10000),
- LENRCK = 16500 (au lieu de 10000),
- LENCCK = 150 (au lieu de 100).

Dans `premixdriv`, quatre paramètres ont été modifiés de la façon suivante :

- LENLWK = 1500 (au lieu de 700),
- LENIWK = 200000 (au lieu de 40000),
- LENRWK = 150000000 (au lieu de 15000000),
- NMAX = 1200 (au lieu de 600).

Annexe F

Profils de température et de concentrations d'espèces

Des profils de concentrations d'espèces et de température, calculés avec Premix et les schémas de cinétique chimique Konnov-Haber et Konnov-Hall (cf. paragraphe 4.2 du chapitre 4), sont représentés ici dans le cas d'une flamme de méthane-air, à la pression atmosphérique, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais de 25 °C.

Les deux mécanismes Konnov-Haber et Konnov-Hall diffèrent uniquement par les réactions de production et de désexcitation de OH* considérées. La concentration calculée en OH*, intégrée sur l'épaisseur de flamme, est faible dans les deux cas ($\sim 3.10^{-20}$ mol/cm² avec le schéma Konnov-Haber et $\sim 3.10^{-17}$ mol/cm² avec le schéma Konnov-Hall). De ce fait, seul le profil de concentration de OH* se distingue notablement selon le schéma considéré, les profils de concentrations des autres espèces mises en jeu étant quasiment identiques d'un schéma à l'autre.

F.1 Selon le schéma Konnov-Haber

Dans le mécanisme proposé par Haber ([28]), OH* est produit par une unique réaction :



Les profils de concentrations des espèces intervenant dans cette réaction de production sont représentés sur la figure F.1, avec le profil de concentration du dioxygène et le profil de température servant de référence pour la structure de flamme.

Sur cette figure, on peut voir que OH* est bien localisé au niveau de la zone de réaction.

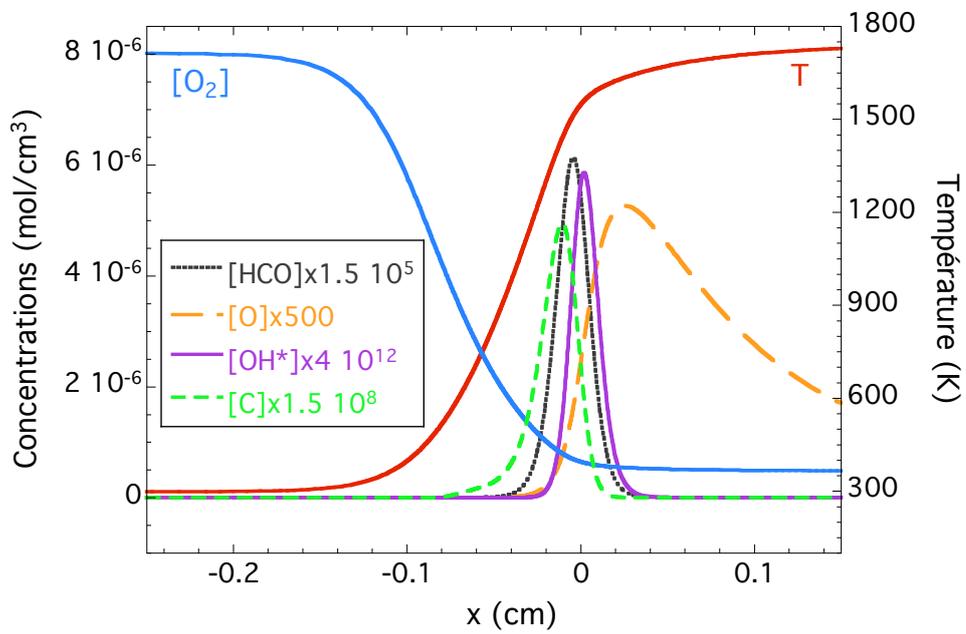
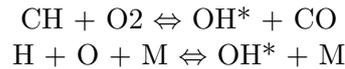


FIG. F.1 – Profils de température et de concentrations d'espèces mises en jeu dans la production de OH^* , selon le schéma Konnov-Haber, dans le cas d'une flamme de méthane-air, à la pression atmosphérique, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais de 25°C .

F.2 Selon le schéma Konnov-Hall

Dans le mécanisme proposé par Hall et Petersen ([30]), OH^* est produit par deux réactions :



Les profils de concentrations des principales espèces intervenant dans ces réactions de production, ainsi que le profil de température, sont représentés sur la figure F.2.

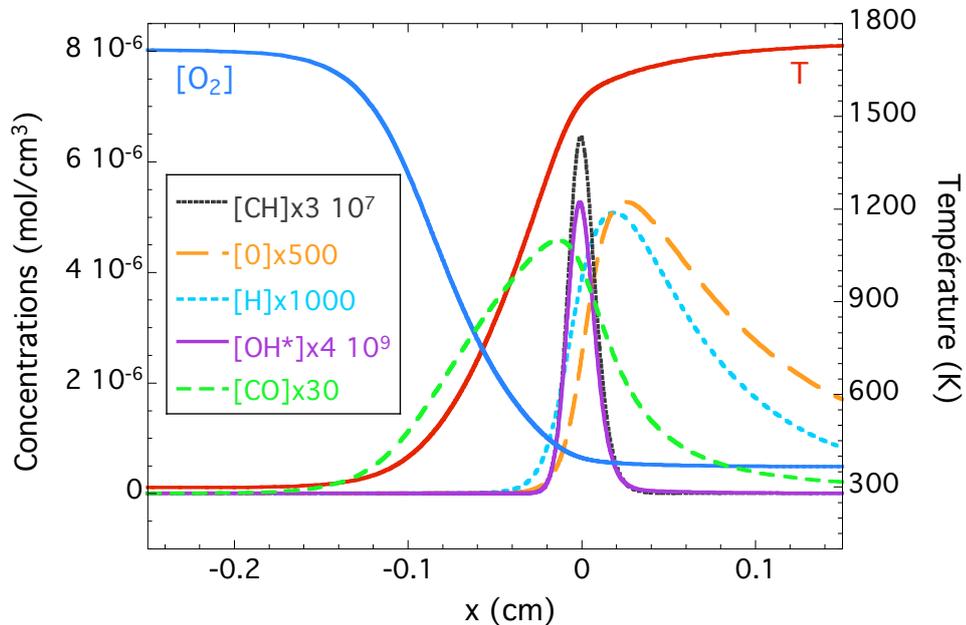


FIG. F.2 – Profils de température et de concentrations d'espèces mises en jeu dans la production de OH^* , selon le schéma Konnov-Hall, dans le cas d'une flamme de méthane-air, à la pression atmosphérique, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais de 25 °C.

Sur cette figure, on peut voir que OH^* est, cette fois encore, bien localisé au niveau de la zone de réaction, notamment par rapport à des espèces comme CO ou H dont les profils sont plus étalés.

Pour avoir une vision plus complète de la structure de flamme, nous avons également tracé les profils de concentrations du méthane, d'autres espèces intermédiaires majoritaires et de produits comme l'eau ou le dioxyde de carbone (cf. figure F.3).

En comparant le profil de concentration de OH^* à ceux des autres espèces considérées ici, on peut de nouveau constater que le radical hydroxyle excité a un profil très étroit se situant bien au niveau de la zone de réaction de la flamme, correspondant au lieu de consommation (disparition) du CH_4 .

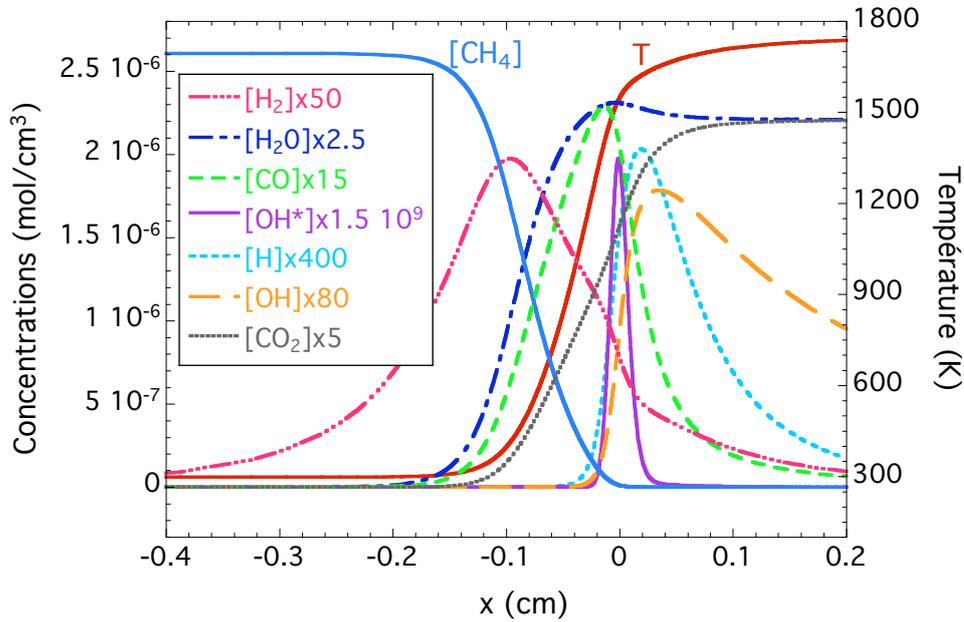


FIG. F.3 – Profils de température et de concentrations d'espèces, dont OH^* , selon le schéma Konnov-Hall, dans le cas d'une flamme de méthane-air, à la pression atmosphérique, pour une richesse de mélange de 0,65 et une température des gaz frais de 25°C .

Ce profil de concentration très étroit de OH^* s'explique par le fait que la durée de vie de ce radical est très courte (cf. paragraphe 4.2.5 du chapitre 4). La concentration en OH^* est maximale au niveau de son lieu de production. Le profil de concentration du radical hydroxyle non-excité, OH , est beaucoup plus large puisque sa consommation par réactions chimiques est plus lente.

Bibliographie

- [1] G.A. Batley, A.C. McIntosh, and J. Brindley. The time evolution of interactions between ultra short length scale pressure disturbances and premixed flames. *Combustion Science and Technology*, 92 :367–388, 1993. [21](#)
- [2] K.J. Bosschaart and L.P.H. De Goey. The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method. *Combustion and Flame*, 136 :264–269, 2004. [60](#), [61](#), [85](#), [121](#)
- [3] J.D. Buckmaster and P. Clavin. An acoustic instability theory for particle-cloud flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 24 :29–36, 1992. [5](#), [9](#)
- [4] S. A. Carl, M. Van Poppel, and J. Peeters. Identification of the $\text{CH} + \text{O}_2 \rightarrow \text{OH}(\text{A}) + \text{CO}$ reaction as the source of $\text{OH}(\text{A-X})$ chemiluminescence in $\text{C}_2\text{H}_2/\text{O}/\text{H}/\text{O}_2$ atomic flames and determination of its absolute rate constant over the range $T = 296$ to 511 K. *Journal of Physical Chemistry A*, 107 :11001–11007, 2003. [55](#), [56](#), [66](#)
- [5] C. Clanet. *Instabilités de Propagation de Flammes Monophasiques et Diphasiques dans une Enceinte Semi-Ouverte*. University thesis, Université d’Aix-Marseille-I, 1995. [117](#), [119](#)
- [6] C. Clanet, G. Searby, and P. Clavin. Primary acoustic instability of flames propagating in tubes : cases of spray and premixed gas combustion. *Journal of Fluid Mechanics*, 385 :157–197, 1999. [5](#), [119](#)
- [7] P. Clavin. Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 11 :1–59, 1985. [58](#)
- [8] P. Clavin and P. Garcia. The influence of the temperature dependence of diffusivities on the dynamics of flame fronts. *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, 2(2) :245–263, 1983. [111](#)
- [9] P. Clavin, P. Pelcé, and L. He. One-dimensional vibratory instability of planar flames propagating in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 216 :299–322, 1990. [6](#), [9](#), [11](#), [13](#), [49](#), [91](#), [103](#), [119](#)
- [10] P. Clavin and G. Searby. Unsteady response of chain-branching premixed-flames to pressure waves. *Combustion Theory and Modelling*, 12(3) :545–567, 2008. [90](#), [91](#), [104](#)

- [11] P. Clavin and J. Sun. Theory of acoustic instabilities of planar flames propagating in sprays or particle-laden gases. *Combustion Science and Technology*, 78 :265–288, 1991. [5](#), [9](#)
- [12] L. Crocco and S. Cheng. *Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors*. Butterworths, London, 1956. [2](#)
- [13] F.E.C. Culick. Combustion instabilities in liquid-fueled propulsion systems. an overview. In *Combustion instabilities in liquide fuelled propulsion systems*, volume N° 450 of *AGARD Conference proceedings*, pages 1.1–1.73. NATO, 1988. [2](#)
- [14] D. S. Dandy and S. R. Vosen. Numerical and experimental studies of hydroxyl radical chemiluminescence in methane-air flames. *Combustion Science and Technology*, 82 :131–150, 1992. [55](#), [56](#), [62](#), [66](#)
- [15] S.G. Davis, J. Quinard, and G. Searby. Determination of Markstein numbers in counterflow premixed flames. *Combustion and Flame*, 130 :112–122, 2002. [58](#)
- [16] Maurizio DeLeo, Alexei Saveliev, Lawrence A. Kennedy, and Serguei A. Zelepouga. OH and CH luminescence in opposed flow methane oxy-flames. *Combustion and Flame*, 149 :435–447, 2007. [55](#), [56](#), [75](#)
- [17] Nicolas Docquier, Sami Belhafaoui, François Lacas, Nasser Darabiha, and Carlos Rolon. Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28 :1765–1774, 2002. [34](#), [55](#), [56](#), [73](#)
- [18] J.W. Dold, R.W. Thatcher, A. Omon-Arancibia, and J. Redman. From one-step to chain-branching premixed-flame asymptotics. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :1519–1526, 2002. [90](#)
- [19] S. Ducruix, D. Durox, and S. Candel. Theoretical and experimental determination of the transfer function of a laminar premixed flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28 :765–773, 2000. [5](#), [9](#)
- [20] R.A. Dunlap. An investigation into resonance in ramjet-type burners. Technical Report Project M772, Engineering Research Institute, University of Michigan, 1950. [4](#), [9](#)
- [21] D. Durox, T. Schuller, and S. Candel. Self-induced instability of premixed jet flame impinging on a plate. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :69–75, 2002. [5](#), [9](#)
- [22] K.T. Feldman. Review of the literature on rijke thermoacoustic phenomena. *Journal of Sound and Vibration*, 7 :83–89, 1968. [2](#)
- [23] K.T. Feldman. Review of the literature on sondhauss thermoacoustic phenomena. *Journal of Sound and Vibration*, 7 :71–82, 1968. [2](#)

- [24] M. Fleifil, A.M. Annaswamy, Z.A. Ghoneim, and A.F. Ghoniem. Response of a laminar premixed flame to flow oscillations : A kinematic model and thermoacoustic instability results. *Combustion and Flame*, 106 :487–510, 1996. [5](#), [9](#)
- [25] M. Frenklach, H. Wang, C.T. Bowman, R.K. Hanson, G.P. Smith, D.M. Golden, W.C. Gardiner, and V. Lissianki. GRI-Mech 3.0. 1996. <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech>. [64](#), [129](#)
- [26] X. J. Gu, M. Z. Haq, M. Lawes, , and R. Woolley. Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane–air mixtures. *Combustion and Flame*, 121(1-2) :41–58, 2000. [61](#)
- [27] L.C. Haber, U. Vandsburger, W.R. Saunders, and V.K. Khanna. An experimental examination of the relationship between chemiluminescent light emissions and heat-release rate under non-adiabatic conditions. In *Proceedings of the International Gas Turbine Institute*, pages Paper 2000–GT–0121. ASME, 8-11 May Munich 2000. [34](#), [55](#), [56](#)
- [28] Ludwig Christian Haber. *An investigation into the origin, measurement and application of chemiluminescent light emissions from premixed flames*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, USA, April 2000. [34](#), [55](#), [56](#), [65](#), [75](#), [130](#), [137](#)
- [29] J.M. Hall, M. J. A. Rickard, and E. L. Petersen. Comparison of characteristic time diagnostics for ignition and oxidation of fuel/oxidiser mixtures behind reflected shock waves. *Combustion Science and Technology*, 177 :455–483, 2005. [55](#), [56](#), [65](#), [66](#), [75](#)
- [30] Joel M. Hall and Eric L. Petersen. An optimized kinetics model for OH chemiluminescence at high temperatures and atmospheric pressures. *International Journal of Chemical Kinetics*, 38 :714–724, 2006. [55](#), [56](#), [66](#), [75](#), [131](#), [139](#)
- [31] Y. Hardalupas and M. Orain. Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame. *Combustion and Flame*, 139 :188–207, 2004. [34](#), [55](#)
- [32] D.T. Harrje and F.H. Reardon. Liquid propellant rocket combustion instability. Technical Report SP-194, NASA, Washington, DC, 1972. [2](#)
- [33] U.G. Hegde, D. Reuter, B.R. Daniel, and B.T. Zinn. Flame driving of longitudinal instabilities in dump type ramjet combustors. *Combustion Science and Technology*, 55 :125–138, 1987. [2](#)
- [34] Y. Hidaka, S. Takahashi, H. Kawano, and M. Suga. Shock-tube measurement of the rate constant for excited OH($A^2\Sigma^+$) formation in the hydrogen-oxygen reaction. *Journal of Chemical Physics*, 86 :1429–1433, 1982. [55](#), [56](#), [66](#), [75](#)
- [35] B. Higgins. On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube. *Journal of Natural Philosophy , Chemistry and the Arts*, 1 :129–131, 1802. [2](#)

- [36] B. Higgins, M.Q. McQuay, F. Lacas, J.C. Rolon, N. Darabiha, and S. Candel. Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed laminar flames. *Fuel*, 80 :67–74, 2001. [34](#), [55](#), [56](#), [62](#), [73](#), [83](#), [84](#), [106](#)
- [37] C. Jiménez and H. Schmidt. Numerical simulation of the unsteady response of planar flames to acoustic waves. In *3rd Meeting of the Spanish section of the Combustion Institute*, Valladolid, Spain, 21-22 May 2009. [105](#)
- [38] W.E. Kaskan. An investigation of vibrating flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 4 :575–591, 1952. [5](#)
- [39] G.F.E. Kastner. *Les flammes chantantes : théorie des vibrations et considérations sur l'électricité*. Dentu et Lacroix, Paris, 1876. [2](#)
- [40] J.J. Keller. Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines. *A.I.A.A. Journal*, 33(12) :2280–2287, 1995. [2](#)
- [41] Jun Kojima, Yuji Ikeda, and Tsuyoshi Nakajima. Spatially resolved measurement of OH*, CH*, and C₂* chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane/air premixed flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28 :1757–1764, 2000. [34](#), [55](#)
- [42] A.A. Konnov. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion. release 0.5, (2000), available as electronic supplementary material to : Coppens, F.H.V., De Ruyck, J., Konnov, A.A., The effects of composition on the burning velocity and nitric oxide formation in laminar premixed flames of CH₄ + H₂ + O₂ + N₂. *Combustion and Flame*, 149 :409–417, 2007. [64](#), [129](#)
- [43] J. Le Conte. On the influence of musical sounds on the flame of a jet of coal-gas. *Philosophical Magazine*, 15 :235–239, 1858. [3](#)
- [44] G. Ledder and A. K. Kapila. The response of premixed flames to pressure perturbations. *Combustion Science and Technology*, 76 :21–44, 1991. [6](#)
- [45] T. Lieuwen. Modeling premixed combustion-acoustic wave interactions : a review. *Journal of Propulsion and Power*, 19(5) :765–781, 2003. [6](#)
- [46] T.C. Lieuwen, Y. Neumeier, and B.T. Zinn. The role of unmixedness and chemical kinetics in driving combustion instabilities in lean premixed combustors. *Combustion Science and Technology*, 135 :193–211, 1998. [5](#), [9](#)
- [47] A. Liñan. Tehnical report no. 1. Afosr contract no. e00ar68-0031, INTA Madrid, 1971. [90](#)
- [48] J. Luque, J. B. Jeffries, G. P. Smith, D. R. Crosley, K. T. Walsh, M. B. Long, and M. D. Smooke. CH(A-X) and OH(A-X) optical emission in an axisymmetric laminar diffusion flame. *Combustion and Flame*, 122 :172–175, 2000. [55](#), [56](#), [66](#), [75](#)
- [49] G.H. Markstein. Instability phenomena in combustion waves. *Proceedings of the Combustion Institute*, 4 :44–59, 1952. [32](#), [111](#)

- [50] G.H. Markstein. *Nonsteady flame propagation*. Pergamon, New York, 1964. 32, 111
- [51] G.H. Markstein. Flames as amplifiers of fluid mechanical disturbances. In *Proc. Sixth Natl. Congr. Appl. Mech., Cambridge, Mass*, pages 11–33, 1970. 5, 9
- [52] A.C. McIntosh. Pressure disturbances of different length scales interacting with conventional flames. *Combustion Science and Technology*, 75 :287–309, 1991. 6, 9, 11, 13, 20, 21, 91, 103
- [53] A.C. McIntosh. The linearised response of the mass burning rate of a premixed flame to rapid pressure changes. *Combustion Science and Technology*, 91 :329–346, 1993. 6, 9, 21
- [54] A.C. McIntosh. Deflagration fronts and compressibility. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, 357 :3523–3538, 1999. 6, 9, 20
- [55] N.W. McLachlan. *Theory and Application of Mathieu Functions*. Clarendon, Oxford, 1951. 112, 113, 114
- [56] Chris Morley. GASEQ, a chemical equilibrium program for windows, Version 0.79 January 2005. <http://www.gaseq.co.uk/>. 43, 50, 62, 71
- [57] Habib N. Najm, Phillip H. Paul, Charles J. Mueller, and Peter S. Wyckoff. On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate. *Combustion and Flame*, 113 :312–332, 1998. 55, 56
- [58] P. Pelcé and D. Rochwerger. Vibratory instability of cellular flames propagating in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 239 :293–307, 1992. 5, 9
- [59] T. Poinso, A. Trouvé, D. Veynante, S. Candel, and E. Esposito. Vortex driven acoustically coupled combustion instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 177 :265–292, 1987. 5, 9
- [60] A. Putnam. *Combustion driven oscillations in industry*. American Elsevier Publishers, New York, 1971. 1
- [61] A.A. Putnam and R.D. Williams. Organ pipe oscillations in a flame filled tube. *Proceedings of the Combustion Institute*, 4 :556–575, 1952. 5, 9
- [62] J.W.S. Rayleigh. The explanation of certain acoustical phenomena. *Nature*, 18 :319–321, 1878. 3
- [63] J.W.S. Rayleigh. *The theory of sound*, volume II. Dover Publications, New York, 1945. 29
- [64] G. Searby and D. Rochwerger. A parametric acoustic instability in premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 231 :529–543, 1991. 5, 9, 32, 33, 111, 112
- [65] V.A. Sklyarov and V.I. Furletov. Frequency characteristics of a laminar flame. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 15(1) :69–77, 1973. 6

- [66] Gregory P. Smith, Jorge Luque, Chung Park, Jay B. Jeffries, and David R. Crosley. Low pressure flame determinations of rate constants for OH(A) and CH(A) chemiluminescence. *Combustion and Flame*, 131(1) :59–69, 2002. [55](#), [56](#), [66](#), [75](#)
- [67] M. Tamura, P.A. Berg, J.E. Harrington, J. Luque, J.B. Jeffries, G.P. Smith, and D.R. Crosley. Collisional quenching of CH(A), OH(A), and NO(A) in low pressure hydrocarbon flames. *Combustion and Flame*, 114 :502–514, 1998. [55](#), [66](#), [75](#), [76](#)
- [68] J. Tyndall. *Sound*. Adamant Media Corporation, London, 1875. [2](#), [3](#)
- [69] C.M. Vagelopoulos and F.N. Egolfopoulos. Direct experimental determination of laminar flame speeds. *Proceedings of the Combustion Institute*, 27 :513–519, 1998. [61](#)
- [70] K. T. Walsh, M. B. Long, M.A. Tanoff, and M. D. Smooke. Experimental and computational study of CH, CH*, and OH* in an axisymmetric laminar diffusion flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 27 :615–623, 1998. [55](#), [56](#), [66](#), [75](#)
- [71] A. Wangher, J. Quinard, and G. Searby. Experimental and numerical investigations of the relation between OH* emission, flame speed and mass consumption rate. In I. Gökalp, editor, *European Combustion Meeting 2007*, Chania, Crête, Grèce, 10-13 April 2007, Proceedings on CD ROM (6 pages). The Combustion Institute. [7](#)
- [72] A. Wangher, G. Searby, and J. Quinard. Experimental investigation of the unsteady response of a flame front to pressure waves. *Combustion and Flame*, 154(1-2) :310–318, 2008. [7](#)
- [73] A. Wangher, G. Searby, and J. Quinard. Response of premixed flames to pressure oscillations. In *3rd European Conference for Aerospace Sciences*, Versailles, France, 6-9 July 2009, Proceedings on CD ROM (11 pages). [7](#)
- [74] I. Yamaoka and H. Tsuji. Determination of burning velocity using counterflow flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 20 :1883–1892, 1984. [44](#), [50](#), [51](#), [60](#), [61](#), [85](#), [121](#)
- [75] Ya.B. Zel'dovich. Chain reactions in hot flames - an approximate theory for flame velocity. *Kinetika i Katalis*, 2 :305–313, 1961. [90](#)
- [76] Ya.B. Zeldovich and D.A Frank-Kamenetskii. A theory of thermal flame propagation. *Acta Physicochimica URSS*, IX :341–350, 1938. [12](#)

RÉSUMÉ

Parmi les mécanismes susceptibles de contribuer à une instabilité thermoacoustique, l'effet direct de la pression acoustique sur la structure interne d'une flamme a été étudié analytiquement, mais n'a jamais été mesuré. L'objectif de ce travail est de présenter une étude expérimentale de la réponse de flamme à une sollicitation acoustique. Les analyses théoriques existant dans la littérature ont été réalisées dans le cadre d'un modèle de flamme simplifié, avec une réaction globale à une étape. Elles fournissent une évaluation de la réponse de flamme en termes de consommation massique instationnaire, ainsi qu'en termes de taux de dégagement de chaleur.

Nous avons conçu et réalisé un dispositif expérimental unique dans lequel des flammes laminaires prémélangées de méthane et de propane sont maintenues parfaitement planes par stabilisation paramétrique, et excitées par une oscillation de pression à fréquence variable. La réponse instationnaire de la flamme est mesurée par la chimiluminescence du radical excité OH^* , supposée, *a priori*, proportionnelle au taux de réaction. Les mesures confirment l'existence d'un effet direct de la pression sur l'intensité instantanée de l'émission OH^* , mais ne reproduisent pas les tendances prévues par l'analyse, en particulier pour les grandes valeurs de la fréquence réduite. Une étude numérique et expérimentale de la relation entre l'intensité de chimiluminescence de OH^* et le taux de consommation massique d'une flamme stationnaire a été réalisée, avec l'objectif de corriger nos mesures. Cependant, le résultat de cette étude ne fait qu'aggraver le désaccord avec les prévisions analytiques. Ces résultats ont suscité une nouvelle analyse théorique, basée sur des modèles de flamme plus complexes, qui montre que le modèle de cinétique chimique peut fortement influencer la réponse instationnaire d'une flamme à des oscillations de pression acoustique. Le meilleur accord avec nos résultats expérimentaux est obtenu pour le taux de dégagement de chaleur instationnaire.

Mots-clés : Flammes de prémélange, Interaction flamme - acoustique, Instabilités de combustion, Taux de réaction instantané, Chimiluminescence

ABSTRACT

Among the many mechanisms that can contribute to a thermoacoustic instability, the direct effect of acoustic pressure on the internal structure of a flame front has been investigated analytically, but has never been studied experimentally. The objective of the present work is to perform such an experimental study. The existing theoretical analyses were performed in the framework of a simplified flame model with a single step global reaction. They provide an evaluation of the amplitude of the frequency dependant flame response in terms of the unsteady mass consumption rate, and also the unsteady heat release rate.

We have designed a novel apparatus in which laminar premixed flames of methane and propane are maintained perfectly planar by parametric stabilisation, and subjected to a pure acoustic pressure oscillation of variable frequency. The unsteady flame response is measured using the chemiluminescence of the excited OH^* radical, supposed, *a priori*, to be proportional to the reaction rate. The measurements confirm the existence of a direct effect of pressure oscillations on the unsteady intensity of chemiluminescence, but do not reproduce the tendencies predicted analytically, particularly at high values of the reduced frequency. We have performed an experimental and numerical investigation of the relation between the intensity of OH^* emission and the mass consumption rate of a steady flame, with the objective of obtaining a correction to the experimental results. However the correction thus obtained increases the disagreement between theory and experiment. These results have led to a new theoretical analysis, based on more complex flame models, which shows that the chemical kinetic model can have a strong influence on the unsteady response of flames to acoustic pressure oscillations. A better agreement is obtained between our measurements and the analytical prediction for the unsteady heat release rate.

Keywords : Premixed flames, Acoustic - flame interaction, Combustion instabilities, Instantaneous reaction rate, Chemiluminescence
