



THÈSE

présentée par

Joseph BURGUBURU

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen

Discipline : Énergétique
Spécialité : Mécanique des Fluides
Formation doctorale : Sciences Physiques, Mathématiques
et de l'Information pour l'Ingénieur
Laboratoire d'accueil : CORIA CNRS UMR-6614

Etude expérimentale de la stabilité d'une flamme dans une chambre de combustion aéronautique par recirculation de gaz brûlés et par ajout d'hydrogène.

Soutenue le 11 janvier 2012

Membres du jury :

Rapporteurs :

Sebastien Ducruix Chargé de recherche, EM2C, Ecole Centrale Paris
Iskender Gökalp Directeur de recherche, ICARE (Orléans)

Examineurs :

Bénédicte Cuenot Chercheur Sénior, CERFACS (Toulouse)
Simone Hochgreb Professeur, Université de Cambridge (United Kingdom)
Michel Cazalens Senior Expert en combustion, Snecma

Encadrants :

Bruno Renou Professeur, INSA de Rouen (directeur de thèse)
Mourad Boukhalfa Professeur, INSA de Rouen (co-directeur)
Gilles Cabot Maître de conférences, Université de Rouen (co-directeur)

Résumé

Les normes environnementales aéronautiques sur les émissions de NOx sont de plus en plus strictes. Au ralenti, les techniques actuelles de réduction génèrent des instabilités de combustion et augmentent fortement les émissions de monoxyde de carbone. Il s'agit donc, à bas régimes, d'augmenter la stabilité des chambres tout en diminuant les émissions. Dans cette optique, deux pistes sont explorées dans cette étude. La première consiste à modifier en profondeur l'architecture des chambres actuelles afin de stabiliser les flammes par une cavité (TVC), la seconde, à doper au ralenti le carburant.

Des configurations industrielles de type TVC ont fait l'objet de publications. Cependant, très peu d'informations sur les mécanismes de la stabilisation et sur la structure ds flammes sont disponibles. Pour y remédier, une chambre de combustion de type TVC est construite et étudiée. Dans un premier temps, les mesures à froid mettent en évidence les paramètres et les structures des écoulements favorables à une bonne stabilisation. L'analyse lorsque seule la cavité est alimentée en carburant fournit des informations sur le comportement intrinsèque de la flamme dans la cavité. L'étude temporellement résolue de la combustion de l'ensemble de la chambre, permet, malgré la présence d'instabilités de combustion, de dégager les éléments stabilisateurs et déstabilisateurs de celle-ci. L'impact de la structure de la flamme sur les émissions polluantes est également envisagé. Les mécanismes de stabilisation connus, cette étude ouvre la voie une amélioration de la géométrie.

Une deuxième partie de l'étude porte sur l'ajout de composés hydrogénés au sein d'une chambre de combustion conventionnelle. Cette étude est effectuée avec de l'hydrogène pur et des gaz issu du reformage du kérosène. Ainsi, l'ajout de gaz de reformeur hydrogénés au ralenti, permet, malgré une légère augmentation des émissions de NOx, une très forte réduction des CO, une augmentation de la stabilité et une diminution la limite d'extinction pauvre. A hauts régimes, les techniques de réduction de NOx peuvent être envisagées, sans pour autant subir leurs effets néfastes à bas régimes.

Abstract

Environmental standards on aircraft NO_x emissions are becoming stricter and stricter. Current techniques for reducing them have drawbacks. They need, at low combustion rates, to increase the stability of the combustion chamber and to reduce CO emissions. Both these two options are explored in this study. The first option is to fundamentally change the architecture of the current combustion chamber in order to stabilize them by a cavity (TVC), the second option is to dope fuel at idle.

Papers dealing with Industrial configurations of Trapped Vortex Combustors (TVC) have been published, but very little information on the mechanisms of stabilization and on the flame structure are available. To remedy this, a TVC is constructed and studied. Firstly, the study highlights in cold conditions, parameters and flow structures generating good flame stability. Measurements which are done when the cavity only is supplied with fuel, provide information about the intrinsic behavior of the flame in the cavity. The temporally resolved study of the combustion allows the identification of the destabilizing and stabilizing elements, despite the presence of combustion instabilities. The impact of the flame structure on pollutant emissions is also considered. Once the stabilization mechanisms are known, this study paves the way for an improved geometry.

The second part of the study, deals with the addition of hydrogen compounds in a conventional combustion chamber. This study is performed with pure hydrogen and gas from the reforming of kerosene. Thus, despite a slight increase in NO_x emissions, the addition of hydrogenated reformer gas at idle allows a drastic reduction of CO emissions, increases the flame stability and reduces the lean blow out limit. Therefore, techniques for reducing NO_x emissions at high regimes can be considered without drawbacks.

Remerciements

Je tiens, tout d'abord, à remercier les membres de mon jury, en particulier mes rapporteurs, Iskender Gökalp et Sébastien Ducruix pour avoir examiné et jugé mon travail. Je remercie également, Bénédicte Cuenot, Simone Hochgreb et Michel Cazalens d'avoir examiné ma thèse.

Je remercie chaleureusement Bruno Renou, Gilles Cabot et Mourad Boukhalfa pour leur encadrement au cours de ces trois années. Nos interactions furent fort enrichissantes et ont permis de parvenir, en peu de temps, à dimensionner, construire et analyser la chambre de combustion. Je les remercie également pour les conseils et soutiens qu'ils m'ont prodigués durant ces trois ans.

Cette thèse s'est déroulée au sein du laboratoire CORIA. Je remercie Mourad, en tant que directeur de celui-ci, et l'ensemble du personnel du CORIA pour m'avoir accueilli et mis à ma disposition les locaux, leur expertise, et l'ensemble des outils d'analyse. Je remercie ainsi, Gilles Godard, Carole Gobin, Philippe Pruvot, Stéphane Hadjadje, Corentin Jouen, Henri Cavalier, Nathalie Fouet, Valérie Thieury, Isabelle Lebon, Hugues Aroux, Olivier Lefebvre, Guillaume Edouard, Steeve Beauvais, Cédric Chamberlin, Benjamin Quevrex, Jacky Galle, Ludovic Frébourg, Bruno Mille, Thierry Muller et Philippe Toutain.

Je remercie également Michel Cazalens pour avoir été mon encadrant industriel. Cette thèse a été financée dans le cadre d'un contrat CIFRE avec l'entreprise Snecma.

Ma reconnaissance se porte aussi aux autres membres du laboratoire, doctorants ou permanents, qui m'ont permis de travailler dans un cadre convivial. Ces poses cafés et ces soirées passées ensemble ont grandement participé à maintenir. Je remercie ainsi Marianne Sjostrand, Micheline Ayoub, Jean Philippe Frenillot, Cindy Merlin, Guillaume Godel, Matthieu Cordier, Alexis Vandell, Aurélien Varéa, Pradib Xavier, Céline Cardin, Chloé Caumont, David Taieb, Benoit Leveugle, Jiasheng Min, Nicolas Enjalbert, Mathieu Maugendre, Alvin Loo, Davy Ngomo Otego, Nicolas Leboucher, Guillaume Lodier, Nicolas Maheu, Xavier Petit, Eric Albin, François Pecquery, Matthias Malandain, Catherine Grusel, Olivier Thomine, Memdouh Belhi, Elise Roulin, Roomilia Naek, Fabien Thiesset, Nebya Salah. Je remercie également Françoise Baillot et Yves d'Angelo pour ces poses fort enrichissantes.

Un grand merci à ma famille et mes amis qui m'ont soutenus durant ces années.

Table des Matieres

1	Introduction	17
1.1	Cadre de la thèse	17
1.2	Problématique de la thèse	20
1.3	Plan	22
I	Étude d'une chambre de combustion de type TVC	25
2	Généralités sur la combustion	27
2.1	Régimes de flamme	28
2.1.1	La combustion "industrielle" : Phénoménologie de la combustion aéronautique	28
2.1.2	Les flammes de diffusion laminaire	29
2.1.3	Les flammes de prémélange	29
2.1.4	L'effet de la turbulence	30
2.1.5	Les flammes de prémélange turbulentes	32
2.1.6	Conséquences pratiques	34
2.2	Les instabilités de combustion	35
2.2.1	Présentation	35
2.2.2	Bref historique	36
2.2.3	Classification des instabilités	36
2.2.4	Caractérisation systémique	36
2.2.5	Les causes	37
2.2.6	La caractérisation énergétique	38
2.2.7	Conséquences	41
2.2.8	Le contrôle des instabilités	41
2.3	Les polluants issus de la combustion aéronautiques	43
2.3.1	Les NO_x	43
2.3.2	Le CO	44
2.3.3	Le CO_2	45
2.3.4	Le SO_2	45
2.3.5	Les suies et les particules	45
2.3.6	Le compromis	45
2.4	Les turboréacteurs	46
2.4.1	Fonctionnement général	46
2.4.2	Les chambres de combustion conventionnelles	47

2.4.3	Pistes pour l'amélioration des turbines à gaz	50
3	La stabilisation par cavité	55
3.1	Dynamique de l'écoulement sur une cavité	55
3.1.1	Classification	56
3.1.2	Couplages dans une cavité	58
3.1.3	Les paramètres influents	62
3.1.4	Les modèles	63
3.2	Stabilisation par une cavité dans les superstatoréacteurs	64
3.3	Le Trapped Vortex Combustor	65
3.3.1	Première génération	65
3.3.2	Seconde Génération	66
3.3.3	Troisième Génération	67
3.3.4	Le TVC de General Electric	67
3.3.5	Autres concepts	68
3.4	L'Ultra Compact Combustor	72
4	Dispositif expérimental	75
4.1	Le banc d'essai	75
4.1.1	Description général	75
4.1.2	Les injections de fluides	76
4.2	Le brûleur TVC	78
4.2.1	Le principe	78
4.2.2	Dimensions	79
4.2.3	Les injections de fluides	79
4.2.4	Les accroches flammes	81
4.2.5	Le swirler	81
4.2.6	Les richesses	81
5	Les diagnostics	83
5.1	Les mesures de pression dynamique	83
5.2	Les mesures de Chemiluminescence CH*	84
5.2.1	Mesures avec la caméra EM CCD	85
5.2.2	Mesures avec la caméra ICCD	85
5.3	Mesures de vitesses par PIV	85
5.3.1	Rappel des principes	85
5.3.2	L'ensemencement	86
5.3.3	Plans de mesure	87
5.3.4	Acquisition et post traitement	88
5.4	Mesures simultanées PIV-CH*-P'	89
5.4.1	Mesures expérimentales	89
5.4.2	Position des mesures	89
5.5	Mesures de vitesses par Anémométrie Doppler Laser	90
5.5.1	Principe	90
5.5.2	Le dispositif expérimental	91
5.5.3	Les mesures	92
5.5.4	Post traitement des données	93
5.6	Émissions polluantes	94

5.6.1	Mode de mesure	94
5.6.2	Mode de détermination	94
5.7	La nomenclature des mesures	95
6	Étude de l'écoulement non réactif	97
6.1	Le cas de référence	98
6.1.1	Les conditions en entrée de chambre	98
6.1.2	La structure de l'écoulement	98
6.1.3	Les structures cohérentes	101
6.1.4	Conclusion partielle	104
6.2	Influence des barreaux	104
6.2.1	Sur la structure de l'écoulement	105
6.2.2	Sur la dynamique de la chambre	105
6.2.3	Conclusion partielle	107
6.3	Comparaison de nos résultats avec ceux des autres TVC	107
6.4	Influence du débit d'air principal Qa_M	107
6.4.1	Sur le champ moyen	107
6.4.2	Sur la dynamique de la chambre	110
6.4.3	Sur l'aspiration du barreau	111
6.4.4	Conclusion partielle	111
6.5	Influence d'autres paramètres	112
6.5.1	Influence de l'air issu de la cavité Qa_C	112
6.5.2	Influence de l'air aval Qa_A	113
6.5.3	Conclusion partielle	113
6.6	Influence du Swirl	114
6.7	Récapitulatif des régimes	114
6.8	Résultats de simulation numérique	117
6.8.1	Validation du cas de référence	117
6.8.2	Effet de la longueur de cavité	117
6.8.3	Effet du débit d'air principal	119
6.8.4	Effet de l'ajout du swirl	119
6.8.5	Conclusion sur les simulations numériques	121
6.9	Conclusions des mesures à froid	121
7	Etude de l'écoulement réactif dans la cavité seule	123
7.1	Influence de la vitesse principale et de la richesse de cavité	124
7.1.1	Influence de la vitesse de l'écoulement principal	124
7.1.2	Influence de la richesse	127
7.1.3	Conclusion partielle	130
7.2	Influence de longueur de la Cavité	131
7.2.1	Conclusion partielle	134
7.3	Influence du swirl	134
7.4	Conclusion sur la stabilisation par la cavité	136
8	Étude de la structure et de la stabilité de l'écoulement réactif	137
8.1	Le cas de référence	137
8.1.1	Présentation générale du cas de référence	137
8.1.2	Évolution de la structure au cours d'un cycle	142

8.1.3	Point sur la stabilité	146
8.2	Influence d'autres paramètres	147
8.2.1	Influence de la richesse dans la cavité	147
8.2.2	Influence de la longueur de la cavité	152
8.2.3	Influence de l'air principal	154
8.2.4	Influence de l'air principal : simulation numérique	156
8.2.5	Influence de l'ajout du swirl	156
8.3	Le cas <i>stable</i>	161
8.3.1	Modification apportée par la stabilité	163
8.3.2	Évolution de la structure au cours d'un cycle	164
8.3.3	Conclusion sur le cas <i>stable</i>	166
8.4	Conclusion	169

II Ajout de dopant dans un injecteur de kérosène aéronautique 171

9	Introduction	173
10	Étude de l'injection d'H_2 dans un injecteur	177
10.1	Introduction	177
10.2	Experimental set-up	178
10.2.1	Experimental facility	178
10.2.2	Optical diagnostics and measurements	179
10.2.3	Experimental conditions	180
10.3	Non-reacting burner characterization	181
10.4	Results in reactive configuration	183
10.4.1	Flame stability and lean blow off	183
10.4.2	Pollutant emissions	184
10.5	Conclusions	186
11	Injection de gaz de reformeur dans un injecteur de kérosène	189
11.1	Introduction	189
11.2	Experimental set-up	191
11.2.1	Experimental facility	191
11.2.2	Optical diagnostics and measurements	192
11.2.3	Experimental conditions	193
11.3	Non-reacting burner characterization	194
11.3.1	Cold flow topology	194
11.3.2	Granulometry	196
11.4	Results in reactive configuration	197
11.4.1	The flame stability and LBO	197
11.4.2	Pollutant emissions	200
11.5	Conclusions	203
12	Conclusion générale	205
A	Modélisation de l'acoustique de la chambre	209

B	Données expérimentales sur le TVC	211
B.1	Diagramme de stabilité	211
B.2	La qualité de la combustion	211
C	Dimensionnement de la chambre	215
C.1	Les objectifs	215
C.2	Les contraintes	215
C.3	Les accroches flammes	216
C.4	Choix de la structure de l'écoulement dans la cavité	216
C.5	Hauteur des injections	217
C.6	Hauteur de la paroi aval	217
C.7	La mise en giration de l'écoulement	217
C.8	Plan de la chambre	218
D	Simulation numérique du point $Q_{aM} = 60$ g/s	221
	Bibliographie	245

Liste des symboles

Acronymes

ACARE Advisory Council for Aeronautics Research in Europe

ADL Anémométrie Doppler Laser

AFRL Air Force Research Laboratory

ATR Auto Thermochemical Reforming

CCD Charge-Coupled Device

CIC Cavity Inside Cavity

CPOX Catalytic Partial Oxidation

DHP Distributeur Haute Pression

EC Energy Contribution

FDF Flame Describing Function

FTF Flame Transfer Function

GEAE General Electric Aircraft Engine

ICCD Intensified Charge-Coupled Device

KIAI Knowledge for Ignition, Acoustics and Instabilities

LBO Lean Blow Out

LHV Low Heating Value

LPP Lean Premixed Prevaporized

PB Plan d'un Barreau

PCI Pouvoir Calorifique Inférieur

PIV Particule Image Velocimetry

PM Plan entre deux barreaux

POX Partial Oxidation

PSB Plan Sans Barreau

RPS Ramgen Power Systems

RQL Rich Burn, Quick-Mix, Lean Burn

SR Steam Reforming
TAF Tube à Flamme
TECC – AE Technologie Enhancement for Clean Combustion in Aero-Engines
TET Température d’Entrée Turbine
TTVC Tangential Trapped Vortex Combustor
TVC Trapped Vortex Combustor
UCC Ultra Compact Combustor

Exposants

Blend Relatif aux mélange
n Relatif aux conditions normales de température et de pression.

Lettres grecques

δ Épaisseur de la couche limite [m]
 δ_L Épaisseur de flamme laminaire [m]
 δ_P Épaisseur de la zone de préchauffage [m]
 δ_R Épaisseur de la zone de réaction [m]
 ϵ Taux de dissipation de l’énergie cinétique [$m^2 s^{-3}$]
 μ Viscosité cinématique [$m^2 s^{-1}$]
 ν Fréquence du photon [Hz]
 ϕ Richesse
 Ψ_{H_2} Taux de d’enrichissement en hydrogène
 ρ_0 Masse volumique moyenne [$kg m^{-3}$]
 ρ_p Masse volumique d’une particule [$kg m^{-3}$]
 τ_c Temps caractéristique de la chimie [s]
 τ_c Temps caractéristique des grandes structures turbulentes [s]
 τ_k Temps caractéristique des petites structures turbulentes [s]

Indices

0 Relatif aux données moyennes ou de références
 C Relatif à l’écoulement de cavité
 G Relatif à l’ensemble de la chambre
kero Relatif au kérosène
 L Relatif à la longueur de cavité
 M Relatif à l’écoulement de principal
Prim Relatif à l’air primaire
 RG_1 Relatif au gaz de reformeur 1

RG_2 Relatif au gaz de reformeur 2

Sec Relatif à l'air secondaire

t Relatif à la turbulence

Lettres latines

\dot{m} Débit massique [$kg\ s^{-1}$]

c_0 Vitesse du son moyen [$m\ s^{-1}$]

C_P Capacité calorifique à pression constante [$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$]

D_a Diamètre du Corps amont (TVC 1^{ère} génération) [m]

D_f Diamètre du Corps aval (TVC 1^{ère} génération) [m]

d_p Taille caractéristique d'une particule [m]

EI Indice d'émissions [$mg\ MJ^{-1}$]

f_d Fréquence Doppler [Hz]

g_0 Accélération gravitationnelle au niveau de la mer [$m^2\ s^{-1}$]

h Constante de Planck [$m^2\ kg\ s^{-1}$]

k Énergie cinétique turbulente massique [$m^2\ s^{-2}$]

L Longueur de Cavité [m]

l_t Longueur caractéristique de la turbulence [m]

l_t longueur caractéristique de la turbulence [m]

L_c Longueur caractéristique de l'écoulement [m]

Q_{Vol} Débit volumique entrant dans une chambre de combustion [$m^3\ s^{-1}$]

S_L Vitesse de flamme laminaire [$m\ s^{-1}$]

t Temps de séjour [s]

T_0 La température moyenne [K]

T_B Température des gaz brûlés [K]

T_U Température des gaz frais [K]

u' Fluctuation de vitesse [$m\ s^{-1}$]

u_i i ème composante de la vitesse [$m\ s^{-1}$]

U_M Vitesse de l'écoulement principal [$m\ s^{-1}$]

v Vitesse d'une particule [$m\ s^{-1}$]

V_F Volume de fumée sèche [$m^3\ kg^{-1}$]

$V_{Chambre}$ Volume d'une chambre de combustion [m^3]

x_i i ème composante de la position [$m\ s^{-1}$]

Nombres sans dimension

Bk Rapport de confinement

M	Nombre de Mach
Re_δ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite
Re_L	Nombre de Reynolds basé sur la longueur de cavité
Sn	Nombre de Swirl
St	Nombre de Strouhal
Stk	Nombre de Stokes

Sommaire

1.1	Cadre de la thèse	17
1.2	Problématique de la thèse	20
1.3	Plan	22

1.1 Cadre de la thèse

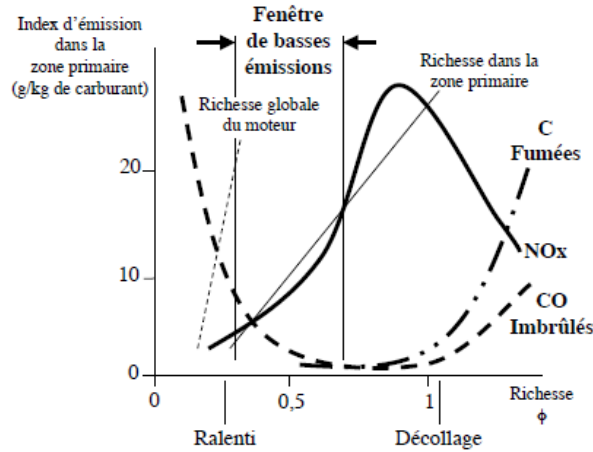
Le contexte général de cette thèse est l'étude de la stabilisation des flammes dans les chambres de combustion de turbines à gaz.

Elle se déroule dans le cadre du projet européen TECC-AE (Technologie Enhancement for Clean Combustion in Aero-Engines). Son objectif est de réduire fortement les émissions polluantes, en particulier les émissions d'oxydes d'azote NO_x , de manière à répondre aux objectifs fixés par l'Advisory Council for Aeronautics Research in Europe d'ici 2020 [55]. Elle préconise par exemple, de réduire de 80% les émissions de NO_x , sans pour autant augmenter les émissions de monoxyde de carbone, et de réduire de 50% des émissions de CO_2 . Dans cette optique, différentes pistes sont abordées. Elles jouent sur les deux principaux mécanismes intervenant dans la formation des oxydes d'azote thermique : les hautes températures d'une part, et le temps de résidence des gaz chauds dans les zones de hautes températures d'autre part.

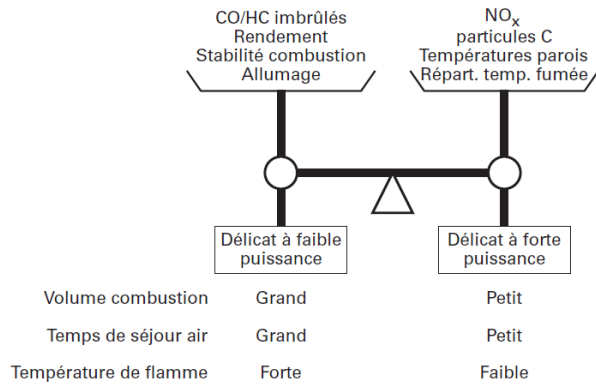
Considérons le contrôle de la température. La figure 1.1(a) présente l'évolution des émissions de NO_x et de CO en fonction de la richesse de la chambre, celle-ci étant supposée contrôlée. Elle met en évidence une étroite fenêtre de richesse dans laquelle la combustion est *propre*. Pour des richesses inférieures à celles de la fenêtre, la combustion est de faible qualité, le CO n'est pas oxydé en CO_2 . On est proche de l'extinction pauvre. Pour des richesses supérieures, les hautes températures provoquent la formation de NO_x . En combustion riche, c'est-à-dire pour des richesses largement supérieures à celle recherchée, le manque d'oxygène empêche l'oxydation du CO en CO_2 . Le contrôle de la température passe donc par deux étapes : la combustion en mode prémélangé, c'est-à-dire lorsque air et carburant sont mélangés avant l'injection dans la chambre, pour contrôler la richesse locale de la flamme, et ensuite une combustion pauvre, c'est-à-dire avec un excès d'air, pour se situer dans la fenêtre de basses émissions.

Dans les chambres aéronautiques actuelles, le kérosène est directement injecté sous forme de spray dans la chambre dans un écoulement dit *swirlé*, c'est-à-dire en rotation. Ce mode de combustion est de type diffusif ou partiellement prémélangé. Dans ce cas, la température de flamme à l'intérieur de la chambre n'est pas maîtrisée.

Pour y pallier, une solution consiste à prévaporiser le carburant pour obtenir



(a) Richesse et émissions dans un moteur conventionnel [199]



(b) Compromis de dimensionnement d'une chambre de combustion [133]

Fig 1.1 – Plage de fonctionnement et émissions polluantes associées.

un mélange prémélangé. De plus, l'augmentation du débit d'air rendrait le mélange pauvre. La combinaison de ces deux actions conduit malheureusement à la formation de phénomènes instationnaires destructeurs : les instabilités de combustion [46], avec, par la même occasion, une forte augmentation des imbrûlés et du monoxyde de carbone [38]. Les instabilités de combustion ont été l'objet de nombreuses études très bien résumées dans plusieurs articles [38, 26] et ouvrages [124]. Récemment, Huang et Yang se sont intéressés plus particulièrement aux instabilités de combustion dans les écoulements swirlés, c'est-à-dire dans ceux rencontrés dans les turbines à gaz, en résumant l'état de l'art sur le sujet [87]. Toutes ces études conduisent à une meilleure compréhension des phénomènes intervenant dans les mécanismes des instabilités de combustion et des moyens mis en œuvre pour les contrôler. Leur prédiction reste cependant difficile et leur suppression, un problème très délicat.

Considérons maintenant le contrôle du temps de séjour t . Ce dernier est en relation directe avec le volume de la chambre ($V_{Chambre}$) et le débit volumique de fluide entrant (Q_{Vol}) selon la relation suivante : $\left(t = \frac{V_{chambre}}{Q_{vol}}\right)$. Ce volume est dimensionné par deux paramètres principaux réglementés : l'allumage en altitude et

la quantité d'émissions polluantes à bas régime.

- Une amélioration du processus d'allumage permet de réduire l'espace nécessaire à la propagation et au développement d'un noyau d'allumage. Il convient alors de placer la source d'énergie au milieu de la chambre. Actuellement l'allumage se fait au moyen d'une bougie électrique qui génère une étincelle. Cette dernière a lieu le long de la paroi de la chambre. Cette technique est intrusive et les conditions extrêmes à l'intérieur de la chambre forcent la bougie à se situer dans des endroits qui ne sont pas optimaux pour réduire le temps d'allumage. Pour maîtriser l'emplacement du dépôt d'énergie, une des pistes est l'allumage par laser. Cette problématique dans des écoulements swirlés, a déjà fait l'objet de plusieurs études [157, 18, 135] et continue d'être explorée dans le cadre du projet européen KIAI (Knowledge for Ignition, Acoustics and Instabilities). Pour le moment, les études expérimentales se concentrent principalement sur des allumages en milieux monophasiques. Le lieu le plus défavorable se situe alors dans la zone de cisaillement de l'injecteur [56]. A l'opposé, le lieu d'allumage optimal se situe dans la zone de recirculation centrale de l'injecteur. Cette zone est malheureusement inaccessible en mélange diphasique en raison de la barrière que représente le spray de carburant. Le processus d'allumage d'un injecteur, dans des écoulements diphasiques swirlés, fait également l'objet d'études numériques [154, 12]. Celui-ci est fortement dépendant des processus d'évaporation des gouttelettes et de mélange avec l'air. Les résultats obtenus sont donc différents des allumages monophasiques. La propagation d'une flamme à l'ensemble d'une chambre est complexe [13] et met en évidence l'importance des actions conjuguées de l'aérodynamique de l'injecteur, des caractéristiques des sprays générés et de la dilatation thermique.
- A bas régime, la puissance est faible, les températures sont peu importantes et cela se traduit par une combustion de faible qualité liée à une réduction de la cinétique de l'oxydation du CO en CO_2 [100]. Il est alors nécessaire d'augmenter le volume de la chambre pour permettre une réaction plus complète.

Des éléments contradictoires sont donc à concilier (cf. figure 1.1(b)). D'un côté, la contrainte sur l'allumage et sur la combustion à bas régime qui tendent à augmenter le temps de séjour pour limiter les émissions de CO mais qui augmentent les NO_x , et de l'autre, la contrainte de brûler en prémélange pauvre, afin de contrôler les émissions de NO_x ce qui rend les flammes instables et augmente les émissions de CO .

Les études, citées précédemment, recherchent des solutions aux problèmes générés par les configurations actuelles. D'autres pistes alternatives peuvent cependant être explorées afin d'augmenter le degré de liberté de l'ensemble, en vue de s'affranchir des contraintes inhérentes aux solutions existantes.

Ces pistes sont les suivantes :

- Le remplacement du kérosène par un carburant alternatif tel que l'hydrogène [65]. Cependant, ce carburant doit être disponible en grande quantité, être d'un coût raisonnable, avoir un Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) élevé, une masse volumique importante, des propriétés physico-chimiques stables sur une large gamme de température tout en satisfaisant les contraintes de sécurité

propres à l'aviation.

- La création d'une géométrie modulaire. Cette piste reste cependant peu réalisable. Une chambre de combustion doit être fiable sur le long terme et l'addition de pièces mobiles dans la chambre de combustion risque fortement de compromettre la fiabilité du turboréacteur.
- La modification de la géométrie de l'injecteur pour obtenir des flammes de plus grande stabilité. Tel est le cas des injecteurs multipoints actuellement utilisés [6, 33, 111].
- L'ajout d'un dopant chimique dans l'injecteur aux régimes critiques [57].
- La modification radicale de la structure de la chambre de combustion et de l'injecteur, via une rupture technologique [84, 2, 169].

1.2 Problématique de la thèse

Le thème global de la thèse porte sur la recherche de voies nouvelles pour stabiliser la combustion, afin de diminuer les émissions de NO_x , sans pour autant augmenter les émissions de CO . Cette étude se focalise sur les deux derniers moyens cités précédemment : La modification radicale de la géométrie de la chambre et l'ajout de dopant dans la chambre.

Il s'agit d'abord d'étudier la stabilisation d'une flamme dont le mécanisme stabilisateur est en rupture avec celui des géométries conventionnelles. La configuration étudiée reprend un concept découvert en 1993 [84], appelé Trapped Vortex Combustor (TVC). Celui-ci s'est ensuite diversifié en plusieurs autres concepts dont s'inspire la géométrie de la chambre. Le principe général reste cependant inchangé.

Ainsi, une chambre de combustion de type TVC est composée de deux parties : une première, composée d'une cavité, et une seconde, formée par un écoulement principal affleurant la cavité. Des injections d'air et de carburant sont placées dans la cavité pour y générer la combustion d'une flamme dite "pilote". D'autres injections sont placées dans l'écoulement principal pour permettre la combustion d'une flamme principale. La dynamique de la flamme et la structure de l'écoulement dans la cavité sont théoriquement indépendantes de la structure et de la dynamique de l'écoulement principal, sauf pour de faibles puissances [169]. Les gaz brûlés et les radicaux générés par la combustion de la flamme de cavité sont aspirés hors de la cavité et servent à la stabilisation de flammes aux faibles richesses. En effet, des accroches-flammes sont immergés dans l'écoulement principal et sont placés au sommet du bord amont de la cavité. L'écoulement principal génère derrière ceux-ci une dépression et une zone de faible vitesse. Cette zone aspire les gaz issus de la cavité et les fait passer dans l'écoulement principal. Ces gaz réactifs, en provenance de la cavité, couplés avec les zones de faibles vitesses, stabilisent la flamme principale et permettent de brûler à plus faibles richesses. L'étude portera également sur l'ajout de giration à l'écoulement principal. Cette giration a deux avantages. Tout d'abord, elle simule la suppression du dernier étage du compresseur ce qui représente un gain de poids, d'autre part, cette giration permet potentiellement d'améliorer l'efficacité de la combustion dans la chambre. En effet, cette giration est déjà utilisée dans un concept appelé Ultra Compact Combustor (UCC) [2]. Celui-ci utilise la mise en giration de l'écoulement réactif de manière à augmenter la vitesse de flamme [118] :

la giration crée une accélération centrifuge qui tend à augmenter le mélange entre les gaz frais et les gaz brûlés.

Comment dimensionner une chambre de combustion alliant ces deux concepts ? Quels sont les éléments stabilisateurs ou déstabilisateurs de celle-ci ? Quels paramètres sont favorables à une combustion de bonne qualité ? Quel est l'effet de l'ajout de la giration ? Peut-on prédire le comportement de la chambre pour des points de fonctionnement autres que ceux explorés précédemment ? Toutes ces questions seront abordées par la suite.

Une autre partie de l'étude s'attachera à évaluer l'effet de l'ajout de dopants dans un injecteur aéronautique (kérosène) durant les phases critiques où le moteur fonctionne à faible puissance tels que le ralenti ou la phase de taxi. Pour des raisons de commodité et de poids, ces dopants pourraient être produits *in situ* à bord de l'avion à partir du kérosène embarqué.

L'hydrogène se démarque des autres combustibles par plusieurs propriétés remarquables. Tout d'abord, dans ses propriétés physiques. C'est un gaz hautement réactif puisqu'il possède une très grande vitesse de flamme laminaire maximale [128] et, contrairement à la majorité des carburants, sa vitesse de flamme augmente avec le cisaillement [105]. D'un point de vue purement chimique, sa combustion n'émet pas d'imbrûlés ni de CO ou CO_2 .

L'employer comme combustible est donc intéressant, malheureusement sa production est énergivore et son stockage dangereux. Cependant, afin d'utiliser ses propriétés intéressantes, une solution consiste à l'employer en petite quantité en tant que dopant. Ainsi son emploi associé avec un autre carburant a été étudié à de nombreuses reprises. Une bonne partie des études porte sur l'influence potentielle qu'il peut avoir sur les moteurs à combustion interne [63] ou sur les turbines à gaz swirlés alimentées en gaz naturel [176]. Les objectifs sont de réduire la limite d'extinction pauvre, les émissions polluantes, et d'améliorer la stabilité. La très grande majorité des études portent sur des configurations académiques avec des injections en phase gazeuse.

Cependant jusqu'à présent, aucune étude n'a été effectuée dans des conditions proches de celles rencontrées dans les turboréacteurs. Dans ceux-ci, le carburant est le kérosène injecté sous forme liquide, l'air est préchauffé par la turbine et la combustion se déroule sous pression.

Ces effets se retrouvent-ils dans un injecteur aéronautique ? Quel est l'effet de l'injection d'hydrogène sur la stabilité d'une flamme de kérosène injectée sous forme de spray dans un injecteur aéronautique ?

Cette injection modifie-t-elle la limite d'extinction pauvre ?

Quel est l'impact sur les émissions polluantes de l'injection d'hydrogène ?

Compte tenu de la forte réactivité de l'hydrogène, son mode d'injection dans la chambre a-t-il de l'importance ?

Par ailleurs, l'hydrogène produit à partir d'hydrocarbures n'est pas pur. Il est mélangé avec d'autres gaz, majoritairement du CO , du CO_2 et du N_2 . La composition varie selon le procédé de reformage utilisé [81]. Ainsi les réacteurs de type CPOX (Catalytic Partial Oxidation) produisent moins d' H_2 et de CO_2 mais davan-

tage de CO que les gaz issus du procédé ATR (Auto Thermal Reforming). Le CO_2 et le N_2 étant des gaz inertes, ils tendent à inhiber les effets bénéfiques de l'ajout de H_2 . Certes, le CO n'est pas inerte mais son PCI est faible. Il n'est donc pas possible de prédire a priori, l'effet des différents mélanges obtenus puisque, selon les compositions, l'effet de l'ajout d'un gaz de reformeur sur la vitesse de flamme laminaire peut être positif, neutre, voire même, négatif [184]. Par ailleurs, la littérature ne fait que peu mention de l'effet des gaz de reformeur sur les émissions polluantes des dispositifs auxquels ils sont ajoutés.

Quel est l'effet de ces gaz dans un injecteur aéronautique ? Quel est l'effet de l'injection des gaz de reformeur étudiés sur la stabilité d'une flamme de kérosène injectée sous forme de spray dans un injecteur aéronautique ? Cette injection modifie-t-elle la limite d'extinction pauvre ?

Quel est leur impact sur les émissions polluantes ?

Leur mode d'injection dans la chambre a-t-il de l'importance ?

Telles sont les questions que nous sommes amenés à nous poser et auxquelles nous tenterons de répondre.

1.3 Plan

Cette thèse se divise en deux grandes parties. La première partie traitera des travaux et des résultats expérimentaux obtenus sur le TVC, tout d'abord à froid, puis, lorsque seule la cavité sera alimentée en méthane, et enfin dans les conditions pleinement réactives. L'étude paramétrique portera sur la structure de l'écoulement, la stabilité et les émissions polluantes. La seconde partie présentera les résultats obtenus sur l'injection d' H_2 et de gaz de reformeur dans un injecteur d'avion conventionnel. L'impact de ces dopants, sur la limite d'extinction pauvre, sur la stabilité et les émissions polluantes sera étudié.

L'étude TVC sera comparée avec les résultats de simulations numériques de la thèse de Cindy Merlin menée en parallèle durant cette thèse, au cours du même projet européen TECC-AE [138, 139]. Cette étude numérique, après validation expérimentale, permet d'explorer des plages de fonctionnement inaccessibles aux expériences.

Partie I :

Après une présentation générale des principaux types de flamme et des instabilités de combustion dans le chapitre 2, nous présenterons les éléments constitutifs d'un turboréacteur ainsi que les polluants issus de la chambre de combustion. Le chapitre 3 présentera les différents types d'écoulements au-dessus d'une cavité ainsi que les différentes technologies dont est issue la chambre étudiée. Nous présenterons dans le chapitre 4 le dispositif expérimental qui a été dimensionné, construit, mis en service et étudié. Les différents outils de diagnostic mis en œuvre seront présentés dans le chapitre 5.

Dans un premier temps, l'étude de l'écoulement à froid, présenté dans le chapitre 6, fournira une cartographie de l'écoulement de la chambre en fonction de différents paramètres tels que le débit d'air principal ou les différents débits de ca-

vité. Cela permettra d'extraire des informations sur les structures d'écoulements susceptibles d'intervenir dans la stabilisation de la chambre. Ensuite, l'étude portera dans le chapitre 7, sur l'analyse de la structure et de la stabilité de la flamme lorsque seule, la cavité est allumée, et ce, en fonction de différents paramètres tels que : la longueur de la cavité, la richesse de l'écoulement principal, le débit d'air principal ou la présence ou non d'un swirler en amont de la cavité. Ceci permettra, en isolant le comportement de la cavité, d'extraire les éléments favorables à une bonne stabilisation de l'ensemble de la chambre. L'étude présentera ensuite, dans le chapitre 8, le fonctionnement de la chambre lorsque celle-ci est entièrement allumée. Ceci permettra de comprendre son fonctionnement tant du point de vue de son comportement moyen que du point de vue instationnaire. En effet, les expériences ont mis en avant de fortes instabilités de combustion pour les différents points étudiés. A travers l'analyse de la structure moyenne de la flamme, des fluctuations de pression et des émissions polluantes, l'influence d'autres paramètres tels que la longueur de la cavité, sa richesse, le débit d'air principal ou encore l'ajout du swirler seront étudiés. Une comparaison sera effectuée avec les résultats du chapitre précédent pour déterminer si les tendances et les prédictions se sont vérifiées. Comme les mesures faites dans les cas précédents se sont révélées instables, une étude d'un cas dans lequel la flamme est fortement stabilisée par l'ajout de swirl permettra d'affiner les mécanismes intervenant dans la stabilisation et la déstabilisation de la chambre. Une comparaison avec les simulations numériques effectuées, permettra également de prédire le comportement de la chambre dans des points de fonctionnement non encore explorés.

Partie II :

La seconde partie sera consacrée à la présentation des résultats obtenus sur l'impact de différents composés hydrogénés, sur la structure, la stabilité et les émissions polluantes d'une flamme de kérosène, générée par un injecteur aéronautique diphasique. Ceci sera fait à travers l'exposition de deux articles publiés d'une part, dans les comptes-rendus du 33^e symposium international de combustion [25] et d'autre part dans l'International Journal of Hydrogen Energy [24].

Dans le chapitre 10, nous étudierons plus spécialement l'effet de l'ajout de H_2 sur la structure, la stabilité et les émissions polluantes de la flamme de kérosène pour différents régimes. Ainsi, après avoir défini une richesse prenant en compte les différences de propriétés de l'hydrogène et du kérosène, nous présenterons le mode opératoire des différentes mesures réalisées. L'effet de l'ajout sera étudié en considérant son impact sur la limite d'extinction pauvre (LBO : Lean Blow Out) de la flamme. L'étude sera également réalisée à richesse constante et à taux d'enrichissement constant. L'étude portera enfin sur les fluctuations de la flamme ainsi que sur les émissions de CO et de NO_x . Compte tenu de la haute réactivité de l'hydrogène, l'impact de son mode d'injection dans l'injecteur sera étudié. Dans le chapitre 11, nous procéderons à une étude comparée des effets obtenus avec des gaz issus du reformage du kérosène et ceux de l'hydrogène pur. Les deux gaz de reformeur étudiés diffèrent principalement par leur teneur en hydrogène et en gaz neutres.

Première partie

Étude d'une chambre de
combustion de type TVC

Généralités sur la combustion

Sommaire

2.1 Régimes de flamme	28
2.1.1 La combustion "industrielle" : Phénoménologie de la combustion aéronautique	28
2.1.2 Les flammes de diffusion laminaire	29
2.1.3 Les flammes de prémélange	29
2.1.4 L'effet de la turbulence	30
2.1.5 Les flammes de prémélange turbulentes	32
2.1.6 Conséquences pratiques	34
2.2 Les instabilités de combustion	35
2.2.1 Présentation	35
2.2.2 Bref historique	36
2.2.3 Classification des instabilités	36
2.2.4 Caractérisation systémique	36
2.2.5 Les causes	37
2.2.6 La caractérisation énergétique	38
2.2.7 Conséquences	41
2.2.8 Le contrôle des instabilités	41
2.3 Les polluants issus de la combustion aéronautiques	43
2.3.1 Les NO_x	43
2.3.2 Le CO	44
2.3.3 Le CO_2	45
2.3.4 Le SO_2	45
2.3.5 Les suies et les particules	45
2.3.6 Le compromis	45
2.4 Les turboréacteurs	46
2.4.1 Fonctionnement général	46
2.4.2 Les chambres de combustion conventionnelles	47
2.4.3 Pistes pour l'amélioration des turbines à gaz	50

Le cadre global de cette partie est la combustion dans les turboréacteurs, et, plus précisément, la stabilisation et les émissions polluantes dans les chambres de combustion. Il convient donc de présenter un certain nombre de généralités pour comprendre les choix dans le dimensionnement et les différentes études réalisées.

Dans un premier temps, nous allons présenter les principaux régimes de flammes existants. Pour cela, nous exposerons les principales informations nécessaires à la compréhension des instabilités de combustion, et verrons leurs liens avec les structures de flammes. Ceci nous conduira directement à faire un point sur les émissions polluantes générées par la combustion aéronautique. Enfin, nous étudierons l'emplacement d'une chambre de combustion dans une turbine à gaz.

2.1 Régimes de flamme

Les flammes peuvent se décomposer en deux grandes familles. Les flammes de diffusion et les flammes de prémélange. Mais entre ces deux modes de combustion, il en existe un troisième, beaucoup plus proche de la réalité industrielle, c'est la combustion partiellement prémélangée qui est l'association des deux précédents.

2.1.1 La combustion "industrielle" : Phénoménologie de la combustion aéronautique

La combustion dans une chambre de combustion aéronautique s'effectue en plusieurs étapes.

Tout d'abord, le carburant est injecté dans la chambre sous forme d'un jet liquide très dense. Puis l'interface air carburant devient instable en raison du fort cisaillement aérodynamique créé par la différence de vitesse entre l'air et le carburant (cas d'un injecteur aéronautique, c'est à dire "aérodynamique"). Ces instabilités s'amplifient et conduisent à la formation de filaments qui eux-même se transforment en gouttes. Celles-ci interagissent entre elles (collision, coalescence) ou s'éclatent. Le risque d'éclatement d'une goutte est directement lié à son nombre de Weber, We , caractérisé par le rapport entre les forces d'inertie s'exerçant sur le fluide, en raison du cisaillement avec le gaz et les forces de tensions superficielles.

Il se forme alors un brouillard de gouttes. L'interaction de celles-ci avec l'écoulement, la température et le rayonnement provoquent leur évaporation. Le carburant passe alors de la phase liquide à la phase gazeuse.

Compte-tenu de la dynamique de l'écoulement, le nuage de gouttes et les mélanges gazeux air-carburant arrivent dans la zone de réaction. Alors ont lieu plusieurs régimes de combustion, en fonction de la position relative entre le nuage de gouttes, l'air et la flamme.

La combustion peut avoir lieu soit directement autour d'une goutte ou d'un groupe de gouttes en évaporation (combustion par paquet). Dans ce cas, l'air et le carburant sont séparés physiquement et la flamme se situe à l'interface entre ces deux gaz, la combustion est dite "diffusive", soit à l'extérieur du nuage de gouttes (combustion externe). Cette configuration permet alors, avant la combustion, le mélange plus ou moins complet de l'air carburant gazeux. Lorsque ce mélange a lieu, la combustion est dite prémélangée. Le rapport entre la quantité d'air et la quantité de carburant est cependant aléatoire et la richesse n'est pas localement maîtrisée.

Lorsque la flamme et le carburant restent séparés physiquement, la combustion demeure en régime de diffusion. On obtient donc une combustion de mode et des richesses fortement variables suivant la position. La figure 2.1 présente la diversité des conditions régnant au sein d'une chambre de combustion.

Il existe donc toute une panoplie de conditions à l'intérieur de la chambre de combustion qui vont des flammes dites diffusives aux flammes de prémélange. Pour comprendre leur impact sur la dynamique de la combustion, il est nécessaire de comprendre le mode de fonctionnement de chacune.

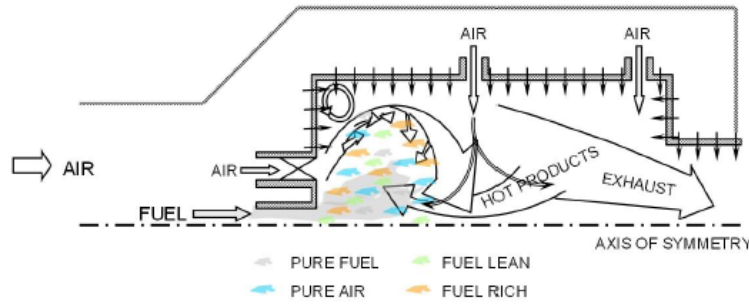


Fig 2.1 – Différents modes de combustion dans une chambre de combustion aéronautique [173].

2.1.2 Les flammes de diffusion laminaire

Dans une flamme de diffusion, oxydant et réducteur sont présents de manière séparée avant la combustion. Dans le cas laminaire, la réaction de combustion a lieu à l'interface entre le combustible et le comburant. La figure 2.2 présente cette structure. Elle trace, en fonction de l'axe perpendiculaire au plan de la flamme, les fractions massiques de combustible, de comburant et de produits. Le taux de réaction des flammes de diffusion laminaire est principalement contrôlé par la diffusion.

L'emplacement de la combustion se situe proche de la ligne stœchiométrique de mélange et la température locale ne peut être maîtrisée. Ces conditions génèrent les températures les plus importantes que l'on puisse rencontrer.

Ces flammes sont stables et sont localisées spatialement puisqu'elles ne peuvent exister qu'à l'interface entre combustible et comburant. La flamme de bougie est un exemple typique d'une flamme de diffusion laminaire.

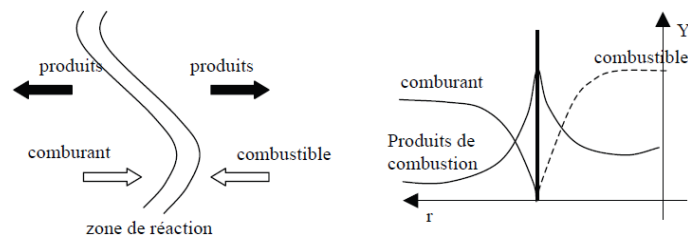


Fig 2.2 – Structure d'une flamme de diffusion laminaire.

2.1.3 Les flammes de prémélange

La combustion prémélangée est le mode de combustion dans lequel, combustible et comburant sont mélangés avant d'atteindre la zone de combustion. La combustion peut être laminaire comme les flammes de bec Bunsen, les flammes de cuisinières à gaz ou turbulentes.

A la différence de la combustion diffusive, ce mode permet la maîtrise de la température de fin de combustion. Il est donc particulièrement adapté pour la réduction des émissions de NO_x .

La position de flamme n'est pas fixée puisqu'en tout point du mélange combustible comburant, la combustion peut avoir lieu. Ces flammes ont donc la particularité

de pouvoir se propager dans l'espace et sont caractérisées par leur vitesse de flamme laminaire S_L . Elles sont particulièrement sensibles aux instabilités de combustion et peuvent remonter dans l'écoulement de l'injecteur. Ce phénomène est appelé "rentrée de flamme" ou "Flash Back".

Les flammes de prémélange laminares. La structure d'une flamme de prémélange laminaire est présentée sur la figure 2.3, l'épaisseur de la flamme δ_L , se décompose en deux couches de faibles épaisseurs. D'abord, l'épaisseur de préchauffage, δ_P , où dominent les phénomènes de diffusion, de convection de masse et de chaleur. Les réactions chimiques dépendent essentiellement du combustible utilisé. Pour des molécules stables (CH_4 par exemple), on observe ni décomposition ni pyrolyse ce qui n'est pas le cas pour les autres hydrocarbures saturés plus lourds. Vient ensuite l'épaisseur de réaction δ_R dans laquelle ont lieu les réactions chimiques globalement exothermiques.

Dans l'épaisseur de la flamme δ_L ($\delta_L = \delta_P + \delta_R$), la température passe de la température des gaz frais T_U à la température de gaz brûlés T_B . Le rapport de ces deux température est généralement compris entre 5 et 7.

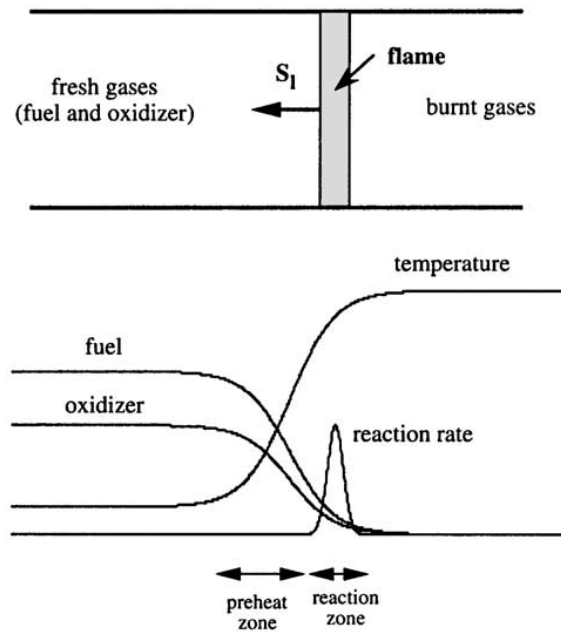


Fig 2.3 – Structure d'un front de flamme de prémélange laminaire [193].

2.1.4 L'effet de la turbulence

Dans les chambres de combustion, un autre phénomène physique intervient : la turbulence. L'interaction entre la flamme et la turbulence est complexe et conduit à différents modes de combustion.

Il convient donc, dans un premier temps, d'étudier les paramètres décrivant la turbulence pour enfin étudier son impact sur la structure d'une flamme prémélangée.

La turbulence. Selon la théorie de Kolmogorov, la turbulence peut être décrite comme une succession de tourbillons de taille de plus en plus petite. Les tourbillons

de grandes échelles transmettent leur énergie sans perte, aux tourbillons d'échelles inférieures. L'énergie, sous l'effet de la viscosité, se dissipe finalement aux plus petites échelles, dites échelles de Kolmogorov.

L'intensité de la turbulence peut être caractérisée par les fluctuations de vitesse à grandes échelles u' et l'énergie cinétique turbulente par unité de masse k :

$$u' = \left(\frac{2k}{3}\right)^{1/2} \quad (2.1)$$

$$k = \frac{\langle u'_i u'_i \rangle}{2} \quad (2.2)$$

avec $\langle . \rangle$ l'opérateur de moyenne, et u_i la $i^{\text{ème}}$ composante de la vitesse.

Le taux d'énergie dissipé par la turbulence ϵ est donné par

$$\epsilon = \nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle \quad (2.3)$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide et x_j la $j^{\text{ème}}$ composante de la position. La longueur l_t et le temps τ_t caractéristiques des grands tourbillons valent alors :

$$l_t = \frac{u'^3}{\epsilon} \quad (2.4)$$

et

$$\tau_t = \frac{u'^3}{\epsilon} = \frac{l_t}{u'} \quad (2.5)$$

le nombre de Reynolds turbulent caractéristique des grandes échelles de la turbulence est définie par

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu} \quad (2.6)$$

La turbulence est composée d'un spectre continu de taille de tourbillon et d'échelles de vitesse. Les échelles macroscopiques sont les plus grandes et les échelles de Kolmogorov, caractérisées par une vitesse u_k , une échelle de longueur l_k , et un temps caractéristique τ_k , sont les plus petites. En faisant l'hypothèse d'une taille de tourbillon de même ordre de grandeur que celle d'une couche de cisaillement visqueuse se développant pendant un temps τ_k , d'une distribution isentropiques des tourbillons de Kolmogorov, et d'une dissipation totale de l'énergie aux plus petites échelles, on obtient :

$$u_k = (\epsilon \nu)^{1/4} \quad (2.7)$$

$$l_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad (2.8)$$

$$\tau_k = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2} \quad (2.9)$$

Le nombre de Reynolds associé aux plus petits tourbillons vaut 1.

2.1.5 Les flammes de prémélange turbulentes

L'ajout de la turbulence modifie donc la structure du front de flamme. Cependant, cette modification dépend des propriétés de la flamme et de la turbulence.

Les tentatives de classement ont donc été effectuées en fonction des temps caractéristiques de la chimie et de la turbulence [14, 156, 196]. Ceux-ci visent à aider au choix d'un modèle de combustion turbulente selon les régimes considérés.

Dans le cas laminaire, nous avons vu que la flamme était caractérisée par son épaisseur de flamme δ_l et sa vitesse de propagation laminaire, S_L . De son côté, la turbulence peut être caractérisée en fonction de ses échelles de tailles intermédiaires : les échelles intégrales, et, les tourbillons de plus petites tailles dans lesquels l'énergie turbulente est dissipée : l'échelle de Kolmogorov. Deux nombres sans dimension sont alors utilisés : les nombres de Karlovitz et le nombre de Damköhler.

Le nombre de Damköhler Da compare le temps caractéristique de la chimie avec celui des grandes échelles de la turbulence.

$$Da = \tau_t / \tau_c = \frac{l_t / u'}{\delta_L / S_L} \quad (2.10)$$

τ_c est le temps caractéristique de la chimie, et τ_t le temps caractéristique de la turbulence. Dans une approche simplifiée de la chimie, le temps caractéristique associé à la chimie τ_c est celui nécessaire à la flamme pour se propager de son épaisseur caractéristique δ_L .

Le nombre de Karlovitz Ka compare le temps caractéristique de la chimie avec celui des petites échelles de la turbulence :

$$Ka = \tau_c / \tau_k = \frac{\delta_L u_k}{l_k S_L} \simeq \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{3/2} \left(\frac{l_t}{\delta_L} \right)^{-1/2} = \left(\frac{\delta_L}{l_k} \right)^2 \quad (2.11)$$

Les applications industrielles se font généralement à haut nombre de Damköhler. Ceci signifie un front de flamme est fin comparé à l'échelle et aux temps caractéristiques de la chimie intervenant dans la combustion (sauf celle des polluants, de l'oxydation du CO par exemple) [164].

Lorsque le nombre de Damköhler est largement supérieur à 1, le front de flamme est fin, comparé aux dimensions caractéristiques des tourbillons. La structure interne de la flamme n'est pas affectée par les fluctuations. Le front de flamme est juste déformé et plissé par la turbulence. Nous sommes en présence du régime de flammelette.

Ce régime prédomine tant que l'échelle de temps de Kolmogorov est plus grand que celui de la chimie. La zone limite est définie par le critère de Klimov-Williams : $Ka = 1$. Pour des nombres de Karlovitz supérieurs à l'unité, les petites structures turbulentes sont certes capables d'affecter la flamme, mais elles ne sont pas forcément en mesure de perturber la zone de réaction proprement dite (zone d'épaisseur $\delta_R = 0.1 \delta_L$).

- Si $Da < 1$ et $Ka > 1$: nous sommes en présence du régime parfaitement mélangé. Toutes les structures de la turbulence interagissent avec le front de flamme et perturbent la zone de réaction interne. Il s'agit du réacteur homogène. Ce régime n'est quasiment jamais rencontré dans les configurations industrielles.
- Si $Da > 1$ et $Ka > 1$, les fluctuations de vitesse sont plus lentes que les réactions

chimiques. Le taux de réaction est principalement contrôlé par le mélange turbulent. Les tourbillons de Kolmogorov peuvent pénétrer à l'intérieur du front de flamme et y causer des extinctions locales.

Le régime de flammelette correspondant à $Ka < 1$ peut être divisé en deux sous régions :

- $u'/S_L < 1$: Régime de flamme plissée. Les fluctuations de vitesses turbulentes ne sont pas suffisantes pour faire interagir deux fronts de flamme entre eux. La vitesse de propagation de flamme laminaire prédomine.
- $u'/S_L > 1$. Les fluctuations de vitesses turbulentes u' sont suffisamment importantes pour faire interagir les fronts de flamme. Les tourbillons de Kolmogorov ne perturbent cependant pas la structure de flamme.

Cette manière d'appréhender la combustion a été améliorée [14, 156] par une description plus fine de la structure de la flamme en la décomposant en deux parties d'épaisseur δ_R (zone de réaction) et δ_P (zone de préchauffage). Si la taille d'une structure turbulente est plus grande que δ_R mais inférieure à δ_P , celui-ci perturbera la zone de préchauffage mais non la zone de réaction. Lorsque la taille des tourbillons de Kolmogorov est de l'ordre de grandeur de celle de l'épaisseur de réaction, on obtient une transition dans le régime de combustion. Ceci correspond à $Ka = 100$. La structure même de la zone de réaction est modifiée.

On peut alors proposer la classification suivante [156] :

$Ka < 1$: Le régime de "flammelette". Celui-ci peut être divisé en deux sous régimes :

- $u'/S_L < 1$. C'est le régime de "flamme mince" ou de "flamme mince plissée" (*Wrinkled flamelet regime*). u' n'est pas suffisamment important pour générer la fusion de plusieurs fronts de flamme. La vitesse de propagation est celle de la vitesse de flamme laminaire, turbulence et flamme n'interagissent que faiblement (cf. figure 2.4(a)).
- $u'/S_L > 1$. C'est le régime de "flamme plissée avec poches" (*Corrugated flames*). Les gros tourbillons sont suffisamment énergétiques pour plisser la flamme de manière notable, au point de provoquer des interactions de fronts voisins.

$1 < Ka < 100$: Le régime de flamme "plissée-épaissie" (*thickened flame regime*). Les petites structures turbulentes sont capables de pénétrer la zone de préchauffage et d'augmenter son épaisseur sans pour autant modifier la zone de réaction. La structure de la flamme reste mince et proche de ce celle d'une flamme laminaire (cf. figure 2.4(b)).

$Ka > 100$: Le régime de "flamme épaissie" ou de réacteur homogène (*Well stirred reactor*). Les zones de préchauffage et de réaction sont perturbées par la turbulence et aucune structure de flamme laminaire ne peut être identifiée 2.4(c).

La figure 2.5 résume l'ensemble des structures théoriques. Les différents régimes de combustion sont identifiés en fonction des rapports de longueur (l_t/δ_L , c'est à

dire l/l_F sur la figure), de vitesses (u'/S_L , v'/S_L sur la figure). le critère de Klimov-Williams ($Ka = 1$) correspond à une épaisseur de flamme δ_F , l_F sur la figure, égale à celle de Kolmogorov l_k (η sur la figure). Au-dessus de cette ligne, la flamme est plus mince que n'importe quelle échelle turbulente, en-dessous de la ligne délimitée par Peters ($Ka = 100$ ou $Ka_\delta = 1$ sur la figure, Ka_δ , nombre de Karlovitz basé sur l'épaisseur de réaction l_δ) la zone de réaction a une épaisseur inférieure à la taille des structures turbulentes et n'est pas affectées par ces dernières.

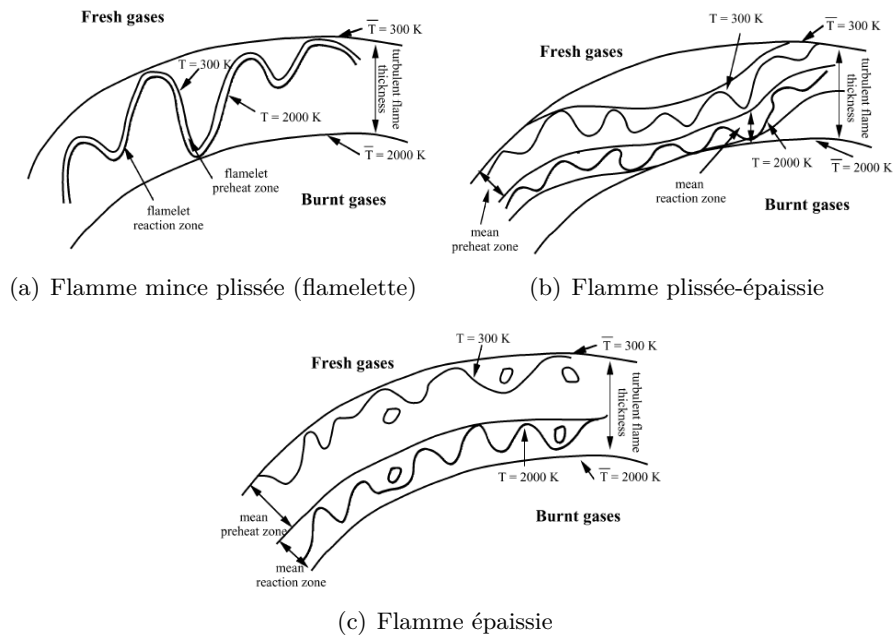


Fig 2.4 – Régimes de combustion turbulente prémélangée classés par Borghi et Destrieau [14].

Il ne faut cependant pas oublier que ce classement repose sur des considérations intuitives et qualitatives et ne permet pas de prédire le fonctionnement du foyer. En effet, plusieurs simplifications sont faites :

- La turbulence est homogène isotrope, ce qui n'est pas toujours le cas dans les systèmes réels
- Les relations sont basées sur des ordres de grandeurs et ne doivent pas être prises au sens strict.
- Les relations ne prennent pas en compte les effets de viscosité qui risquent de modifier la durée de vie des tourbillons les plus petits.
- Toutes ces limites font appel à des réactions simples, à une étape, ce qui est bien loin de la réalité dans laquelle chaque réaction a des temps caractéristiques extrêmement différents.

2.1.6 Conséquences pratiques

Comme nous l'avons dit, dans les chambres de combustion industrielles actuelles, les deux modes de combustion, cités précédemment, coexistent : flammes de prémélange et flammes de diffusion. A ceci s'ajoute la turbulence.

Pour réduire la température de la flamme, il est nécessaire de contrôler le mode de combustion. Une des pistes actuelles consiste à brûler le carburant en mélange

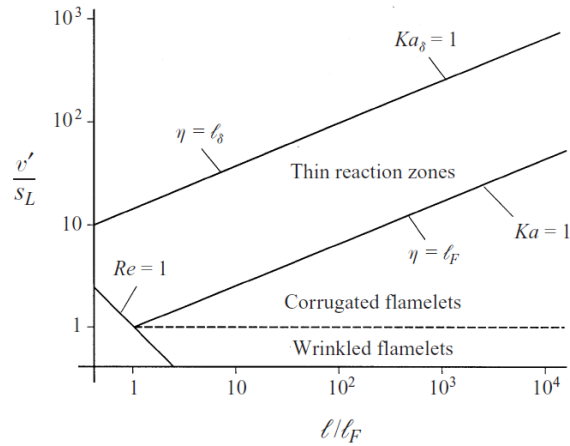


Fig 2.5 – Régimes de flamme pour la combustion prémélangée turbulente [156].

prévaporisé pauvre. La combustion est alors appelée Lean Premixed Prevaporized (LPP). Ceci évite alors de former les zones de diffusion dues à l’injection diphasique, présentées au paragraphe 2.1.1.

En prémélange, les fortes fluctuations de vitesse générées par la turbulence peuvent modifier localement le champ de vitesse rencontré par la flamme et favoriser une remontée de la flamme à l’intérieur de l’injecteur. On observe alors un *flash back*. De plus, la position de la flamme n’étant pas maîtrisée, la position de la flamme peut osciller, l’intensité de la combustion, varier etc... En effet, dans ces conditions, les chambres de combustion sont fortement sensibles à un phénomène instationnaire et destructeur : les instabilités de combustion.

2.2 Les instabilités de combustion

2.2.1 Présentation

Une instabilité de combustion est le mouvement instationnaire d’un système dynamique capable d’entretenir des oscillations sur une large gamme de fréquences. La source d’énergie, associée au mouvement, est liée au processus de combustion lui même.

Le processus de l’instabilité est un couplage entre un système amplifiant et un système résonnant, via une boucle de rétroaction. Cette analogie est couramment employée. Une perturbation modifie l’état de l’écoulement et fait subir à la flamme des fluctuations (vitesse U' , température T' , pression P' , richesse, ϕ'). Ces perturbations modifient le dégagement de chaleur de la flamme $\dot{\omega}'_T$. Celui-ci apporte de l’énergie au système et amplifie les perturbations. Celles-ci, via le système résonnant, modifient l’état de l’écoulement et ainsi de suite. La figure 2.6 résume ce mécanisme.

De nombreuses études ont été faites sur le sujet,[26, 38], tant du point de vue expérimental que du point de vue numérique. Elles couvrent différents domaines :

- Moteurs fusées à propulsion liquide et gazeuse
- Moteurs à propulsion solide (booster à poudre)
- Turbines aéronautiques
- Systèmes industriels terrestres

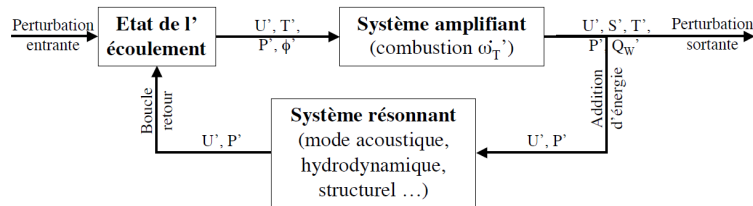


Fig 2.6 – Schéma de principe de la boucle d'instabilité.

2.2.2 Bref historique

A la fin des années 30, des anomalies dans les tirs de fusées à combustible solide et liquide mettent en lumière les instabilités de combustion. Ces mêmes anomalies se rencontrent sur les fusées employées durant la seconde guerre mondiale. On met alors en évidence l'existence de fluctuations importantes de pressions sur une large gamme de fréquences ayant de graves conséquences sur la durée de vie et sur les performances des engins. Ces instabilités se trouvèrent par la suite présentes dans les tuyères postcombustion des avions et sur les ramjets dans les années 50. On retrouve ces instabilités dans les moteurs du programme Appolo durant les années 60. Durant les années 90, les nouveaux points de fonctionnement visés par les turbines aéronautiques pour réduire les émissions de NO_x conduisent également les ingénieurs à s'y intéresser.

2.2.3 Classification des instabilités

Les instabilités de combustion peuvent se classer en différentes catégories selon leurs origines et leurs fréquences.

- Les Instabilités du système : Elles concernent l'ensemble de la structure. Les fréquences mises en jeu sont inférieures à quelques centaines de Hertz.
- Les Instabilités propres au foyer : Elles interviennent uniquement au niveau du foyer. Les fréquences vont de la centaine au millier de Hertz.
- Les Instabilités intrinsèques : Elles sont en lien avec la cinétique et le transport de réactifs. Elles concernent spécifiquement le phénomène de combustion et sont indépendantes de la géométrie. La fréquence des oscillations est de l'ordre de plusieurs milliers de Hertz. Ces instabilités se subdivisent en deux catégories : les instabilités thermo-diffusives (compétition entre la diffusion moléculaire et la diffusion de la chaleur) et les instabilités de Darrieus-Landau (création de tourbillons par le front de flamme).

2.2.4 Caractérisation systémique

Une autre classification peut se faire selon que l'instabilité est de type convectif ou de type absolu [79]. Dans le premier cas, les perturbations sont convectées par l'écoulement et amplifiées comme le montre la figure 2.7(a). Le dispositif est amplificateur. Dans le second cas, la perturbation est isentropique et n'est pas dissipée (cf. la figure 2.7(b)). Le dispositif est résonateur. Ce dernier type d'instabilité est celui rencontré dans les foyers aéronautiques : une perturbation initialement convective (onde de pression acoustique par exemple) rétro agit sur la flamme, via l'acoustique de la chambre, et s'amplifie.

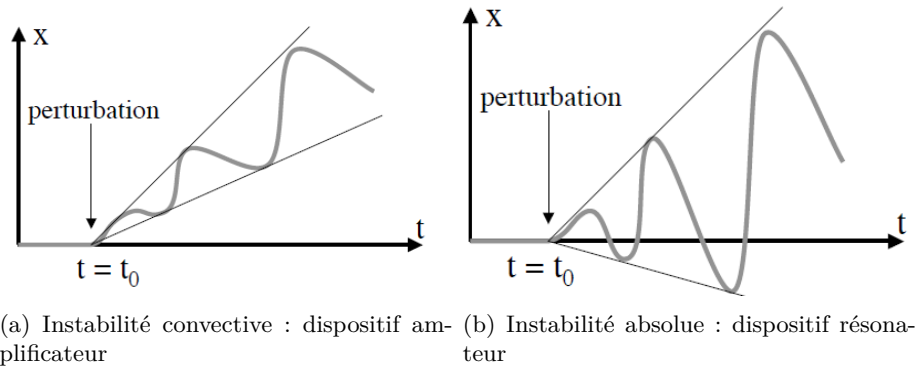


Fig 2.7 – Réponse d’un amplificateur et d’un résonateur à une perturbation de l’écoulement.

2.2.5 Les causes

De multiples causes sont à l’origine des instabilités de combustion :

- Les fluctuations de richesses : Lors d’une instabilité de combustion, les fluctuations de pressions générées par l’acoustique modifient les débits d’air et de combustible. Des poches de richesses différentes sont alors convectées jusqu’à la flamme. L’intensité de la combustion varie alors, ce qui accentue en retour les fluctuations de pression [125]. Le critère déterminant dans le développement de l’instabilité est alors le temps de convection de la fluctuation de richesse jusqu’à la flamme et la fréquence des fluctuations de pression [35, 122].

Il faut également noter que, l’effet des fluctuations de richesses sur les flammes, en particulier sur la vitesse de flamme laminaire, est beaucoup plus important en mélange pauvre [125]. Ainsi, une faible fluctuation de la richesse modifie grandement sa vitesse de propagation. La courbe de variation de la vitesse de flamme laminaire, en fonction de la richesse, est une courbe en cloche dont le maximum est atteint pour des richesses stœchiométriques.

- Les variations de surface de flamme : Les perturbations des vitesses de l’écoulement d’origine acoustique étirent la flamme, font varier sa surface et son intensité. Le dégagement de chaleur est alors instationnaire ce qui augmente, en retour, les fluctuations de pression. Ce processus dépend fortement de la géométrie du brûleur, de la flamme et de la fréquence d’excitation [178, 47, 195]. Pour que ce phénomène ait lieu, il est nécessaire que les longueurs caractéristiques associées aux fluctuations de vitesses acoustiques soient d’une taille supérieure aux dimensions de la flamme.

De plus, il est nécessaire que l’excitation de la flamme génère des fluctuations dont la longueur caractéristique est de l’ordre de grandeur de la flamme.

- Le couplage flamme / tourbillon : Les lâchés de tourbillons sont des causes majeures d’instabilités.

La figure 2.8 présente différentes configurations en lien avec ceux-ci. Parmi elles, on peut citer la déstabilisation d’une couche de mélange derrière un accroche flamme [168, 160, 205] ou le brusque élargissement de la chambre [175, 59]. Le tourbillon généré interagit avec la flamme et en modifie la dynamique.

Lorsque la fréquence des lâchers de tourbillons correspond à une des fréquences acoustiques de la chambre, les deux peuvent se coupler. Les fluctuations de vitesse générées par l'acoustique arrachent des tourbillons, ceux-ci modifient la combustion qui excite à son tour l'acoustique. Dans un écoulement swirlé, les fluctuations de vitesse générés par l'acoustique interagissent avec le swirl et génère des lâchers de tourbillons. Ceux-ci à leur tour, influent sur la flamme et font fluctuer leur intensité [106].

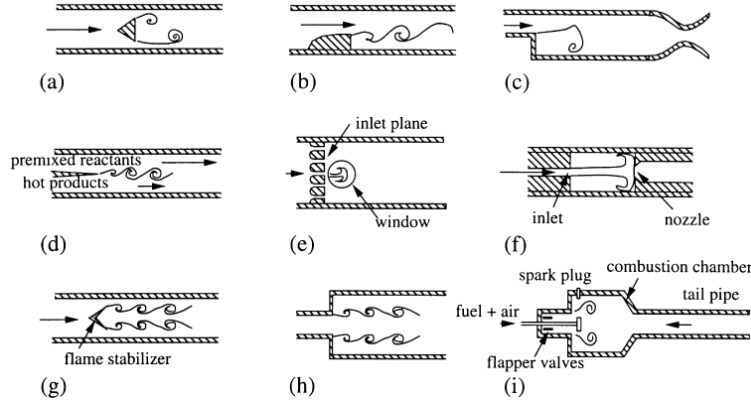


Fig 2.8 – Différents type d'instabilités générés par l'interaction flamme-tourbillon [164].

- Les ondes entropiques : Les ondes entropiques sont des ondes convectives transportant des fluctuations de température. Lorsque celles-ci sont accélérées (passage dans le Distributeur Haute Pression (DHP) par exemple [120]), ces ondes de température génèrent des fluctuations de pression qui perturbent en retour le dégagement de chaleur et donc créent des fluctuations de température. Les fréquences mises en jeu sont inférieures à celles des mécanismes purement acoustiques.
- Les vibrations de structure : La structure des chambre de combustion est également susceptible d'interagir avec la flamme. Les vibrations des parois créent des ondes acoustiques transverses sur la flamme [140].
- Les fluctuations du nombre de swirl : Les fluctuations de vitesse générées par l'acoustique modifient le nombre de swirl d'un l'écoulement en giration [153]. Ceci fait alors varier la distance entre l'injecteur et la flamme et amplifie la perturbation incidente.

2.2.6 La caractérisation énergétique

Le couplage acoustique/combustion : A partir des équations d'Euler 1D linéarisées autour de l'état moyen et pour des écoulements réactifs à faible vitesse, on obtient l'équation d'évolution locale de l'énergie acoustique dans le milieu [37] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \rho_0 u'^2 + \frac{1}{2} \frac{p'^2}{\rho_0 c^2} \right] + \frac{\partial u' p'}{\partial x} = \frac{p' \dot{\omega}_T}{\rho_0 C_p T_0} \quad (2.12)$$

Intégrée sur le volume, l'équation 2.12 donne :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla F = C \iiint_V p' \dot{\omega}_T dV \quad (2.13)$$

Dans l'équation 2.13, E représente l'énergie acoustique totale dans la chambre, F le flux acoustique aux conditions limites (parois, entrée et sortie de chambre). Le terme de droite représente les fluctuations de l'énergie totale produite dans la chambre. La variable C est une constante positive dépendant des propriétés du gaz utilisé.

La variation de l'énergie acoustique E, au sein de la chambre, est dépendante des conditions limites et des fluctuations d'énergie dégagée à l'intérieur de celle-ci. Si les flux acoustiques aux conditions aux limites sont suffisamment importants, la variation devient nulle. C'est ce qui se produit lorsque le cycle limite de l'instabilité est atteint. La connaissance des conditions aux limites est donc très importante pour connaître la dynamique de la chambre et limiter l'amplitude des fluctuations

Malheureusement, expérimentalement, les conditions aux limites sont très difficiles à mesurer dans les configurations industrielles. La fréquence acoustique d'une chambre de combustion dépend fortement des conditions aux limites. C'est ainsi que l'intégration de la chambre dans l'ensemble du moteur peut relever des instabilités non détectées lors d'un essai de chambre isolée, en raison de la modification des conditions aux limites. En effet, la modification du comportement de la chambre n'est pas uniquement liée aux modifications des flux acoustiques en entrée et en sortie, l'environnement de la chambre est également modifié (fréquence acoustique de résonance, amplitude des fluctuations). La flamme est excitée différemment et ceci modifie en retour sa réponse.

On peut noter également que cette équation n'est valable que dans le domaine linéaire, c'est à dire, pour de faibles variations du niveau de pression. Compte tenu des amplitudes de pression en jeu, on quitte rapidement le domaine de l'acoustique linéaire. Lorsque les pertes deviennent égales au gain, le cycle limite est atteint. L'amplitude des fluctuations de pression ne varie plus.

L'équation 2.13 met également en avant l'importance du déphasage entre p' et $\dot{\omega}_T$ puisqu'elle donne le signe de l'intégrale. Le déphasage entre le dégagement de chaleur et les fluctuations de pression est souvent caractérisé par l'indice de Rayleigh, critère permettant de caractériser les conditions favorables à l'apparition d'instabilités de combustion. Ainsi sur une période de fluctuations T , le déphasage entre le dégagement de pression instationnaire p' et le transfert de chaleur instationnaire $\dot{\omega}_T$ au milieu doit être comprises entre $\pm\pi/2$. Mathématiquement, cela signifie que l'intégrale 2.14 est positive.

$$\frac{1}{T} \int_V \int_0^T p' \dot{\omega}_T dt dV > 0 \quad (2.14)$$

Cependant cette relation ne repose pas sur un bilan énergétique et ne prend pas en compte les flux acoustiques aux parois. Elle est un moyen à posteriori de savoir si le couplage acoustique/combustion est en jeu. C'est un outil que l'on peut utiliser expérimentalement. Pour cela, on mesure le signal de pression dans la chambre au moyen d'un microphone et on évalue qualitativement le taux dégagement moyen de

chaleur à l'aide d'un photo-multiplicateur captant les émissions de chimiluminescence CH^* ou OH^* .

Lorsque les caméras permettent d'obtenir une résolution spatiale suffisamment précise, et que le champ de pression à l'intérieur de la chambre est connu, il est possible d'évaluer de manière locale ce critère [204]. Ceci permet alors de connaître les régions de la flamme qui tendent à augmenter les instabilités de combustion et celles qui tendent à les diminuer [172].

Les fonctions de transfert de flamme et les fonctions descriptives de flamme : Une flamme ne réagit pas de la même manière à toutes les fréquences d'excitation (fluctuations de vitesse imposées par un haut parleur par exemple) [153]. Ainsi, une perturbation de vitesse à une fréquence donnée peut n'avoir qu'une très faible influence sur la stabilité alors qu'une autre fréquence l'amplifiera. La fonction de transfert de flamme (FTF : Flame Transfer Function) caractérise la réponse d'une flamme aux perturbations de vitesse incidentes à différentes fréquences. Elle est définie de la manière suivante [153] : $T(f) = \frac{Q'(f)/Q_{moyen}}{V'(f)/V_{moyen}}$ avec f , la fréquence d'excitation, T la fonction de transfert de flamme, Q' la fluctuation de dégagement de chaleur (généralement mesuré par Chimiluminescence CH^* ou OH^*), Q_{moyen} le dégagement de chaleur temporel moyen, V' , la fluctuation de vitesse de l'écoulement en entrée de chambre et V_{moyen} , la vitesse moyenne en entrée de chambre. Ces fonctions de transfert de flammes varient d'un brûleur à un autre. Ainsi les fonctions de transfert de flamme d'un injecteur swirlé, pour une même topologie d'écoulement, diffère selon que le swirl est radial ou axial [78]. L'agencement de différentes flammes joue également un rôle (plusieurs flammes brûlant côte à côte par exemple [48], ou un même brûleur avec différentes géométries de flamme [178]). Chaque injecteur, et même chaque point de fonctionnement spécifique (des richesses différentes) réagit différemment en fonction de la fréquence d'excitation [102].

La réponse de la flamme, en fonction de l'amplitude des fluctuations de vitesse est également non linéaire [104]. A partir des fluctuations de vitesses incidentes d'une certaine amplitude, la réponse de la flamme sature, un cycle limite est atteint. Ce phénomène apparaît dans des injecteurs swirlés [48] et non swirlés [4]. Il est alors nécessaire d'affiner la fonction de transfert de flamme en y incorporant une information sur l'amplitude des fluctuations incidente (absolue ou relative). Ceci conduit à définir les fonction descriptives de flamme (FDF : Flame Describing Function) : $F(f, V') = \frac{Q'(f, V')/Q_{moyen}}{V'(f)/V_{moyen}}$ [152].

Ces fonctions permettent de prédire le fonctionnement intrinsèque d'un brûleur indépendamment de l'environnement acoustique dans lequel il se situe.

Dans la pratique, pour un injecteur et un mode de fonctionnement donné, on cherche à connaître les fréquences d'excitation qui conduisent à une flamme instable, c'est à dire, les fréquences générant un gain de la fonction de transfert important. On calcule également les modes acoustiques de la chambre dans laquelle est placé le brûleur. Si une des fréquences correspond à un mode de résonance de la flamme, une instabilité de combustion est susceptible de se déclencher.

2.2.7 Conséquences

Ces instabilités de combustion ont de nombreuses conséquences. On peut citer entre autre [38] :

- Une modification complète de la structure de la flamme qui peut ne plus ressembler au champ moyen stable.
- Une forte augmentation des transferts thermiques à la paroi, endommageant ainsi la chambre.
- Des contraintes mécaniques sur la structure, via le couplage fluide/structure.
- Une fatigue cyclique peut être occasionnée par un fonctionnement instable.
- Le bruit produit par le foyer peut devenir extrêmement important [171].
- Une extinction partielle ou totale de la combustion peut survenir.
- La génération de flashback dans les injecteurs.

2.2.8 Le contrôle des instabilités

Il existe plusieurs méthodes pour contrôler les instabilités de combustion. Elles se classent en deux catégories : Le contrôle passif et le contrôle actif.

Le contrôle passif : Comme nous l'avons vu précédemment (cf. figure 2.6), les instabilités de combustion sont liées au couplage entre deux systèmes dynamiques : la chambre et la flamme. Une instabilité de combustion se développera si l'énergie générée par les mouvements instationnaires dans la chambre dépasse les pertes énergétiques au cours d'un cycle. Le contrôle passif consiste à jouer sur l'un des facteurs contribuant à entretenir l'existence de l'instabilité, ou susceptible d'augmenter les pertes énergétiques du système. La figure 2.9 présente un bilan énergétique d'une chambre : On y trouve le spectre acoustique d'une chambre de combustion, le gain de la fonction de transfert de la flamme étudiée et le niveau des pertes en fonction de la fréquence. Une instabilité se développe si, pour un mode acoustique donné, le second en l'occurrence, le gain dépasse les pertes. La figure 2.10 montre les différentes approches du contrôle passif. On peut augmenter les pertes dans la chambre (cf. figure 2.10(a)), par exemple par l'ajout d'éléments amortissants, de baffles, ou de résonateurs [108, 189]. On peut également diminuer le gain de la chambre (cf. figure 2.10(b)), ou encore en modifier la réponse (cf. figure 2.10(c)). Dans cet optique, par exemple [38], il est possible de transformer l'injection de carburant [180, 165, 124] ou d'en modifier la géométrie. Dans les cas d'instabilité d'origine hydrodynamique, il est également possible d'ajouter des éléments afin d'amortir ces structures [124], d'empêcher l'appariement de tourbillons grâce à la création de structures perturbatrices [155].

Ces différentes techniques de contrôle passif peuvent être mises en œuvre simultanément [124]. La figure 2.11 en présente un exemple : amortissement des ondes de pressions, des perturbations aérodynamiques et des fluctuations de richesse. Malheureusement le contrôle passif s'applique le plus souvent uniquement à un régime donné d'une flamme et non à tous les régimes rencontrés au cours d'un cycle de vie.

Le contrôle actif : Dans ce mode de contrôle, on ajoute des perturbations de manière à découpler les phénomènes responsables des oscillations. Le fonctionnement peut être en boucle ouverte : un contrôleur actionne un actuateur qui modifie le comportement de la flamme ; On peut également fermer la boucle de contrôle. Dans

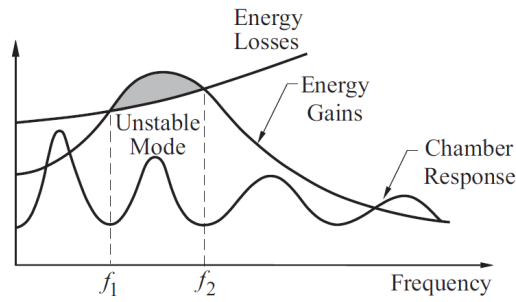
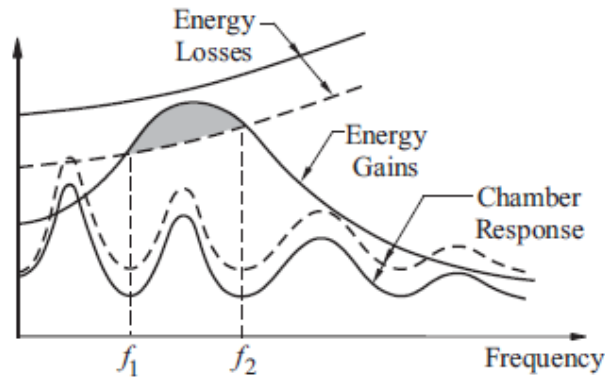
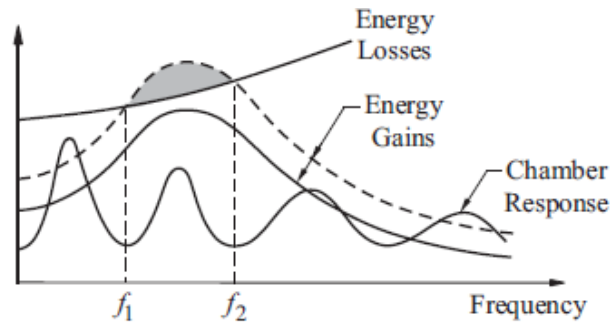


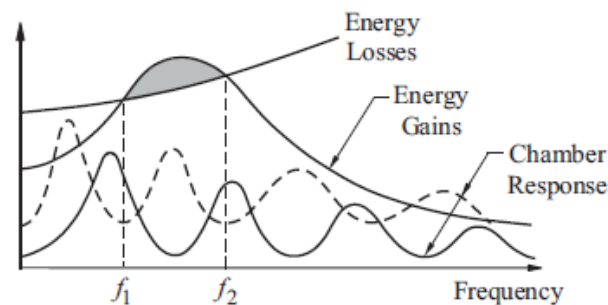
Fig 2.9 – Explication qualitative des instabilité de combustion [38].



(a) Augmentation des pertes aux conditions aux limites



(b) Réduction du gain



(c) Modification de la réponse de la chambre

Fig 2.10 – Explication qualitative du contrôle des instabilités de combustion [38].

ce cas, un capteur (microphone [175, 114], photo multiplicateur [67, 134], détecteur de polluants [143, 149]...) informe en retour le contrôleur de la dynamique de la flamme [44]. La partie la plus délicate est la modélisation du système afin d'agir correctement sur la dynamique de la flamme.

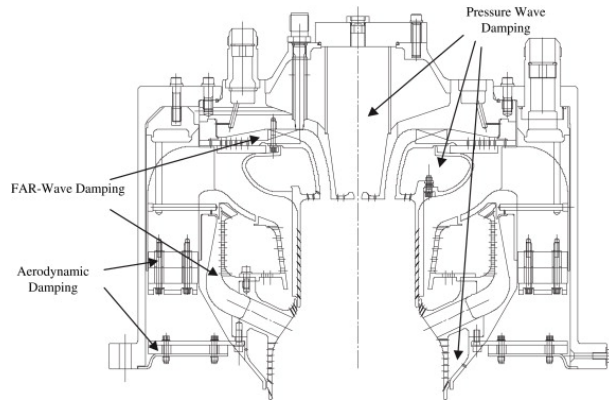


Fig 2.11 – Contrôles passifs dans le Trent 60 DLE [124].

Les perturbations générées par l'actuateur peuvent agir sur la modulation du débit de carburant [80, 67], sur les conditions aux limites acoustiques en sortie de chambre, via une méthode de forçage acoustique [15], sur les débits d'air...

Les systèmes de contrôle actif sont difficiles à mettre au point et reposent sur la fiabilité des éléments constitutifs de la boucle. De plus, dans le domaine de l'aéronautique, les contraintes de poids, de volume et de fiabilité, sont particulièrement importantes, ce qui rend peu propice leurs applications.

2.3 Les polluants issus de la combustion aéronautiques

L'ensemble des modifications apportées aux chambres de combustion ne visent pas à augmenter le rendement du moteur au niveau de la chambre (le rendement de combustion en régime nominal est proche de 100 % actuellement) mais cherchent à réduire les émissions polluantes issues de la combustion, en raison des normes environnementales qui se durcissent de plus en plus.

Nous allons présenter les différents types de polluants générés par la combustion aéronautique : les oxydes d'azote (NO_x), le monoxyde de Carbone (CO), les imbrûlées et les suies.

2.3.1 Les NO_x

Les NO_x est une appellation générique pour désigner les différentes formes d'oxyde d'azote (NO , NO_2 , N_2O , N_2O_3 , N_2O_4 , N_2O_5). Ils entrent en jeu dans la formation du *smog*, des pluies acides et de l'ozone troposphérique. Ils peuvent provoquer une irritation des yeux et des voies respiratoires, de l'asthme...

Le monoxyde d'azote est produit selon trois principaux mécanismes [36, 144] :

Le NO thermique (Zeldovich) : Son taux de production est fonction de la température et du temps de résidence. Il est la source principale des NO_x émis. Le taux de production des NO_x thermique croit de manière exponentielle avec la température. Il est formé de manière significative à partir de 1850 K : l'oxygène de l'air et le diazote réagissent ensemble. Il est également produit par la réaction de l'atome d'azote avec le radical hydroxyl OH .

Afin de les réduire, les industriels tendent à brûler en prémélange pauvre. La tem-

pérature y est ainsi contrôlée. Ils essaient également de minimiser le temps de séjour des gaz dans les hautes températures pour limiter leur production.

le Fuel NO (Fenimore) : Ce mécanisme met en jeu les molécules d'azote présentes dans le carburant qui s'oxydent en oxyde d'azote. Ce mécanisme peut atteindre de grandes proportions dans la combustion du pétrole ou du charbon.

Le prompt NO : Il est produit au sein de la flamme. Le diazote de l'air réagit avec des radicaux tel que le C ou le CH . Il se forme alors des composés intermédiaires cyanurés qui s'oxydent en NO .

Afin de réduire les émissions de NO_x plusieurs techniques eurent le vent en poupe dans les années 80 : L'injection d'eau liquide ou vapeur dans la chambre [116, 36], le traitement des fumées avec de l'ammoniac [88, 107] etc. Les pistes que suivent actuellement les constructeurs de turbines à gaz reposent sur la combustion en prémélange pauvre pré vaporisé.

2.3.2 Le CO

Le monoxyde de carbone est un gaz inodore, extrêmement toxique. Il est sans propriétés irritantes ce qui le rend indétectable pour l'homme et donc particulièrement dangereux. L'inhalation en quantité importante est potentiellement léthal pour la victime qui meurt par asphyxie. En effet, le CO prend de manière irréversible la place du dioxygène sur les globules rouges.

Il est produit par une combustion incomplète d'un hydrocarbure. Il est généré en très grande quantité en combustion riche en raison du manque d'oxygène mais aussi proche de l'extinction pauvre des chambres de combustion.

La réaction d'oxydation du CO en CO_2 , en absence de radicaux hydroxyls $OH\cdot$ est une réaction lente et ne se produit qu'à hautes températures [100]. En revanche la présence d'eau et de H_2 génère une grande réserve de radicaux $OH\cdot$ qui augmente la cinétique de l'oxydation du CO en CO_2 via le mécanisme $CO + OH\cdot \rightarrow CO_2 + H$. Cette réaction reste cependant peu rapide. Cette réaction est fortement exothermique ($\Delta_r H = -92,7$ kJ/mol (enthalpie de formation)). Un refroidissement rapide de la combustion par de l'air de dilution, ou par contact de la flamme avec l'air de refroidissement des parois, en bloque l'oxydation. Elle nécessite donc un temps de séjour important dans des zones de hautes températures.

Il existe plusieurs pistes pour les réduire : l'une consiste à éviter les flammes de fortes richesses, à fonctionner loin du régime d'extinction pauvre, et à avoir une chambre de combustion suffisamment grande pour permettre l'oxydation du CO en CO_2 .

Une autre consiste à produire une quantité importante de radicaux $OH\cdot$ dans la flamme de manière à favoriser l'oxydation du CO . Cela peut se faire par l'ajout d'hydrogène [23] dans la chambre ou par la présence d'eau dans la flamme [100]. C'est ainsi qu'une autre piste tel l'ajout de composés hydrogénés est également possible et est étudiée dans la seconde partie de la thèse [25, 24].

2.3.3 Le CO_2

Le CO_2 est un gaz incolore, inodore, présent naturellement dans l'atmosphère à quelques ppmv. Il peut devenir dangereux pour des concentrations supérieures à 4% avec l'apparition de maux de tête, et la mort, pour des concentrations supérieures à 20%. C'est également un gaz à effet de serre et il est l'étalon pour fixer le potentiel de réchauffement global des autres gaz à effet de serre. Ses émissions sont fortement réglementées et ont fait l'objet de plusieurs accords internationaux pour en réduire les émissions.

Inhérent à la combustion des hydrocarbures, la seule manière d'en réduire les émissions est d'augmenter le rendement du moteur et d'utiliser un carburant non carboné tel que l' H_2 .

2.3.4 Le SO_2

Le dioxyde de soufre SO_2 est un gaz incolore, inodore, dense mais fortement irritant. Dans le domaine de la combustion, il est produit par la combustion d'hydrocarbures ou de charbon non désulfuré. Il est particulièrement présent dans les coupes lourdes des hydrocarbures issus des raffineries. Il est majoritairement produit par les moteurs brûlant ce genre de combustible [194], mais peu par la combustion aéronautique.

2.3.5 Les suies et les particules

Les particules en suspension ou *Particule Matter* en anglais (PM), sont les fines particules transportées par l'air, l'eau ou autres supports. Ils peuvent générer des maladies cardiovasculaires, des problèmes pulmonaires, des cancers etc.... Ces particules sont classées en fonction de leur taille selon la nomenclature PM. Ainsi une particule classée PM_{10} a un diamètre aérodynamique inférieur à 10 μm . Leurs origines peuvent être naturelles (volcans, érosion éolienne, embruns, incendie de forêt...) ou humaines. Dans ce dernier cas, la combustion en génère une grande partie.

Les suies sont issues de la combustion incomplète de produits carbonés. Ce sont des substances solides composées principalement de molécules de carbones présentes sous forme d'hydrocarbures polycycliques. Dans le domaine aéronautique, elles servent de noyau pour la cristallisation des molécules d'eau issues de la combustion à haute altitude. Ces traînées de condensation ont tendance à modifier l'albédo de la terre et à diminuer l'écart entre la température du jour et de la nuit.

2.3.6 Le compromis

La figure 2.12 résume les différentes techniques réduisant les émissions polluantes dans les chambres. On voit tout de suite les contraintes auxquelles sont confrontés les ingénieurs. A faible puissance, les émissions d'imbrûlés et de CO sont favorisées, à fortes puissances, ce sont les NO_x . Les moyens pour les contrebalancer sont opposés. En particulier une baisse des émissions de CO à faible régime requiert un long temps de séjour et donc un grand volume de chambre. A l'inverse, à forte puissance, les émissions de NO_x requièrent de faibles temps de séjour (NO_x thermiques) et donc un faible volume de chambre.

La figure 1.1(a) présentant les émissions de NO_x et de CO en fonction de la richesse, met en évidence la zone dans laquelle un bon compromis est atteint : la fenêtre basse émission. Malheureusement en régime prémélangé, les flammes dans ces zones ont tendance à être instables.

Les techniques innovantes de stabilisation des flammes sont donc particulièrement intéressantes. En effet, il est nécessaire de développer de nouveaux concepts en rupture avec les technologies actuelles, ces dernières se trouvant aux limites de leurs performances.

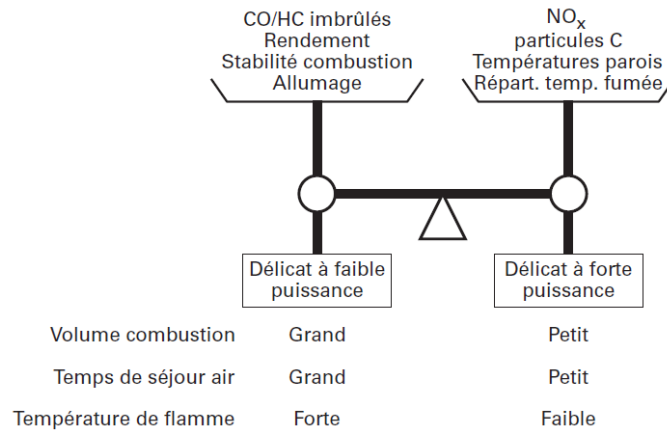


Fig 2.12 – Compromis de dimensionnement d’une chambre de combustion [133].

2.4 Les turboréacteurs

Nous allons maintenant présenter les principaux composants d’un turboréacteur.

2.4.1 Fonctionnement général

Le mode de fonctionnement d’un turboréacteur est proche de celui des turbines à gaz terrestres. Pour ces dernières, l’énergie mécanique créée sert à faire fonctionner des alternateurs. Pour les turboréacteurs, l’énergie mécanique sert à l’accélération d’une importante masse d’air. C’est celle-ci qui génère la poussée : $F = \Delta(mv)$. Avec F la force de poussée, et $\Delta(mv)$ la variation de l’impulsion entre l’air entrant et l’air sortant. Dans les turboréacteurs civils ou turbofans, la poussée est créée en très grande partie par le fan ou soufflante. La variation de vitesse est faible mais la masse d’air déplacée est importante.

On peut en résumer le fonctionnement sur la figure 2.13. L’air est admis par la soufflante dans le compresseur où il est comprimé (1-2). Puis il passe dans la chambre de combustion où il est dilaté (2-3), et détendu dans la turbine (3-4) avant d’être finalement expulsé par la tuyère. L’énergie récupérée sur l’axe de la turbine sert à entraîner le compresseur et la soufflante. Le cycle n’est cependant pas idéal : compression et détente non isentropique, dilatation dans la chambre non isobare, la détente dans la turbine, et les gaz en sortie de tuyère sont encore chauds.

La figure 2.14 présente les principaux éléments constitutifs d’un turboréacteur. La soufflante ou fan, aspire l’air. Ce dernier se sépare en double flux : le flux externe

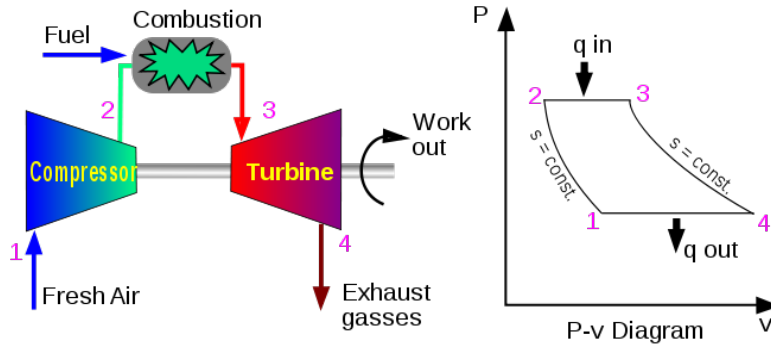


Fig 2.13 – Cycle de Bryton idéal.

et le flux interne. Pour un meilleur rendement, turbine et compresseur sont séparés en deux étages indépendants. La chambre s'insère au milieu.

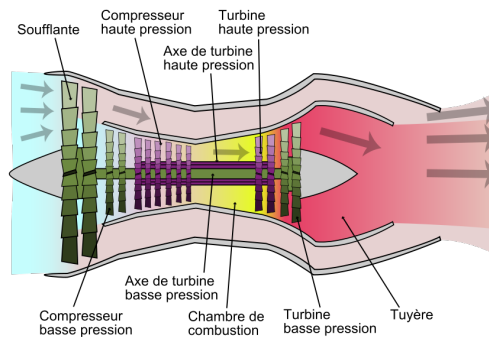


Fig 2.14 – Schéma d'un turboréacteur à double flux [41].

Il existe également d'autres géométries de turboréacteur tel celui présenté sur la figure 2.15. Ainsi, le compresseur axial haute pression peut être substitué par un compresseur centrifuge pour gagner en compacité, et la chambre de combustion peut être remplacée par une chambre de combustion à tête inversée. Cette figure présente également des éléments annexes nécessaires au bon fonctionnement : on y trouve le relais d'accessoires (il entraîne l'alternateur, la pompe hydraulique, la pompe à carburant) ou le régulateur de carburant. Le FADEC (Full Authority Digital Engine Control) non représenté sur la figure est le système de contrôle du moteur. Il sert d'intermédiaire entre le pilote et le moteur.

Le rendement de la turbomachine est directement lié à la Température en Entrée de Turbine (TET) ainsi qu'à la pression. Pour des raisons de tenue thermo-mécanique, la TET est un facteur limitant du DHP et des premiers étages de la turbine.

Pour des raisons de tenue thermo-mécanique notamment du DHP et des premiers étages de turbine, la TET est le principal facteur limitant l'efficacité du moteur.

2.4.2 Les chambres de combustion conventionnelles

Après avoir présenté dans les grandes lignes le fonctionnement d'une turbomachine, voyons à présent, plus en détails, la partie chambre de combustion. Elle

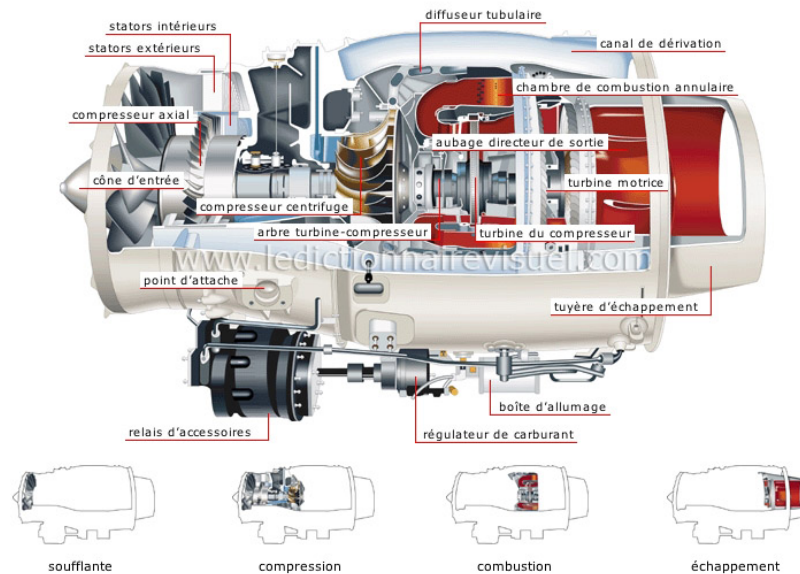


Fig 2.15 – Schéma détaillé d'un turboréacteur à double flux avec compresseur centrifuge [41].

constitue le cœur du turboréacteur. La forme du foyer est torique et relie l'étage du compresseur à celui de la turbine.

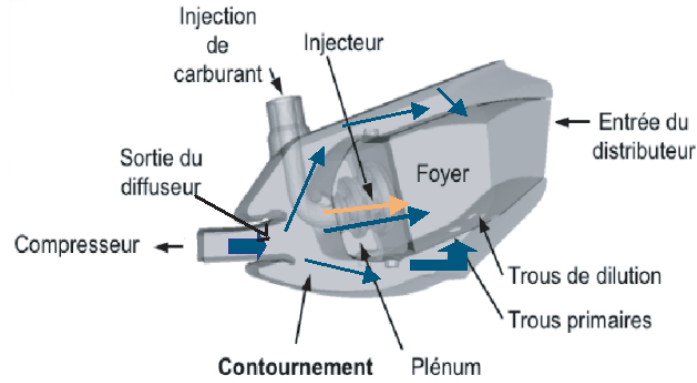
Celle-ci se décompose en plusieurs éléments : Le diffuseur, l'injecteur, les contournements présentés sur la figure 2.16(a). Nous présenterons plus en détails le tube à flamme (cf. figure 2.16(b)).

Le diffuseur. Il redresse l'écoulement à la sortie du compresseur. C'est par cet étage qu'arrive l'air dans la chambre de combustion. Nous étudierons sa modélisation par la suite.

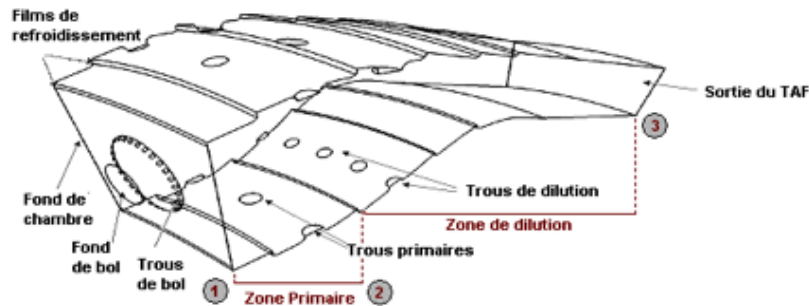
Le plénum et l'injecteur. L'air passe ensuite dans le plénum. Cette cavité tranquillise l'écoulement et déverse l'air dans les vrilles de l'injecteur de manière à mettre l'air en rotation. L'air peut également passer les trous de bols situés en périphérie de l'injecteur. Ces trous servent à canaliser la flamme au centre de la chambre et à éviter que la flamme ne vienne affleurer le fond de chambre. L'injecteur pulvérise le carburant sur son axe. La giration induite par les vrilles génère des zones de recirculation sur l'axe et sur les bords [64]. Celles-ci apportent à la base de la flamme les gaz brûlés et les radicaux issus de la combustion. Ce procédé constitue le mode de stabilisation traditionnel des chambres de combustion.

Le contournement. Une partie de l'air passe dans l'injecteur tandis que le reste passe dans le contournement. Cet air passe ensuite dans la chambre par les trous primaires, les trous de dilution et les parois multiperforées qui tapissent la chambre. Ce contournement sert également de prise d'air pour refroidir le DHP et la première roue mobile de la turbine.

Le tube à flamme. Le tube à flamme (TAF) se divise en deux parties. La figure 2.16(b) en donne une illustration. La zone primaire va du fond de chambre



(a)



(b)

Fig 2.16 – (a) : Différents éléments d'un secteur de chambre. (b) : Tube à flamme.

(1) aux trous primaires (2). C'est dans cette région que la majorité du carburant est brûlé. La zone de dilution (2-3), termine la chambre. Le but est de mélanger les gaz brûlés avec de l'air frais issu du contournement afin d'obtenir en entrée de DHP un écoulement le plus homogène possible en température et supportable pour la turbine.

Le refroidissement des parois Le refroidissement des parois constitue une part importante dans le dimensionnement de la chambre. De nombreux échanges y ont lieu avec la flamme. Ce sont principalement des échanges radiatifs et convectifs. Il faut impérativement les refroidir. Compte-tenu de la technologie actuelle, la température supportée ne dépasse pas 1600 K. La durée de vie de la chambre de combustion dépend directement de la température des parois.

Pour les refroidir, plusieurs techniques existent : l'injection d'un film d'air froid le long de la paroi du TAF. Cependant cette technique dépend fortement du régime et le film peut se détériorer rapidement. Elle s'emploie couramment au niveau du fond de chambre. La multiperforation est également employée. Cette technique a l'avantage de consommer peu d'air et d'être très efficace. On peut aussi allier les deux technologies. Alors le film a une durée de vie plus grande car il est alimenté par des multiperforations. On peut également refroidir la chambre par impact : une multiperforation vient impacter une paroi interne.

La sortie de chambre : le DHP. Placé en sortie de chambre, le distributeur haute pression constitue le premier élément avant la turbine haute pression de la chambre. Il subit des contraintes thermiques importantes puisque les températures entrée turbine (TET), peuvent atteindre 1800 K. Comme annoncé précédemment, la température en entrée de turbine est capitale pour le bon rendement du moteur.

Les contraintes des chambres de combustion. Afin de compléter le tableau des chambres de combustion, il convient de préciser les différentes contraintes que doivent être satisfaites :

En tout premier lieu, le rendement de combustion doit être élevé et la flamme stable pour les différents régimes rencontrés. La chambre doit également présenter des bonnes performances à l'allumage au sol comme en altitude, c'est à dire pour de faibles pressions et températures. Les pertes de charge de la chambre doivent être réduites. Le profil et le niveau des températures en sortie de chambre doivent être convenables et le plus uniformes possibles pour obtenir un bon rendement et une longue durée de vie. La chambre doit pouvoir ingérer de l'eau, être de faible poids, compacte, fiable, endurante, compétitive et ce, du point de vue des coûts de production, de vente et de maintenance. Elle doit enfin respecter des normes d'émissions polluantes de plus en plus contraignantes.

Compte-tenu des réductions demandées, l'objectif ne peut être atteint que par la recherche d'architectures de chambres innovantes ou le développement de meilleurs systèmes d'injection, tant sur le plan de l'aérodynamique (nouvelle disposition des injections) que sur le plan chimique (modification du carburant employé).

2.4.3 Pistes pour l'amélioration des turbines à gaz

Comme nous l'avons vu, le rendement des chambres de combustion est déjà optimal. Nous allons présenter des pistes en lien avec la combustion et permettant leur amélioration. La première consiste à augmenter le rendement de la turbine à gaz, via une modification du cycle thermodynamique, la seconde, à modifier le mode de combustion dans la chambre de manière à réduire les émissions polluantes.

Modification du cycle thermodynamique. La modification du cycle thermodynamique constitue une piste potentielle d'amélioration. Le principe est d'augmenter le rendement du cycle thermodynamique en apportant de l'énergie thermique au cours de la détente de l'air, entre les différents étages de turbine.

Ceci peut se faire au moyen d'une (ou plusieurs) mini chambre de combustion intégrée dans l'un des étages de la turbine, entre la turbine haute et basse pression par exemple. Des études théoriques faites sur le sujet mettent en avant les conclusions suivantes : pour une très faible augmentation de la consommation spécifique, on peut augmenter fortement la poussée spécifique et le rendement énergétique de l'ensemble du moteur [130, 126]. Cette voie permet également, à poussée égale, de diminuer la TET en diminuant le pic de température à l'intérieur de la chambre. Ceci est une piste potentielle pour diminuer les émissions de NO_x thermiques produits dans les zones de hautes températures. Ces informations sont résumées sur la figure 2.17.

Amélioration technologique. Étudions à présent les modifications faites sur les injecteurs de chambre de combustion. Comme dit précédemment, le but n'est

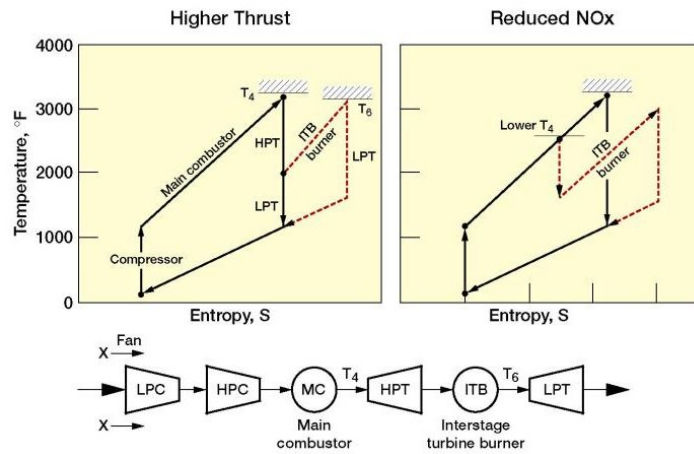
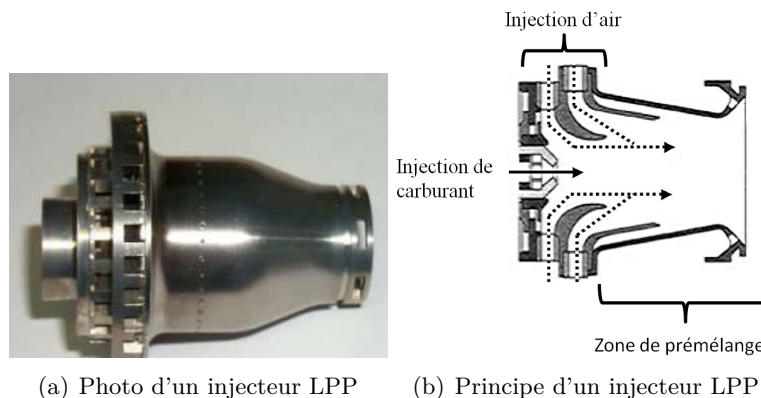


Fig 2.17 – Cycle thermodynamique d'un turbofan avec un brûleur inter turbine. (Gauche) Exemple de cycle augmentant la poussée. (Droite) Exemple d'un cycle diminuant la TET, (Bas) Schéma précisant l'emplacement du brûleur ITB dans le moteur [126].

pas d'augmenter le rendement de la combustion mais de trouver des régimes de combustion moins polluants tout en conservant le rendement et la stabilité existante.

Pour ce faire, deux techniques sont présentées : la technique de la combustion en prémélange pauvre pré vaporisé, Lean Premixed Prevaporized (LPP), et la technique de combustion étagée devenue injection multipoint. Une autre technique existe également : le RQL (Rich Burn, Quick-Mix, Lean Burn).

L'injection LPP : La première piste est l'injection LPP. L'air et le carburant sont mélangés bien en amont de la sortie de l'injecteur. L'injecteur est de type conventionnel mais il présente un tube de prémélange particulièrement long : dans cette zone, carburant et air se mélangent pour former le prémélange injecté dans la chambre. Un schéma de l'injecteur est présenté sur la figure 2.18(b). Il est visible sur l'injecteur Avio testé au cours des projets Européen LOPOCOTEP et TLC 2.18(a). Ce type d'injecteur est particulièrement sensible aux instabilités de combustion et aux flash back, c'est à dire aux remontées de flamme dans l'injecteur.



(a) Photo d'un injecteur LPP (b) Principe d'un injecteur LPP

Fig 2.18 – Injecteur LPP.

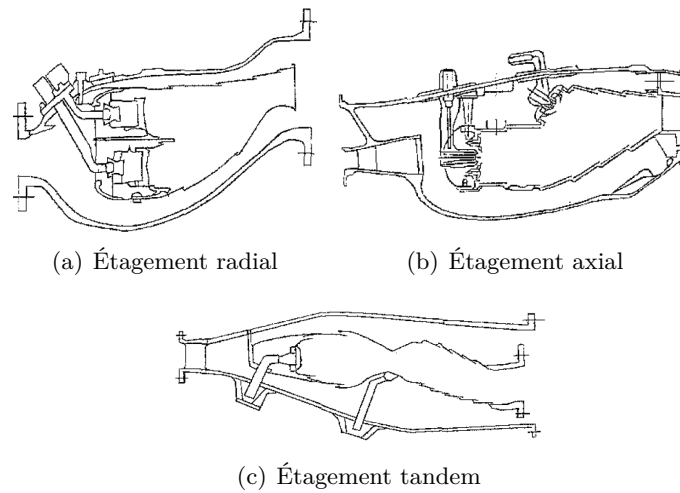


Fig 2.19 – Combustion étagée [199].

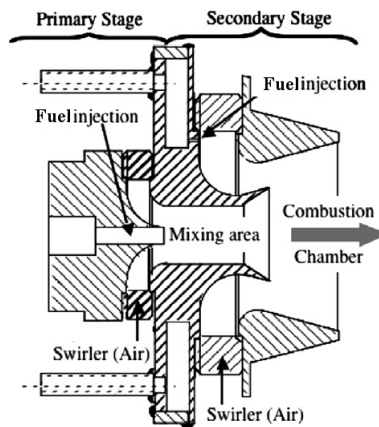


Fig 2.20 – Injecteur multipoint [6].

L'injection multipoint : Le principe est le suivant (cf 2.20) : on sépare en deux le débit de carburant de manière à générer deux flammes étagées. Une flamme appelée *Pilote*, et une flamme procurant la majorité de la puissance (90%), appelée *Décollage*. Comme dit précédemment, les premières générations comportaient des injections étagées avec deux injecteurs différents, configurés soit en tandem, soit étagés radialement ou axialement [199]. La figure 2.19 présente les différentes configurations. Les nouveaux dispositifs étagés se réduisent à un seul injecteur dans lequel l'étage pilote et l'étage décollage sont intégrés [40, 6, 5, 150, 112]. Les débits de carburant peuvent être contrôlés de manière indépendante. La qualité de la stabilisation dépend fortement de l'emplacement de l'injection de carburant dans l'étage pilote et de son mode de combustion. Ainsi une injection pilote prémélangée n'aura que peu d'effets sur la réduction des instabilités des extinctions pauvres. L'injection de carburant dans l'étage pilote doit alors être faite de manière diffusive en créant ainsi des zones proches de la combustion stœchiométrique [33]. Ce mode d'injection tend à générer des oxydes d'azote. Cependant les puissances mises en jeu étant faibles, les quantités restent acceptables.

La combustion RQL : Le schéma de principe de ce mode de combustion est présenté sur la figure 2.21. Ce mode consiste à contourner les zones de fortes émissions de NO_x en brûlant riche, puis en ajoutant une forte quantité d'air afin de brûler en mélange pauvre dans le reste de la chambre. Les deux zones de combustion sont bien distinctes. Le CO , suies et imbrûlés produits dans la zone de forte richesse sont ainsi oxydés dans la zone pauvre. La zone intermédiaire éteinte est cependant un fort obstacle à une mise en service [199].

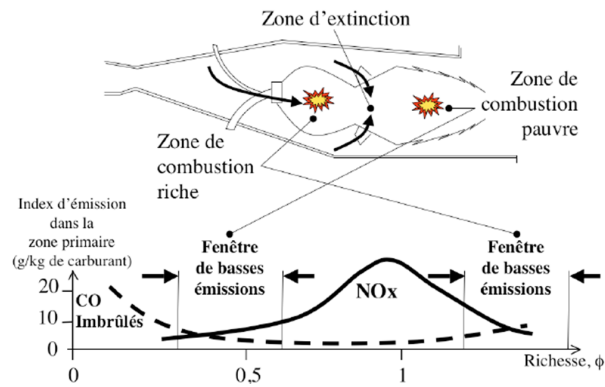


Fig 2.21 – Principe de fonctionnement d'un moteur en RQL [3].

Sommaire

3.1	Dynamique de l'écoulement sur une cavité	55
3.1.1	Classification	56
3.1.2	Couplages dans une cavité	58
3.1.3	Les paramètres influents	62
3.1.4	Les modèles	63
3.2	Stabilisation par une cavité dans les superstatoréacteurs	64
3.3	Le Trapped Vortex Combustor	65
3.3.1	Première génération	65
3.3.2	Seconde Génération	66
3.3.3	Troisième Génération	67
3.3.4	Le TVC de General Electric	67
3.3.5	Autres concepts	68
3.4	L'Ultra Compact Combustor	72

La dynamique au-dessus des cavités est étudiée depuis longtemps à froid et cela pour toutes les gammes de vitesse. Le but est de réduire le bruit et la trainée générée par l'écoulement affleurant. Les domaines d'application sont variés : l'aéronautique (emplacement de trains, éléments hypersustentateurs comme l'espace entre les volets et l'aile), l'automobile (toit ouvrant, fenêtres), le ferroviaire (espace entre les rames), etc... En effet, les couches de mélange, présentent dans les écoulements affleurants, sont particulièrement complexes.

Au cours de ces dernières années, ce sont principalement les ramjets et les scramjets qui ont employé la stabilisation au moyen d'une cavité. Leur emploi s'est également étendu aux chambres de combustion aéronautique avec plusieurs variantes. Dans ce chapitre, nous allons présenter la dynamique d'un écoulement au-dessus d'une cavité pour différentes configurations et vitesses, puis nous présenterons la stabilisation par cavité dans les scramjets et ramjets [62, 142, 7, 61]. Nous ferons un historique de la stabilisation des flammes par cavité dans les brûleurs de type TVC. Nous présenterons enfin différents concepts, issus des TVC.

3.1 Dynamique de l'écoulement sur une cavité

Comme nous l'avons dit, dans les scramjets ou les TVC , la flamme est située à l'intérieur d'une cavité. Diverses études ont été réalisées sur la dynamique des écoulements au-dessus d'une cavité. Il convient donc d'étudier leur classification et les mécanismes susceptibles d'intervenir dans leur dynamique.

3.1.1 Classification

Il existe quatre grands types de cavité pour les écoulements : les cavités profondes, les cavités ouvertes, les cavités transitionnelles, et les cavités fermées. La classification est faite à partir de géométries parallélépipédiques. Le comportement d'une cavité varie en fonction de trois principaux paramètres, à savoir sa longueur, sa profondeur et sa largeur notés respectivement L , D et W .

La classification la plus simple est établie à partir du rapport L/D [30] même si la largeur de la cavité W , et le nombre Mach interviennent également [158] comme le montre la figure 3.1 issue de la thèse de Chatellier [30].

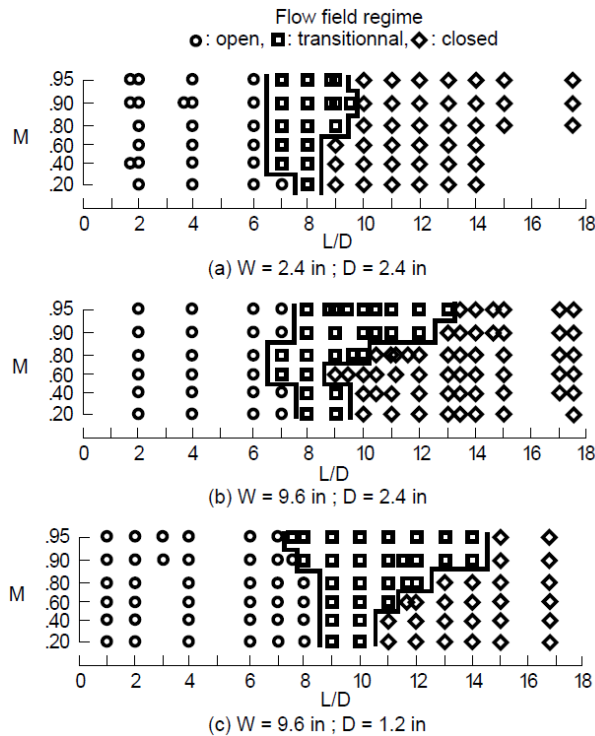


Fig 3.1 – Classification de la structure de l'écoulement à partir de l'évolution du coefficient de pression ; répartition des configurations observées en fonction du nombre de Mach et de la géométrie de cavité [158].

Les cavités profondes. Lorsque $L < D$, le comportement est fortement dépendant des modes de résonance de la cavité qui se superposent au phénomène de bouclage aérodynamique. Ainsi, pour de faibles nombres de Mach ($M < 0.2$) ceux-ci deviennent prépondérants [186]. Généralement, il se forme une zone de recirculation dans la partie haute de la cavité éventuellement accompagnée d'un second tourbillon contra-rotatif au fond de la cavité (cf. Figure 3.2(a)).

Les cavités ouvertes. Une cavité est dite ouverte lorsque la couche de mélange ne pénètre peu à l'intérieur de la cavité. Ceci a lieu en général pour $L \sim D$. L'écoulement à l'intérieur de la cavité est constitué d'un tourbillon principal confiné entre les deux bords de la cavité avec éventuellement des zones de recirculation au niveau des angles inférieurs (cf. Figure 3.2(b)).

Les cavités transitionnelles. Ceci a lieu pour $5D < L < 10D$ (cf. figure 3.2(c)). La couche de mélange pénètre à l'intérieur de la cavité sans qu'il y ait recollement. Il se forme deux zones de recirculation.

Les cavités fermées. Ceci a lieu pour $L > 10D$ (cf. figure 3.2(d)). Dans ces cavités, la couche de mélange se recolle au fond de la cavité. Il se crée alors une zone de recirculation entre le bord amont et la zone de recollement et entre le bord aval et la zone de recollement. La cavité peut être vue comme la succession d'une marche descendante et d'une marche ascendante.

le caractère bidimensionnel ou tridimensionnel de la cavité est en lien avec le rapport W/L . Un allongement transversal important est caractérisé par des phénomènes essentiellement bidimensionnels. A l'inverse, lorsque le rapport W/L est faible, les murs latéraux influent sur la dynamique de la cavité et provoquent l'apparition de phénomènes tridimensionnels.

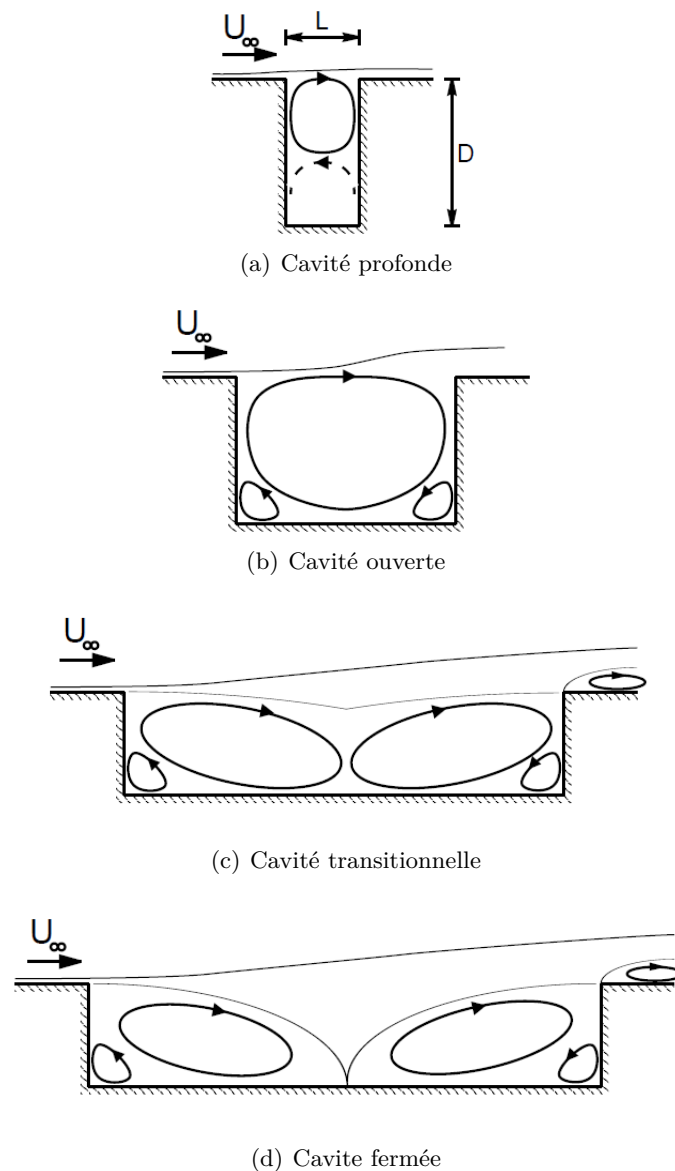


Fig 3.2 – Classification des cavités rectangulaires [30].

3.1.2 Couplages dans une cavité

Plusieurs éléments interviennent dans la caractérisation de la dynamique d'un écoulement au-dessus d'une cavité : la couche de mélange générée par l'écoulement affleurant et le bord aval sur lequel impacte la couche de mélange. L'ensemble interagit pour former un phénomène auto-entretenu caractérisé par des fluctuations cohérentes de fortes amplitudes.

La couche de mélange : Comme nous l'avons dit, l'apparition de phénomènes auto-entretenus dans une cavité résulte généralement de l'interaction d'une zone instable, dite zone de mélange ou de cisaillement, et le bord aval de la cavité. La zone instable est créée par l'interaction entre deux fluides de vitesses différentes. Dans le cas d'une cavité, il s'agit du fluide de l'écoulement affleurant et le fluide de l'écoulement dans la cavité. Cette zone instable génère des structures tourbillonnaires appelées instabilités de Kelvin-Helmholtz.

Les instabilités de Kelvin-Helmholtz peuvent être observées à faible nombre de Reynolds dans diverses configurations. Les différences de vitesses peuvent être liées à la présence d'un jet, ou d'un sillage généré par l'existence d'un corps immergé dans un écoulement [117]. Le moteur de l'instabilité est l'inertie du fluide et le terme non linéaire ($u \cdot \text{grad } u$) dans l'équation du mouvement. Lorsqu'une infime perturbation modifie l'interface entre deux fluides, celle-ci se trouve soumise à une oscillation. La pression est plus élevée du côté concave de l'oscillation. Il en résulte un gradient de pression qui amplifie la perturbation existante. L'amplitude de la perturbation augmente jusqu'à atteindre une taille limite de saturation. L'interface finit par s'enrouler sur elle-même et forme un tourbillon dit "primaire". Les structures peuvent ensuite s'apparier et former des tourbillons de taille plus importante. Ce phénomène contribue à l'élargissement de la couche de mélange. L'ensemble du processus est résumé sur la figure 3.3.

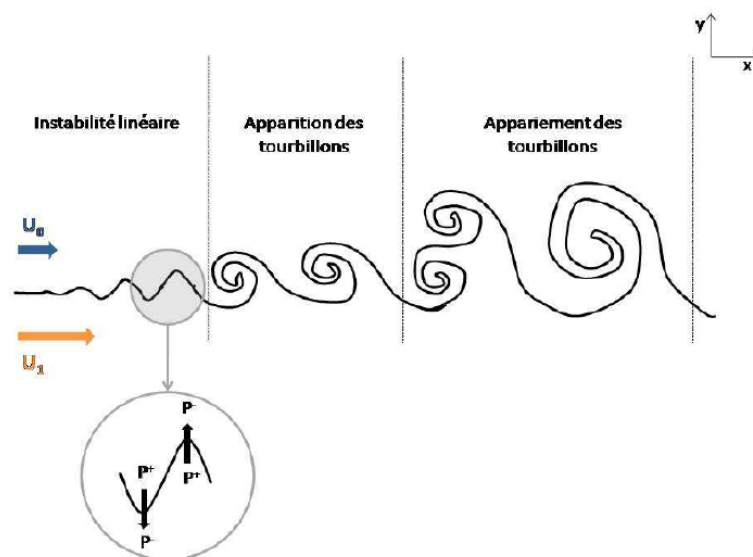


Fig 3.3 – Schéma du principe de formation et d'appariement des instabilités de Kelvin- Helmholtz [39].

Les instabilités de couche de mélange ne sont pas uniquement bidimensionnelles. Il existe également des instabilités longitudinales, même si leur amplitude est beaucoup plus faible. Mises en lumière par une analyse théorique en 1961 [8], elles ont été observées expérimentalement quelques années plus tard, en 1966 [19]; On les voit nettement sur la figure 3.4. Leur mécanisme de formation est bien décrit dans le livre de Lesieur [117]. Il fait intervenir les forces centrifuges générés par l'enroulement des couches de mélanges.

La superposition de ces deux types d'instabilités (transverse et longitudinale) conduisent à la formation de structures 3D visibles sur la figure 3.5(a). La figure 3.5(b) en donne une structure théorique : on y voit la superposition d'instabilités transverses avec des structures longitudinales en épingle à cheveux représentées avec des flèches. Cette structure 3D favorise la transition vers un régime turbulent [30].

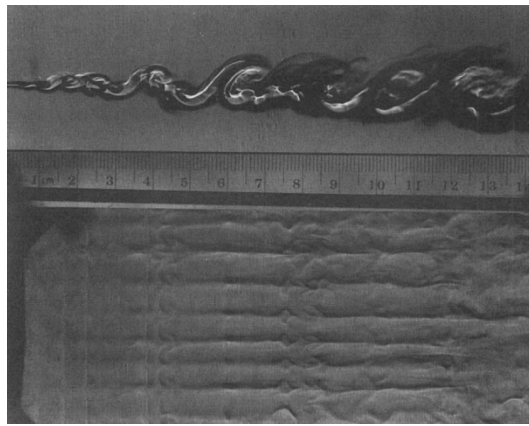
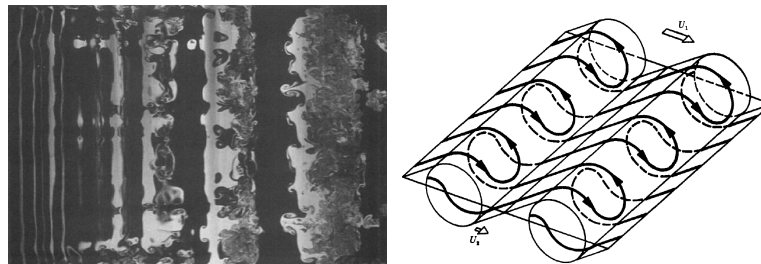


Fig 3.4 – Instabilité d'une couche de mélange helium-azote. Haut : instabilité de Kelvin Helmholtz, bas : instabilités longitudinales [9].



(a) Photo des structures tridimensionnelles par LIF sur Fluorescéine (b) Structure tridimensionnelle de l'instabilité

Fig 3.5 – Etude du caractère tridimensionnel de l'instabilité d'une couche de mélange [9].

Le couplage : Les structures dégagées par les instabilités de couche de mélange sont faiblement cohérentes entre elles, ceci se traduit par une forte dispersion temporelle des résultats obtenus en aval des couches de mélange [197, 42, 166]. Cependant, des structures faiblement cohérentes persistent en aval de la couche de mélange ce qui laisse supposer l'existence d'un phénomène auto-entretenu [166]. L'ajout d'un obstacle dans l'écoulement, en aval de la couche de mélange, amplifie l'amplitude

des fluctuations et le signal d'autocorrélation des vitesses devient très net et périodique [166] comme le présente la figure 3.6. Une forte rétroaction agit donc sur l'écoulement et favorise le lâcher de structures cohérentes de fortes amplitudes. Cette rétroaction dépend cependant de la fréquence des perturbations incidentes. Elles peuvent les amortir ou les amplifier [137].

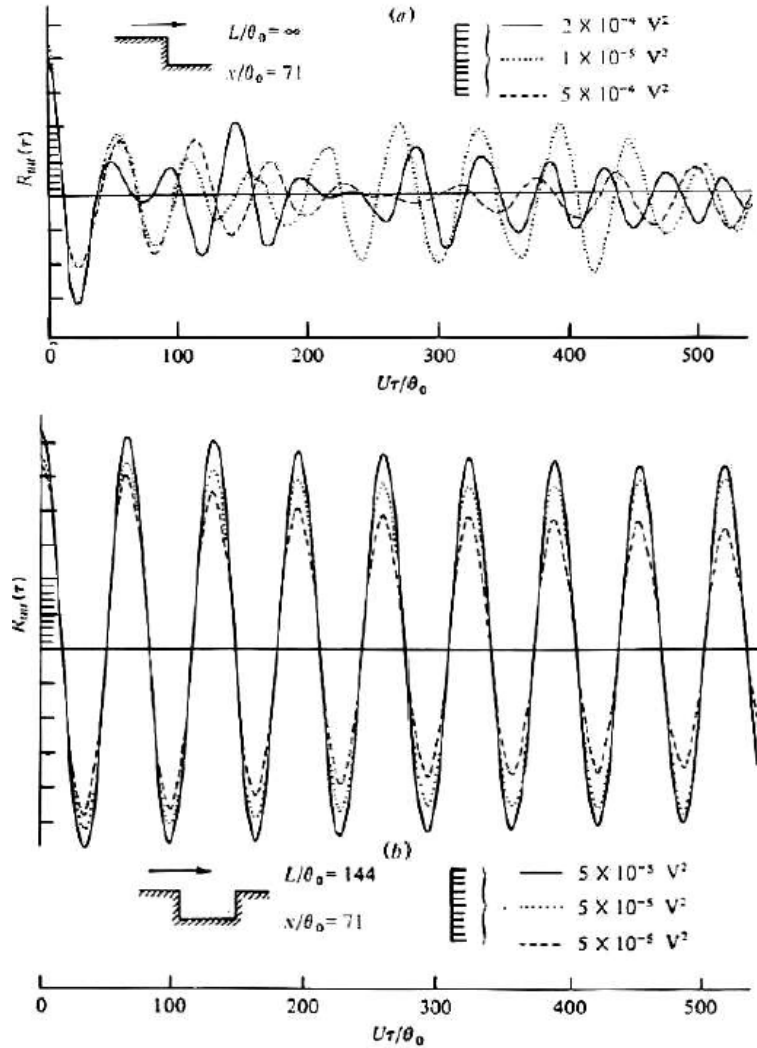


Fig 3.6 – Autocorrélations de vitesses mesurées dans des couches de mélange avec et sans obstacle [166] ; différents échantillons sont présentés afin de faire apparaître la dispersion temporelle.

La présence d'un bord aval dans une cavité crée donc une forte contrainte cinématique. Celle-ci tend à amplifier les perturbations de la couche de cisaillement selon différents mécanismes. La couche de cisaillement impacte le bord aval de la cavité. Il peut être alors vu comme la source indirecte (acoustique, hydrodynamique ou de structure) d'une perturbation qui vient perturber la formation de la couche de cisaillement en amont (cf. figure 3.7). Cette perturbation peut également se coupler avec le mode acoustique de la cavité. Dans le cas où la rétroaction est de type hydrodynamique ou acoustique, la rétroaction est qualifiée d'auto asservissement.

Ainsi, les modes de couplage peuvent être regroupés en trois grandes catégories

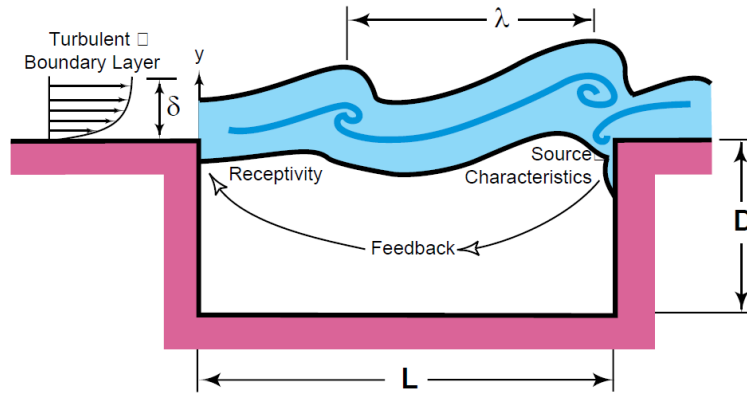


Fig 3.7 – Schéma illustrant le couplage induit par un écoulement au-dessus d'une cavité [28].

selon la nature du phénomène à la base du couplage [167] :

Fluide Dynamique : Ce mode de couplage est purement hydrodynamique. La couche de cisaillement impacte le bord de la paroi aval. Cet impact provoque une perturbation de l'écoulement dans la cavité. Cette perturbation est convectée et interagit avec la base de la couche de cisaillement qui augmente l'amplitude des perturbations de celle-ci. Ainsi, lorsque pour une couche limite incidente, on fait varier la longueur de la cavité et que l'on compare le nombre de Strouhal ($St = fL/U$), on constate que les fluctuations de vitesse se trouvent à des nombres de Strouhal précis. Le passage d'un nombre de Strouhal à un autre se fait de manière brutale, caractéristique d'un changement de mode [174]. Plusieurs modes peuvent co-exister pour une condition donnée [51] sans pour autant être en relation harmonique. Ceux-ci ne se retrouvent pas pour toutes les gammes de vitesses, mais principalement pour les faibles nombres de Mach. La forme de la géométrie est également importante puisqu'elle ne s'applique généralement pas aux cavités profondes.

Fluide Élastique : L'écoulement en surface de la cavité est affecté par l'élasticité mécanique des parois : La perturbation de la couche de mélange impacte le bord de la cavité qui crée alors un déplacement élastique des parois. Cet dernier excite alors la couche de mélange et génère de nouvelles instabilités.

Fluide Résonnant : Dans ce mode, le couplage s'effectue entre les ondes de pression acoustiques et l'aérodynamique de la couche de mélange. Les fluctuations aérodynamiques de la couche de mélange génèrent la formation d'ondes acoustiques à l'intérieur de la cavité. Ces ondes acoustiques peuvent alors rétroagir sur la formation des tourbillons de la couche de mélange et entrer en résonance.

Ce mode d'interaction peut se décomposer en trois classes :

- Le mode fluide résonnant longitudinal. Il est présent pour des écoulements à nombres de Mach subsoniques, transsoniques et supersoniques [170]. Dans ce mode de couplage, l'impact de la couche de mélange sur le bord aval génère une onde de pression se propageant à la vitesse du son. Celle-ci se propage dans le sens longitudinal, remonte l'écoulement et vient destabiliser la couche mélange au niveau du bord amont. Ainsi, des structures cohérentes sont générées à

des fréquences bien déterminées. Ce phénomène peut se retrouver pour des écoulements à faibles nombres de Mach (jusqu'à $M = 0.1$) et pour des rapports L/D compris entre 1/2 et 2 [27, 101].

- Le couplage aéroacoustique normal. Ce mode de couplage fait intervenir les modes acoustiques de la cavité. Il a lieu pour des cavités profondes à faibles nombres de Mach. La fréquence des oscillations correspond alors à celle que l'on obtient lorsqu'on excite une cavité profonde par des fluctuations de pression en surface. Il faut cependant que la fréquence de la couche de cisaillement coïncide avec la fréquence acoustique de la cavité [121]. Dans ce cas, le mode quart d'onde de la cavité est excité en priorité [94, 21]. Pour des cavités peu profondes, ce sont alors les modes acoustiques transversaux et longitudinaux qui peuvent être excités. Ils sont cependant difficilement identifiables. Le passage d'un mode fluide résonnant longitudinal au mode fluide résonnant normal peut avoir lieu en diminuant le nombre de Mach [187].

3.1.3 Les paramètres influents

Plusieurs éléments sont déterminants dans la caractérisation de la dynamique de l'écoulement au-dessus d'une cavité. La liste présentée ci-dessous n'est pas exhaustive.

Le rapport L/D En premier lieu, le rapport de son allongement longitudinal sur sa profondeur : L/D avec L la longueur de la cavité, et D sa profondeur.

Ainsi, pour des cavités profondes, le mode de couplage est presque exclusivement de type résonnant avec un mode normal de type quart d'onde pour de faibles vitesses [159]. A plus fortes vitesses, le couplage devient aéro-acoustique. Ces deux phénomènes peuvent se superposer et se coupler lorsque les fréquences mises en jeu sont proches. A noter également que lorsque la cavité est de faible longueur, l'influence de la profondeur devient négligeable si l'épaisseur de la couche limite est du même ordre de grandeur que celle de la profondeur [174].

Pour des rapports de longueur plus importants, comme dans la configuration dite "Ouvverte", les phénomènes auto-entretenus sont prépondérants, avec une itération de type fluide dynamique ou fluide résonnant longitudinal selon la vitesse.

Pour des cavités dites "Fermées" les phénomènes auto-entretenus disparaissent et le bruit généré devient de type large bande. Aucune fréquence particulière n'est excitée, le comportement est semblable à celui d'un écoulement au-dessus d'une marche [91].

Le rapport L/W Comme nous l'avons vu précédemment, le rapport L/W conditionne le caractère tridimensionnel ou non de l'écoulement. Des tendances contradictoires ont été observées sur l'influence de la largeur d'une cavité. Ainsi, une faible largeur de cavité peut générer des fluctuations de pressions plus importantes et plus nettes spectralement [11] ou au contraire, diminuer l'intensité des fluctuations en particulier, l'amplitude des fluctuations [1, 136]. Les mesures montrent cependant que la largeur de la cavité n'impacte que très faiblement la fréquence des fluctuations de pression [1, 11].

Le nombre de Mach : Le nombre de Mach a une forte influence sur la nature des oscillations. Ainsi à faible nombre de Mach, celle-ci a tendance à être hydrodynamique pour devenir ensuite aero-acoustique à Mach plus élevé. La fréquence des oscillations augmente avec le nombre de Mach si le mécanisme est auto entretenu. Si celui-ci ne l'est pas, la cavité est dite passive (Mode résonant normal par exemple). Une augmentation du nombre de Mach tend également à augmenter le niveau des fluctuations de pression sur l'ensemble du spectre et favorise l'apparition de modes élevés.

L'épaisseur de couche limite : A faible Re_L , le nombre de Reynolds basé sur la longueur de cavité, l'épaisseur de la couche limite intervient dans la sélection des modes excités. En particulier le rapport entre la longueur de la cavité et l'épaisseur du moment de la couche limite L/δ_θ [58, 166]. A l'inverse, à fort nombre de Reynolds, $Re_L > 10^6$, l'épaisseur du moment de la couche limite ne semble pas influencer sur la nature et la structure des modes [60].

3.1.4 Les modèles

Plusieurs modèles ont été développés afin de prédire la fréquence des modes rencontrés au cours des instabilités. Ceux-ci se limitent principalement aux couplages résonnants.

Le plus connu et le plus utilisé est le modèle de Rossiter.

Dans le cas d'un couplage fluide résonnant pour un nombre de Mach compris entre 0.4 et 0.9, il est possible de calculer le nombre de Strouhal de l'écoulement selon la formule dite de Rossiter [170]. Celui-ci propose un modèle semi-empirique pour calculer la période du cycle d'oscillation en cavité peu profonde. Il part du principe que la fréquence des tourbillons mesurés est égal à la fréquence des lâchers de tourbillons. La période T du phénomène est calculé à partir du nombre n de tourbillons présents dans la longueur L de la cavité, leur vitesse de convection U_c , la vitesse du son c et un déphasage α représentant à la fois l'émission d'un tourbillon depuis le bord amont et son interaction avec le bord aval :

$$nT = \frac{L}{U_c} + \frac{L}{c} + \alpha T \quad (3.1)$$

ce qui donne le nombre de Strouhal des oscillations :

$$S = \frac{fL}{U} = \frac{n - \alpha}{M + 1/\kappa} \quad (3.2)$$

avec M le nombre de Mach de l'écoulement principal, κ le rapport entre la vitesse de convection et la couche de mélange et la vitesse de l'écoulement extérieur. Les valeurs de κ et α sont à ajuster pour permettre une bonne représentation des résultats expérimentaux, en particulier pour α , qui doit être mesuré à posteriori.

Il faut cependant noter que la formule de Rossiter est mise en défaut pour des valeurs de Mach supersoniques. En effet, l'écoulement à l'intérieur de la cavité est fortement ralenti, comparé à l'écoulement principal. La température y est donc proche de celle de la température d'arrêt d'un écoulement supersonique. La vitesse du son

y est donc différente. Sur cette idée, Heller et al. [74] ont proposé une extension de la formule de Rossiter ver le régime supersonique sous la forme :

$$S = \frac{fL}{U} = \frac{n - \alpha}{\frac{M}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2}} + 1/\kappa} \quad (3.3)$$

Les mesures expérimentales ont permis de valider ce modèle pour des nombres de Mach compris entre 0.8 et 3 [73].

D'autres modèles existent également pour différents régimes de vitesse :

- **Le modèle de Bilanin et Covert** ($M > 2$) [10]. Contrairement au modèle de Rossiter, il ne repose pas sur une constante empirique. Il modélise la cavité comme couplage entre une nappe de vorticité et une source acoustique monopolaire situé sur le coin aval. L'accord avec les mesures est bon pour des vitesses supersoniques mais d'importantes erreurs sont présentes à plus faibles vitesses.
- **Le modèle de Tam et Block** ($0.1 < M < 0.4$) [187]. Ils reprennent l'idée d'une nappe de vorticité couplée avec de l'acoustique mais tiennent compte également des mécanismes de résonance observés pour les cavités profondes et les plus faibles nombres de Mach. Zhang et Edwards [209] ont étendu ce modèle pour des régimes supersoniques.
- **Le modèle de Howe** [82]. Ce modèle propose l'interaction des couches de mélange avec les parois au travers de nappes de vorticités et une formulation intégrale. La forme de la perturbation n'est pas présumée mais calculée. Les nombres de Mach mis en jeu sont compris entre 0 et 0.2.

Le cas de la thèse. La gamme de longueur de cavité étudiée dans cette thèse ($L/D \approx 1$) nous place dans une configuration de type cavité ouverte. L'ordre de grandeur des vitesses est largement subsonique ($M \approx 0.03$). Il n'y aurait donc pas de couplage de type fluide résonnant. De plus, la cavité étudiée étant annulaire, elle ne nécessite pas la prise en compte de phénomènes tridimensionnels liés à la présence de parois. Le nombre de Reynolds Re_L est d'environ $11 * 10^3$. Il faut également noter que la dynamique de l'écoulement est modifiée par l'injection d'air dans la cavité ce qui risque fortement d'en modifier la structure et donc les couplages pouvant intervenir. Ces injections n'existaient pas dans les cavités présentées précédemment.

3.2 Stabilisation par une cavité dans les superstator eacteurs

Les superstator eacteurs(ou Scramjets) fonctionnent avec des écoulement supersoniques. Ils ont vocation à propulser les engins à des vitesses largement supersoniques ($M \geq 6$). Compte-tenu de la vitesse de l'écoulement, le temps de résidence de l'air à l'intérieur de ceux-ci est proche de la milliseconde. Il est donc nécessaire d'améliorer le plus possible le mélange entre le carburant et l'air frais de manière à rendre le mélange optimal et permettre à la combustion d'avoir lieu. Pour des vitesses plus faibles, ($M \sim 3 - 4$), la chambre de combustion fonctionne en mode statoréacteur.

L'air est ralenti via un choc à des vitesses subsoniques. La température de l'air n'est pas suffisamment élevée pour permettre l'auto allumage de la chambre.

Il faut procurer à l'écoulement principal une source continue de radicaux de manière à entretenir la réaction. Les cavités ont été retenues pour remplir cette tâche [7, 142]. L'inclinaison de l'angle aval de la cavité a permis de réduire fortement les instabilités de la couche de mélange créées par le couplage résonnant des ondes acoustiques dans la cavité avec le bord amont de celle-ci. Malheureusement selon l'angle du bord, ceci peut se faire au dépend de la trainée.

Le carburant peut être injecté soit directement à l'intérieur de la cavité, soit en amont. Une technique pour améliorer le mélange entre le carburant liquide et l'air consiste à employer un pylône placé juste en amont de la cavité [69, 62]. Un schéma du dispositif est représenté sur la figure 3.8.

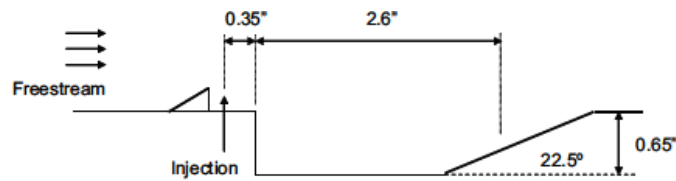


Fig 3.8 – Exemple d'une stabilisation par un pylône et une cavité dans un scramjet [69].

3.3 Le Trapped Vortex Combustor

Le développement du Trapped Vortex Combustor s'est effectué en plusieurs étapes et se diversifie actuellement en différents concepts.

3.3.1 Première génération

La première version du TVC a vu le jour en 1993 dans un laboratoire de l'AFRL (Air Force Research Laboratory) [84, 97, 83, 99, 98]. Le principe est le suivant : dans une chambre de combustion annulaire, deux disques sont montés en tandem. Leur distance est ajustable. Des injections d'air et de carburant sont situées sur la partie aval de la chambre. L'air annulaire passe à l'extérieur de la cavité. La figure 3.9 montre le schéma du dispositif. La cavité n'est pas rectangulaire : le disque aval a un diamètre inférieur à celui du précédent.

Lorsque le tourbillon à l'intérieur de la cavité est stable, une très faible partie de l'air annulaire est entraînée dans la cavité [85]. Ceci confirme l'intérêt d'injecter directement de l'air et du méthane dans la cavité, permet le contrôle de la richesse dans la cavité et renforce le tourbillon naturel engendré par l'écoulement [99]. Une étude paramétrique a mis en évidence des dimensions optimales de cavité : une combustion stable a lieu pour une longueur de cavité ($L_{cavité}$) égale à 0.6 le diamètre du corps amont (D_f). Ceci pour un diamètre de cylindre aval $D_a = 0.73D_f$. Des études précédentes sur la réduction de la trainée des corps immergés ont montré que la configuration stable correspondait au minimum de trainée [127, 58] pour des écoulements non réactifs. A froid, l'injection de fluide à l'intérieur de la cavité modifie néanmoins les critères de stabilité obtenus dans des cavités sans injection [99]. Un diamètre de corps aval faible tend à augmenter les fluctuations de vitesse [99]. Des

mesures ont confirmé que de très faibles limites d'extinction pauvre (LBO Limit) pouvaient être atteintes dans une telle configuration : jusqu'à une richesse globale de 0.005 [84]. Celle-ci augmente cependant avec l'augmentation du débit d'air annulaire et avec la modification de la longueur de cavité [84]. La première génération de TVC était alimentée en carburant uniquement dans la cavité (mode de combustion qui sera par la suite appelé FCS : flamme Cavité Seule) comme le montre la figure 3.9. Bien que l'écoulement annulaire ne comprenait pas de carburant, les résultats étaient prometteurs.

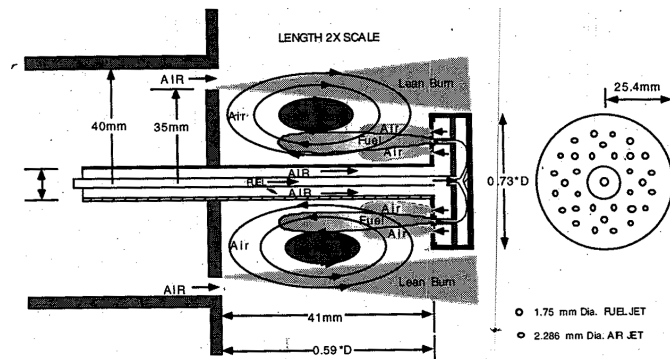


Fig 3.9 – Dimension de la première génération de TVC : Combustion en mode FCS [85].

3.3.2 Seconde Génération

La seconde génération de TVC est axissymétrique et de type *can*. La cavité est entourée d'un écoulement principal alimenté en carburant. Des accroches flammes avec un tau d'obstruction de 50% sont ajoutés pour améliorer le mélange entre l'écoulement principal et les produits de combustion issus de la cavité.

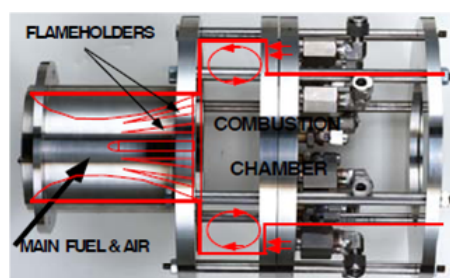


Fig 3.10 – Seconde génération du TVC [169].

L'écoulement principal est de type prémélangé. L'injection d'air et de carburant est située sur la partie aval de la chambre pour renforcer le tourbillon créé par l'écoulement principal dans la cavité. L'écoulement principal ne semble pas affecter la dynamique de la cavité, et la richesse globale à la limite d'extinction pauvre résultante est de l'ordre de 0.05 [169].

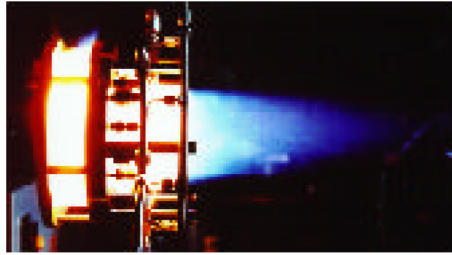


Fig 3.11 – Seconde génération du TVC en combustion.

3.3.3 Troisième Génération

Dans la troisième génération de TVC développé par l'AFRL, la géométrie est bidimensionnelle [169]. L'objectif était d'étudier le fonctionnement du TVC avec des accès optiques aisés, et avec une alimentation en carburant diphasique. Ainsi que pour le seconde génération de TVC, on y note la présence de haubans en amont de la cavité pour faciliter les liens entre la cavité et l'écoulement principal. Peu d'informations sont cependant disponibles sur les résultats obtenus.

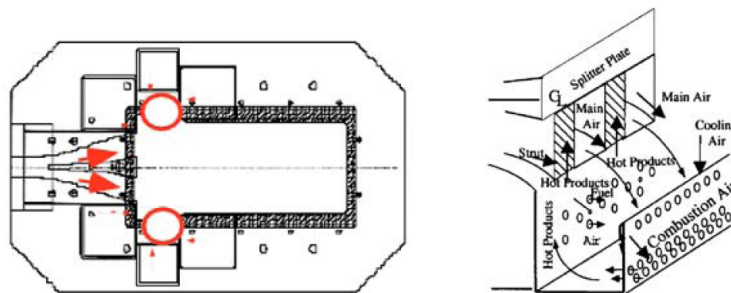


Fig 3.12 – Troisième génération de TVC [169].

3.3.4 Le TVC de General Electric

GEAE (General Electric Aircraft Engine) a développé un TVC dont la géométrie est très proche de celle de la troisième génération de TVC. Les études ont débuté dès 1996. Celui-ci est également alimenté en carburant liquide et sa forme est bidimensionnelle. Une grande partie de l'étude a porté sur l'importance de l'emplacement de l'injection de carburant : en effet faut-il placer l'injection de carburant dans la cavité de manière à générer un seul vortex (cf. figure 3.13(a)) ou deux vortex contra rotatifs (cf. figure 3.13(b)) ? Dix-neuf configurations ont été testées [169] pour définir l'emplacement optimal de l'injection de carburant. Les études précédentes ont montré que les points de fonctionnement critiques se trouvaient pour les régimes ralentis. L'objectif a donc été d'optimiser le LBO pour de faibles régimes. Cela a permis de mettre en évidence deux configurations :

- La première, une configuration avec un seul tourbillon
- La seconde, avec double tourbillon dans la cavité (cf. figure 3.14(a)).

La configuration double tourbillon a été retenue en raison de sa faible limite d'extinction pauvre et pour ses bonnes performances à bas régime. La configuration avec un seul tourbillon, quant à elle, avait est très sensible à la position des injec-

teurs. *GEAE*, avec le partenariat de l'*AFRL*, a développé deux bancs test haute pression (jusqu'à 20 atm) de manière à tester différents paramètres : la manière d'injecter le carburant dans l'écoulement principal, le nombre de branches du diffuseur (deux ou trois branches), l'ajout de vapeur d'eau, la vitesse de l'écoulement etc... [76, 20, 141, 75]. Les Trapped Vortex développés peuvent fonctionner en mode FCS (Flame Cavité Seule, c'est à dire lorsque seule la cavité est alimentée en carburant) ou en mode classique : la cavité sert de flamme pilote et la majorité de la puissance est développée par l'écoulement principal.

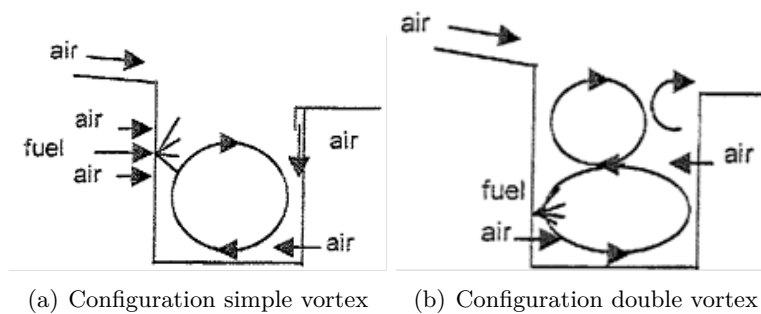


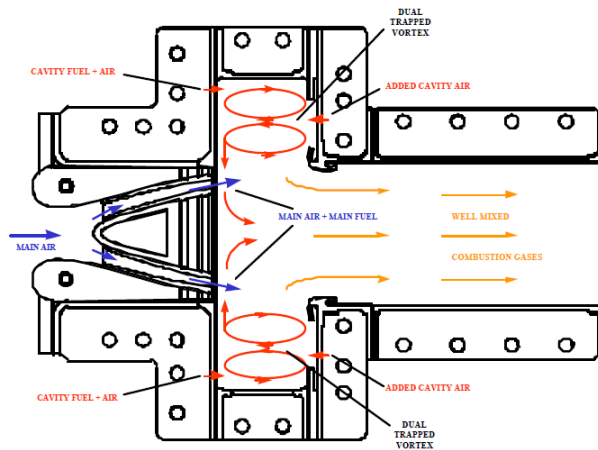
Fig 3.13 – Structure de l'écoulement de la cavité en fonction de la position des injections [169].

De ce rappel historique on peut conclure qu'il est nécessaire d'avoir à l'intérieur de la cavité, un tourbillon stable et des éléments géométriques permettant de faire le lien avec la flamme située dans la cavité et la flamme principale.

3.3.5 Autres concepts

D'autres concepts de TVC ont été développés par la suite dans d'autres compagnies. Cependant, la géométrie n'est pas radicalement modifiée. On peut citer l'Advance Vortex Combustor de Ramgem Power Systems (RPS) qui développa une technologie proche du TVC de première génération mais sans tube central [22, 49, 50]. Un schéma de principe de l'AVC est présenté sur la figure 3.15(a). La figure 3.15(b) présente le champ de vitesse sur une moitié de la cavité obtenu par simulation numérique. Le mélange latéral ne suffisant pas, l'ajout d'accroches flamme dans l'écoulement principal a été nécessaire afin de réduire les émissions de CO . Les tests sont effectués avec du gaz naturel (CH_4 86 %, C_2H_6 7.3 %) et sous une pression de 10 atm. La configuration obtenue est stable sur un large domaine de fonctionnement. Dans cette configuration, les émissions de CO et NO_x sont minimisées pour un débit principal important. Ceci permet en effet de réduire l'effet des injections d'air de refroidissement [50]. Par ailleurs, une diminution de la richesse de la cavité permet de réduire les émissions de NO_x sans pour autant augmenter les émissions de CO [50].

Le département énergie et technologie du laboratoire national américain (NETL) a développé, en partenariat avec l'*AFRL*, dès 1999, un TVC destiné aux turbines à gaz terrestres brûlant avec du gaz naturel à faible pouvoir calorifique. Celui-ci fonctionne sur le principe du RQL et la structure de l'écoulement, à l'intérieur de la cavité, est un double vortex. Il est présenté sur la figure 3.17. La description de la géométrie est présentée sur la figure 3.16.

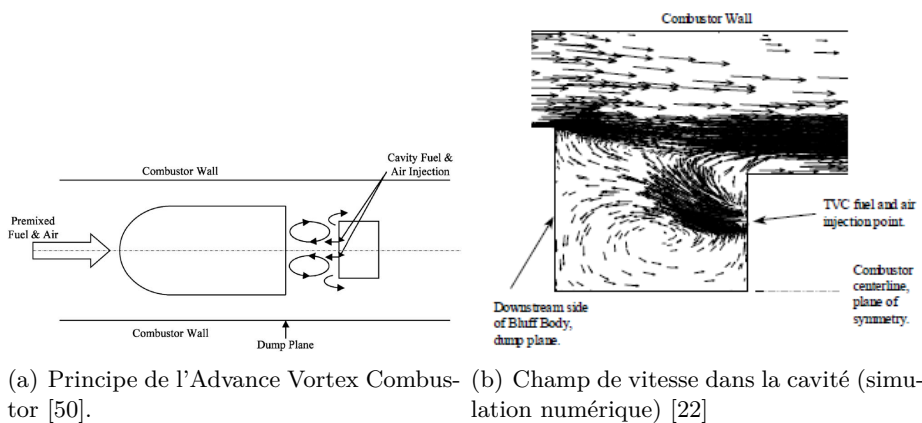


(a) Principe du TVC à double vortex



(b) Photo du TVC en fonctionnement

Fig 3.14 – Troisième génération de TVC [20].



(a) Principe de l'Advance Vortex Combustor [50].

(b) Champ de vitesse dans la cavité (simulation numérique) [22]

Fig 3.15 – AVC étudié par RPS.

Celui-ci a fait l'objet d'études expérimentales et numériques [182]. Une structure en double vortex est ainsi prédite à l'intérieur de la cavité 3.17.

D'autres TVC sont développés dans le monde, mais sans innovations technologiques notables. Les modifications se situent au niveau du positionnement des injections d'air et de carburant à l'intérieur de la cavité. En Chine, plusieurs études



Fig 3.16 – TVC étudié par le NETL.

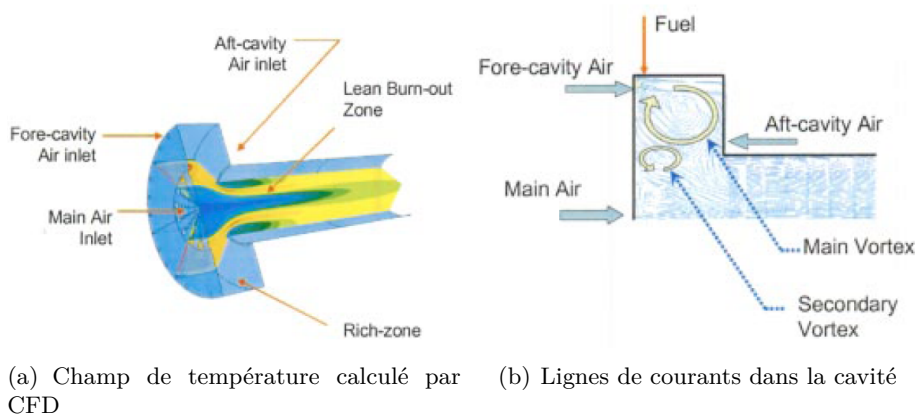


Fig 3.17 – Détails du TVC étudié par le NETL [182].

ont été réalisées sur des TVC à double vortex avec une cavité décrochée (bord aval plus bas que le bord amont) numériquement à froid [52], à chaud pour différents débits et températures [72, 200, 71] pour différents modes d'injection de carburant [201], avec une cavité rectangulaire (bord aval et amont de même hauteur) à froid avec une seule cavité [53], ou à chaud avec de l'hydrogène [198]. Ces documents étant rédigés en chinois, il est difficile de conclure sur les résultats obtenus.

Parmi ces concepts chinois, un TVC particulier a été dessiné. Le but est de créer un brûleur élevant faiblement la température de l'écoulement pour fonctionner comme un brûleur inter-étage, situé entre deux étages d'une turbine. La chambre n'est alimentée en carburant qu'à l'intérieur de la cavité [202, 203].

En 2009 a été présenté le concept de l'UCC combiné à celui du TVC. Il s'agit du Tangential Trapped Vortex Combustor [207]. Cette chambre de combustion est disposée de manière à reproduire le comportement de l'UCC. Cependant, cette chambre est destinée à prendre la place des chambres de combustion classiques et cherche à supprimer le diffuseur en entrée de chambre. La flamme principale est stabilisée au moyen de cavités dans lesquelles est injecté le carburant (swirl cup sur la figure 3.18).

Plus récemment, des études ont été faites sur un brûleur destiné aux micro turbines [115]. Il combine l'effet du TVC de l'UCC. Pour des raisons de simplicité, la chambre de combustion n'est pas alimentée en carburant. Le TVC de 7,5 cm de long se situe directement après des vannes radiales du compresseur et avant l'expansion du vortex dans la chambre. La figure 3.19 en montre un schéma. La forte giration générée par les vannes (1) produit des forces centrifuges. L'air froid

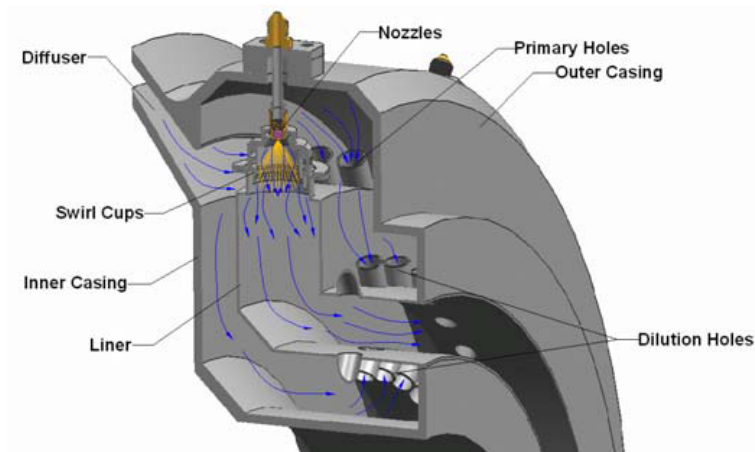


Fig 3.18 – Coupe du Tangential Trapped Vortex Combustor [207].

dense en rotation (3) de la pré chambre se mélange avec les gaz chauds situés dans le TVC (5). En plus de ce mécanisme de stabilisation, le moyen traditionnel de stabilisation agit également : l'apport des gaz brûlés à la base de la flamme par l'expansion de l'écoulement en giration.

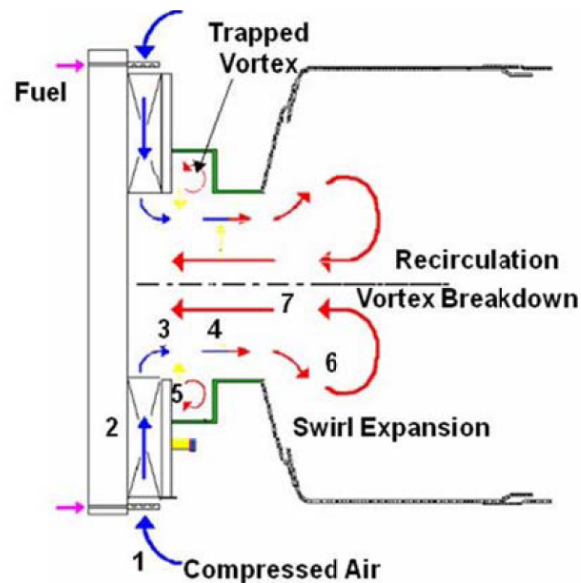


Fig 3.19 – High G-Load TVC Combustor Concept [115].

On peut noter également que *GEAE* a développé en collaboration avec l'US Navy un TVC annulaire. Dans celui-ci, la totalité du carburant est injecté dans les cavités, dans lesquelles il s'évapore et se mélange avec une partie de l'air de la chambre. Une autre partie est injectée de manière à refroidir brutalement la flamme, et par la même occasion, permettre la combustion complète des gaz issus de la cavité. La figure 3.20 en montre le principe.

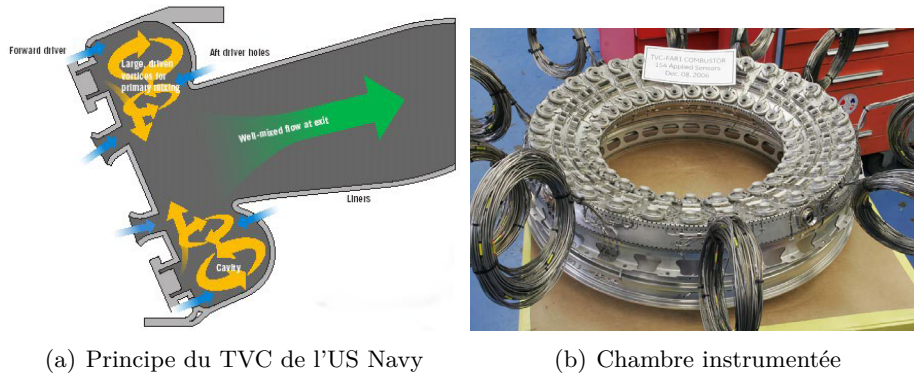


Fig 3.20 – TVC de l'US Navy.

3.4 L'Ultra Compact Combustor

Un concept de Bruleur Inter Turbine (ITB) a vu le jour sous le nom d'Ultra Compact Combustor. Il a été développé conjointement par General Electric Aircraft Engines (*GEAE*) et de l'Air Force Research Laboratory (*AFRL*).

La figure 3.21 en présente le principe. La chambre est constituée d'une cavité, ou fente, située sur le pourtour externe du stator d'un étage de turbine (cf. figure 3.21(a)). L'injection de carburant dans la cavité est faite de manière à créer une très forte giration de l'écoulement et une très forte richesse (cf. figure 3.21(b)). La combustion a lieu sur le pourtour de l'étage de turbine dans la cavité. La dynamique des gaz génère une rotation de l'ensemble de l'écoulement autour de l'étage de turbine. Les gaz brûlés descendent ensuite le long d'une aube au moyen d'une cavité radiale (cf. figure 3.21(b) et figure 3.21(a)), et finissent de brûler en mélange pauvre dans la veine principale de la turbine accrochées sur un hauban (circumferential strut).

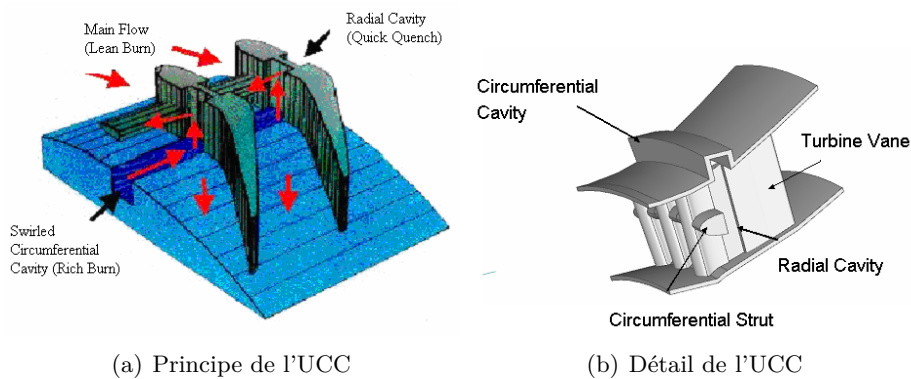
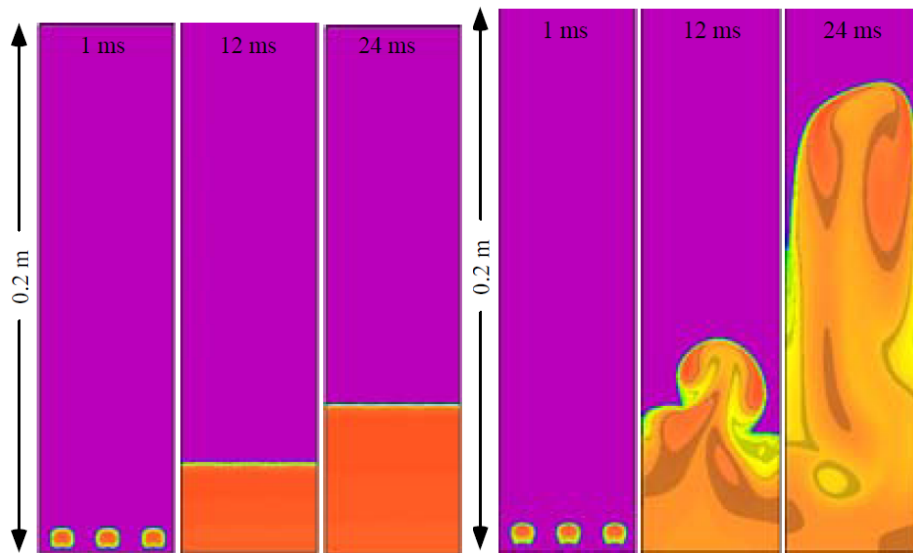


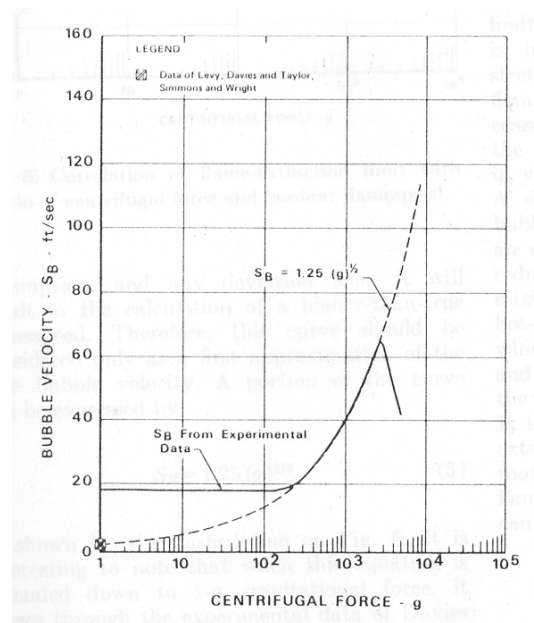
Fig 3.21 – Principe de l'Ultra Compact Combustor [2].

Des mesures effectuées sur des mélanges d'air et de propane ont montré que la vitesse de flamme augmente avec la racine carrée d'accélération centrifuge auquel sont soumis les gaz [119]. Cette augmentation a lieu à partir d'une accélération égale à $200 g_0$, avec g_0 l'accélération gravitationnelle au niveau de la mer. Ainsi la vitesse de flamme d'environ 0.43 m/s dans le cas laminaire augmente à plus de 18 m/s pour une accélération de $3500 g_0$, comme le montre la figure 3.22(c).

De telles vitesses correspondent à facteur 3 par rapport à la vitesse de flamme turbulente. Une simulation numérique faite sur un mélange H_2 /air confirme la même tendance [206]. Cette simulation confirme également le mécanisme proposé par Lewis [119] : de petites poches de gaz brûlés, sous l'effet des différences de forces centripètes pénètrent dans les gaz frais et portent ainsi la combustion plus loin dans l'écoulement (cf. figure 3.22(b)).



(a) Évolution de la structure d'une flamme H_2 /air sous une accélération de $0 g_0$ [206] (b) Évolution de la structure d'une flamme H_2 /air sous une accélération de $500 g_0$ [206]



(c) Vitesse de flamme d'un mélange propane-air en fonction de l'accélération [119]

Fig 3.22 – Effet de l'accélération centrifuge.

De manière à augmenter le LBO et la stabilité de l'UCC, des cavités secondaires, situées sur le pourtour de la cavité principale, injectent le carburant (*CIC* Cavity Inside Cavity). On y envoie alors directement de l'air et du carburant de manière à

généraliser un tourbillon. Des simulations numériques ont mis en évidence l'importance de la taille (largeur et profondeur) de la cavité sur la qualité et la dynamique de la combustion [96]. Une cavité trop large conduit à des instabilités.

Sommaire

4.1	Le banc d'essai	75
4.1.1	Description général	75
4.1.2	Les injections de fluides	76
4.2	Le brûleur TVC	78
4.2.1	Le principe	78
4.2.2	Dimensions	79
4.2.3	Les injections de fluides	79
4.2.4	Les accroches flammes	81
4.2.5	Le swirler	81
4.2.6	Les richesses	81

4.1 Le banc d'essai

4.1.1 Description général

Une vue globale du dispositif expérimental est proposé sur la figure 4.1.

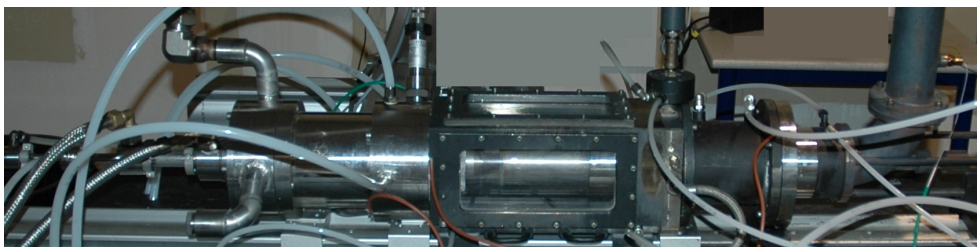


Fig 4.1 – Photo du banc d'essai. De gauche à droite : Injection, chambre transparente pressurisée, échappement.

Le banc d'essai est constitué de trois parties distinctes : L'injection, la chambre pressurisée transparente et l'échappement.

Le brûleur TVC est situé à l'intérieur d'un caisson parallélépipédique en acier inoxydable (30 cm de long sur 13 cm de haut), muni de trois fenêtres optiques en verre de silice de type *Hérasil 3* [109, 110, 188]. Elle est représentée sur la figure 4.3(a) (partie chambre pressurisée). A l'intérieur, un tube en quartz cylindrique d'un diamètre de 80 mm et d'une longueur de 200 mm confine la flamme du TVC. Ceci permet de réaliser l'ensemble des diagnostics lasers du laboratoire.

Entre ces deux hublots, circule l'air de dilution (figure 4.2). Sa fonction est double : tout d'abord, refroidir la paroi du hublot cylindrique et ensuite, lorsque

la chambre est sous pression, supprimer les contraintes mécaniques sur le hublot potentiellement fragilisé par les contraintes thermiques. Seuls les hublots plans externes et froids sont soumis aux contraintes mécaniques de pression. Cet air de dilution rejoint l'écoulement principal de la chambre en sortie.

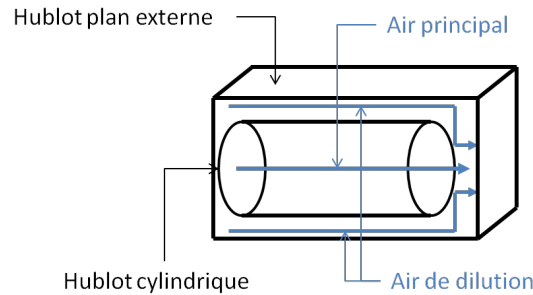


Fig 4.2 – Description des écoulements d'air dans la chambre transparente.

En aval, le banc d'essai possède un col sonique de 20 mm de diamètre permettant de piloter la pression dans la chambre (figure 4.3(a), partie échappement). Un pointeau permet de faire varier la pression en modifiant la section de passage de l'air (figure 4.3(b)). En effet, lorsque le col est amorcé, la pression de la chambre s'adapte de manière à faire passer le débit d'air. Lors des mesures à pression atmosphérique, nous avons placé un col de très grande section de manière à ne jamais l'amorcer.

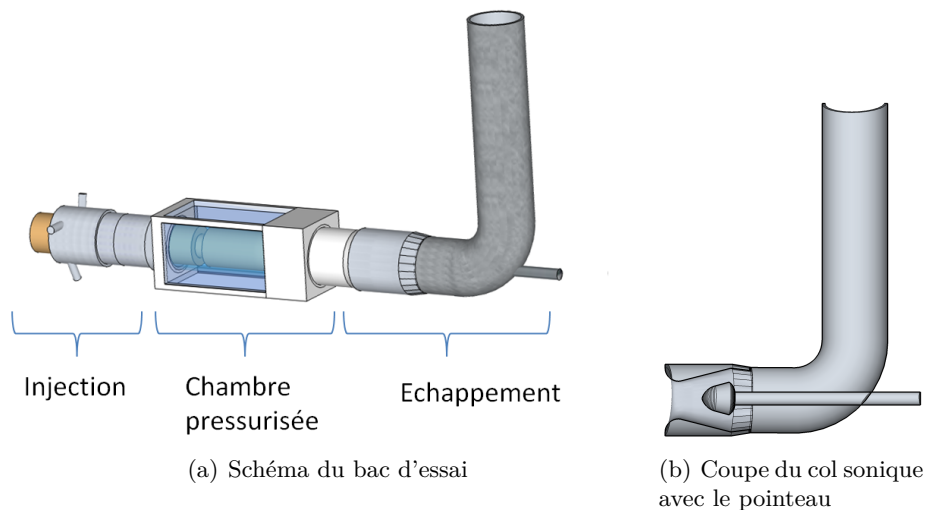


Fig 4.3 – Schéma présentant les différentes parties du banc pressurisé.

Le corps amont (figure 4.3(a), partie Injection) permet la préparation des écoulements entrants. La figure 4.4 en fournit une description détaillée.

4.1.2 Les injections de fluides

La description des différentes injections dans le TVC est présentée dans le paragraphe 4.2. Néanmoins, nous allons présenter les dispositifs employés pour les alimenter.

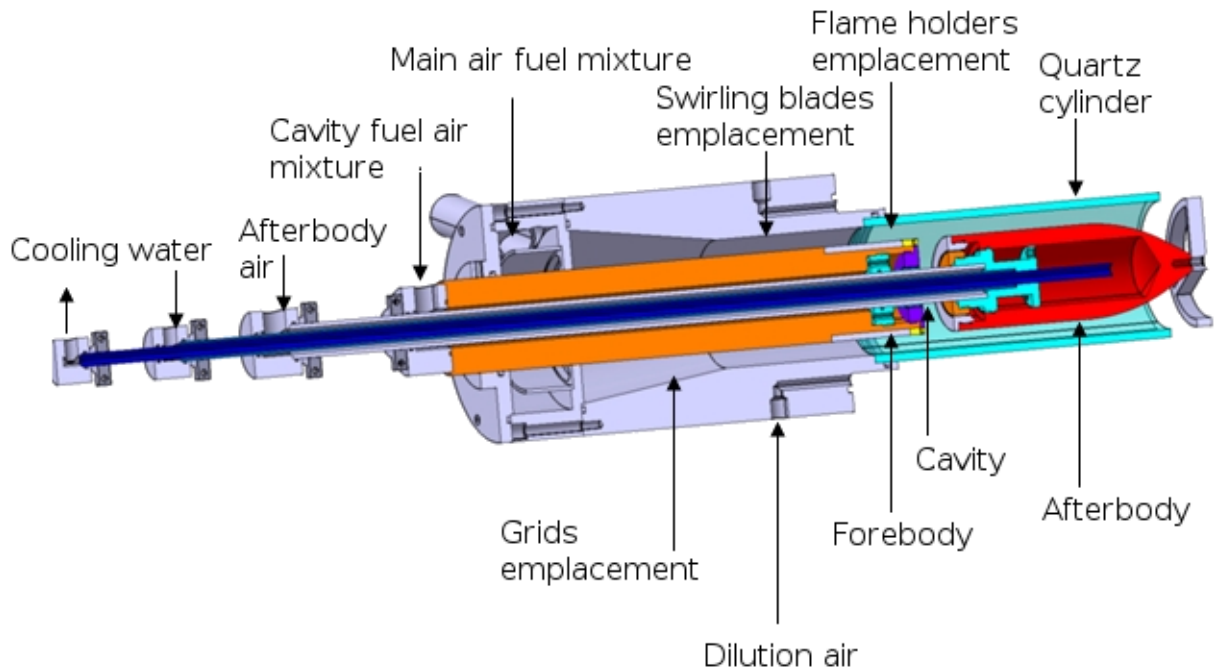


Fig 4.4 – Coupe volumique du brûleur TVC.

Les débits des différents canaux (dilution, principal, cavité amont, air de refroidissement aval) sont contrôlés par un ensemble de sept débitmètres thermiques Bronkhorst de la technologie Inflow. L'incertitude sur les débits est de 1% de la pleine échelle.

Il y a deux débitmètres méthane (un de 4.2 g/s pour l'alimentation du méthane principal, et un autre de 0.3 g/s pour l'alimentation en méthane de la cavité), et quatre débitmètres air (un de 89 g/s pour l'air principal et l'air de dilution, un de 23 g/s pour l'air aval de refroidissement et un autre de 5.1 g/s pour l'air de la cavité). Un septième débitmètre d'air (17.8 g/s) a été utilisé également pour ensemercer l'écoulement principal avec de l'oxyde de zirconium. Leur emplacement respectif est présenté sur la figure 4.5.

L'ensemble de ces débitmètres est piloté par une interface Labview (figure 4.6). Celle-ci permet de contrôler de manière indépendante ou simultanée les débitmètres, de programmer des points de fonctionnement et de les atteindre de manière progressive en faisant varier plusieurs paramètres aux choix : la richesse de cavité ou la richesse principale, à débit d'air ou de méthane fixé etc.. Cette interface permet également de mesurer en temps réel des spectres de pression, et de faire la synchronisation entre différents types de mesures (PIV, CH^* p' etc...).

Une boîte de mélange réalise le mélange homogène de l'air et du carburant (CH_4) de cavité 2 m en amont de leur injection dans la cavité. Le méthane de l'écoulement principal est injecté directement dans le tube d'arrivée d'air, 8 m en amont de la cavité (figure 4.5).

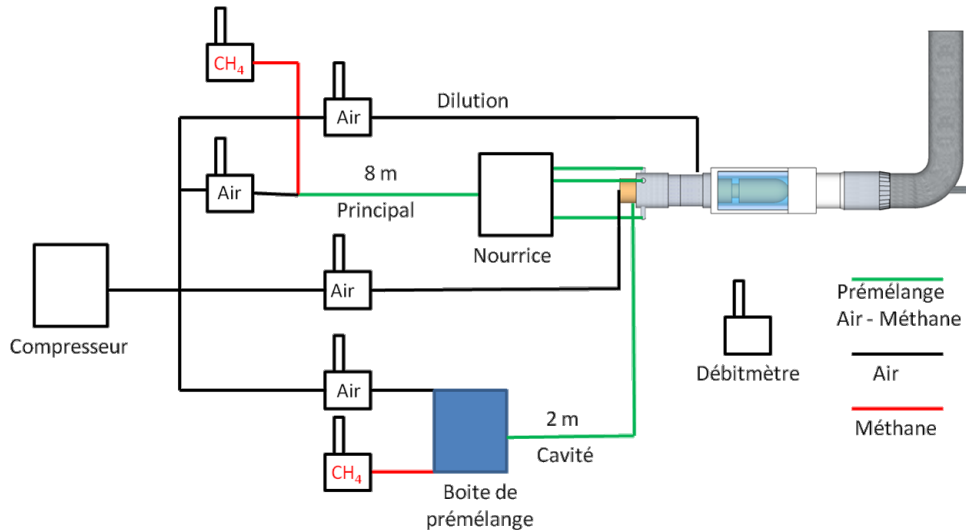


Fig 4.5 – Alimentation en fluide de la chambre.

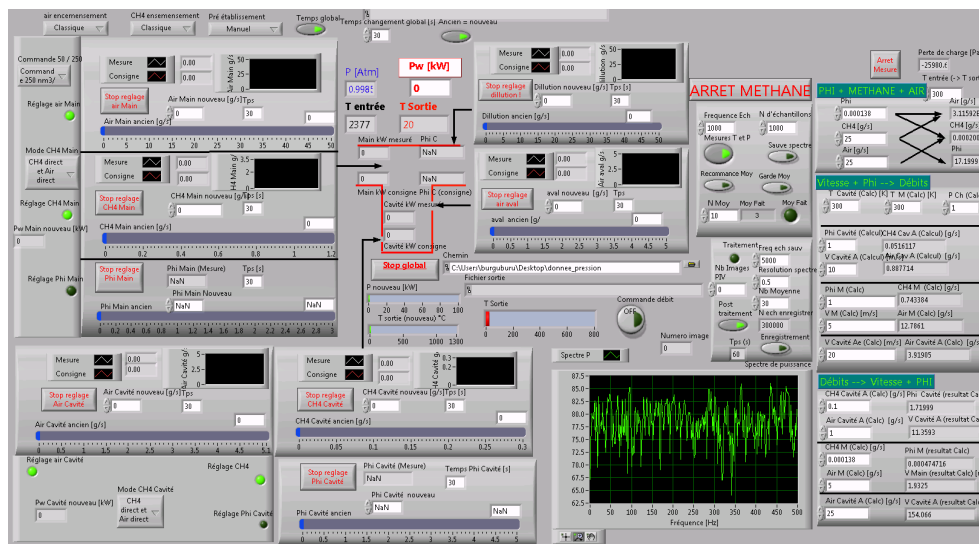


Fig 4.6 – Interface de contrôle.

4.2 Le brûleur TVC

Les contraintes et les différentes étapes qui ont conduit au choix de la géométrie sont présentées dans l'Annexe C.

4.2.1 Le principe

La chambre de combustion étudiée fonctionne sur le principe du Trapped Vortex Combustor. La figure 4.7 en rappelle le principe.

Le brûleur est annulaire afin de permettre la mise en rotation de l'écoulement principal. La flamme pilote, située à l'intérieur de la cavité, (1) génère des gaz brûlés. Ceux-ci, par l'intermédiaire des barreaux (2), passent dans l'écoulement principal. En effet, le prémélange d'air et de méthane de l'écoulement principal, en circulant autour des barreaux, crée une zone de dépression. Celle-ci aspire les gaz issus de la

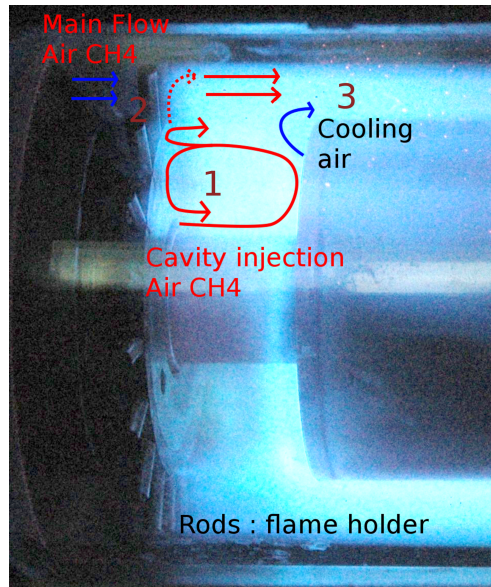


Fig 4.7 – Principe du TVC : (1) Flamme pilote située dans la cavité générant des gaz brûlés, (2) aspiration des gaz brûlés de cavité dans l'écoulement principale derrière les barreaux (3) stabilisation de la flamme principale.

cavité et viennent les placer dans la zone de sillage des barreaux. Cette zone de faible vitesse dopée en gaz brûlés, issus de la cavité, favorise la stabilisation de la flamme principale (3). Une injection d'air en aval de la cavité permet le refroidissement du corps aval soumis à d'importantes contraintes thermiques. Les injections de fluides dans la cavité sont faites de manière à générer la structure en double vortex décrite sur la figure C.2(b) [169]. Cette structure est représentée sur la figure 4.7 grâce aux flèches de couleur.

Un swirler axial peut être placé en amont de la cavité, de manière à simuler la suppression du redresseur du dernier étage du compresseur. La longueur L de la cavité est variable tout comme le nombre et le diamètre des barreaux.

La figure 4.8 présente une photo de l'ensemble de la chambre en fonctionnement. L'air de dilution est injecté juste en sortie de chambre, juste avant le col sonique (figure 4.3(b)).

4.2.2 Dimensions

Les dimensions du brûleur sont présentées sur la figure 4.9, la longueur de cavité est variable. La plupart des mesures ont été réalisées avec une longueur de cavité de 22 mm. Un plan du dispositif détaillé est fourni au paragraphe C.8.

4.2.3 Les injections de fluides

Le tableau 4.1 présente les dimensions des différentes injections de la chambre annulaire :

Les injections de fluides dans la cavité sont réalisées au moyen de fentes annulaires de 1 mm de hauteur.

L'injection principale est homogénéisée à l'aide d'une rangée de trois grilles de

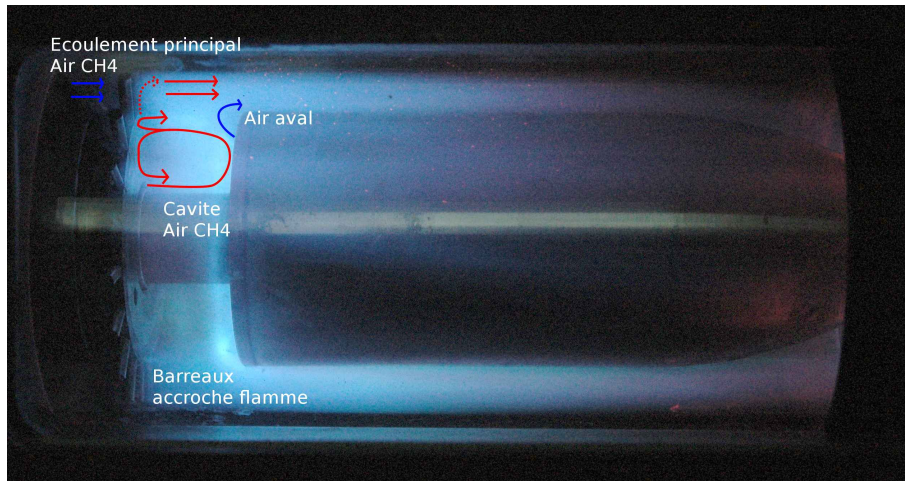


Fig 4.8 – Chambre de combustion TVC en fonctionnement

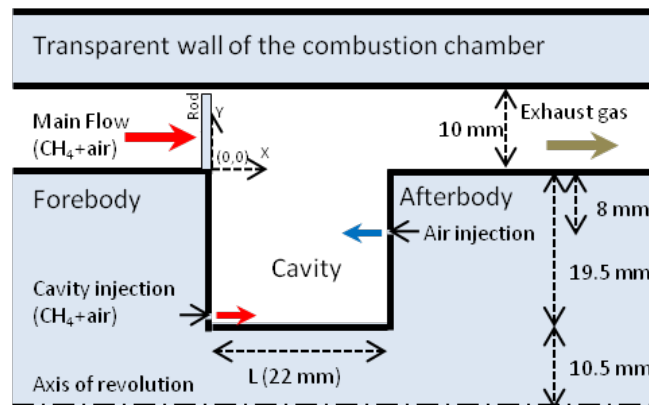


Fig 4.9 – Dimension du brûleur TVC.

turbulence séparées de 5 cm. Le diamètre des grilles est de 3mm pour une section de blocage de 32%. La dernière grille est située 10 cm en amont de la cavité. Elles sont destinées à créer, en entrée de chambre, un écoulement homogène en vitesse. Elles peuvent également servir de grille de blocage pour éviter une éventuelle remontée de la flamme principale dans l'écoulement.

Les vitesses d'injection calculées à partir des richesses définies au paragraphe 4.2.6 sont résumées dans le tableau 4.2.

Injection	Rayon interne (mm)	Rayon externe (mm)	Hauteur (mm)	Surface (mm ²)
Principal	30	40	10	22.0 × 10 ²
Cavité	23.3	25.3	1	305.4
Aval	42.9	44.9	1	551.7

Tableau 4.1 – Position et taille des injections dans la chambre

Injection	Air (g/s)	Richesse	Vitesses (m/s)
Principal	10 - 30	0 - 0.95	3.9 - 11.7
Cavité	0.7	0.8 - 3	7.9 - 8.0
Aval	0 - 1	0	0 - 6.1

Tableau 4.2 – Caractéristiques des injections dans la chambre à pression atmosphérique à 20°C

4.2.4 Les accroches flammes

20 barreaux cylindriques de 3 mm de diamètre sont placés juste en amont la cavité. Leur hauteur est de 9 mm afin de permettre leur dilatation. Le taux de blocage de la surface de l'écoulement principal est de 26 %.

4.2.5 Le swirler

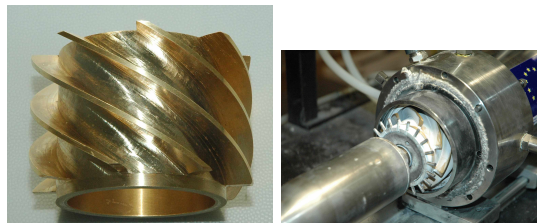
La mise en rotation de l'écoulement s'effectue au moyen d'un swirler axial. Il peut être installé ou retiré. L'angle des aubes vaut 60°. Ce qui correspond à l'angle de l'écoulement arrivant dans une chambre de combustion aéronautique si on supprime le redresseur du dernier étage du compresseur. La figure 4.10(b) le montre sur la chambre de combustion

On peut établir un nombre de swirl géométrique selon la formule suivante [116] :

$$Sn = \frac{\int_{R_i}^{R_{ext}} V_x V_\theta r^2 dr}{R_{ext} \int_{R_i}^{R_{ext}} V_x^2 r dr} \quad (4.1)$$

avec V_x la vitesse axiale de l'écoulement, V_θ la vitesse azimutale, R_0 , le rayon interne de la chambre et R_{ext} le rayon externe de la chambre. On obtient alors, en considérant les vitesses uniformes selon y , un nombre de swirl égal à 1.52.

La giration de l'écoulement principal ne modifie pas la norme de la vitesse axiale en aval du swirler (le débit volumique et la section de passage sont inchangés). Cependant la giration génère une vitesse azimutale $V_\theta = \sqrt{3} * V_x$. La norme totale de la vitesse est ainsi multipliée par 2.



(a) Swirl de 60°

(b) Swirl monté sur la chambre

Fig 4.10 – Swirler de 60°.

4.2.6 Les richesses

Le brûleur TVC peut se décomposer en deux grandes parties :

- Partie cavité : La richesse de cavité ϕ_C est calculée à partir du débit massique de méthane et d'air injecté sur la paroi amont de la cavité. On peut également définir la richesse de cavité globale ϕ_{CG} . Celle-ci prend en compte l'ensemble des fluides injectés dans la cavité.
 - Partie principale : La richesse principale ϕ_M est calculée à partir du débit massique de méthane et d'air injecté dans l'écoulement principal.
- On peut également définir une quatrième richesse, la richesse globale ϕ_G . Celle-ci prend en compte l'ensemble des injections de fluide à l'intérieur de la chambre (hormis l'air de dilution en sortie de chambre).

La figure 4.11 résume les différentes richesses définies précédemment.

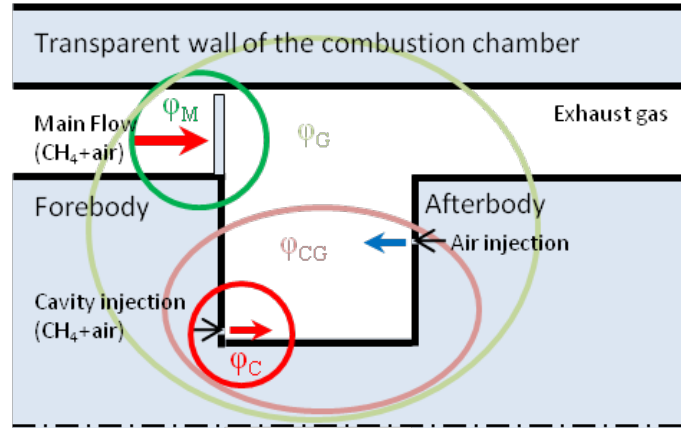


Fig 4.11 – Définition des richesses.

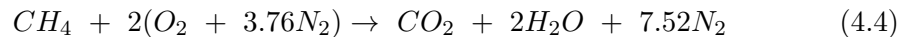
La richesse est calculée de la manière suivante :

$$\phi = \frac{\alpha}{\alpha_{st}} \quad (4.2)$$

avec α et α_{st} respectivement, les rapports de masses pris en compte et les rapports de masses stœchiométriques définis par :

$$\alpha = \frac{\dot{m}_{CH_4}}{\dot{m}_{air}}, \text{ et } \alpha_{st} = \left(\frac{\dot{m}_{CH_4}}{\dot{m}_{air}} \right)_{st} \quad (4.3)$$

Dans ces formules, \dot{m}_{CH_4} et \dot{m}_{air} désignent le débit massique de méthane et d'air en g/s. α_{st} est déterminé par l'équation de combustion entre l'air et le méthane.



Ainsi, on obtient :

$$\alpha_{st} = \frac{M_{CH_4}}{2 \times (M_{O_2} + 3.76M_{N_2})} = 0.0575 \quad (4.5)$$

M_{CH_4} et M_{O_2} sont les masses molaires du méthane et de l'oxygène qui valent respectivement 16 g/mol et 32 g/mol.

Sommaire

5.1	Les mesures de pression dynamique	83
5.2	Les mesures de Chemiluminescence CH*	84
5.2.1	Mesures avec la caméra EM CCD	85
5.2.2	Mesures avec la caméra ICCD	85
5.3	Mesures de vitesses par PIV	85
5.3.1	Rappel des principes	85
5.3.2	L'ensemencement	86
5.3.3	Plans de mesure	87
5.3.4	Acquisition et post traitement	88
5.4	Mesures simultanées PIV-CH*-P'	89
5.4.1	Mesures expérimentales	89
5.4.2	Position des mesures	89
5.5	Mesures de vitesses par Anémométrie Doppler Laser . .	90
5.5.1	Principe	90
5.5.2	Le dispositif expérimental	91
5.5.3	Les mesures	92
5.5.4	Post traitement des données	93
5.6	Émissions polluantes	94
5.6.1	Mode de mesure	94
5.6.2	Mode de détermination	94
5.7	La nomenclature des mesures	95

5.1 Les mesures de pression dynamique

Les mesures de pression dynamique sont faites au moyen d'un capteur de pression Kistler 7061B d'une sensibilité de 80pC/bar. Le signal passe dans un amplificateur de charge Kistler 5011 avec un facteur d'échelle de 2×10^{-2} bar/Volts. Le signal est transmis à un boîtier d'acquisition National Instrument 9201 (0-10V), et stocké sur un PC.

Le capteur de pression est situé en sortie de chambre, juste après l'injection de l'air de dilution. Il est isolé électriquement du reste de la chambre, grâce à une bague en PVC, de manière à limiter le bruit électromagnétique. Son emplacement est présenté sur la figure figure 5.1.

Un autre capteur de pression dynamique a été installé ultérieurement afin de déterminer la structure du mode acoustique à l'intérieur de la chambre de combustion (cf. figure 5.1).

Pour chaque mesure, 300 000 points sont acquis à une fréquence de 5000 Hz. La fréquence maximale mesurée est donc de 2500 Hz. Le calcul de la densité spectrale

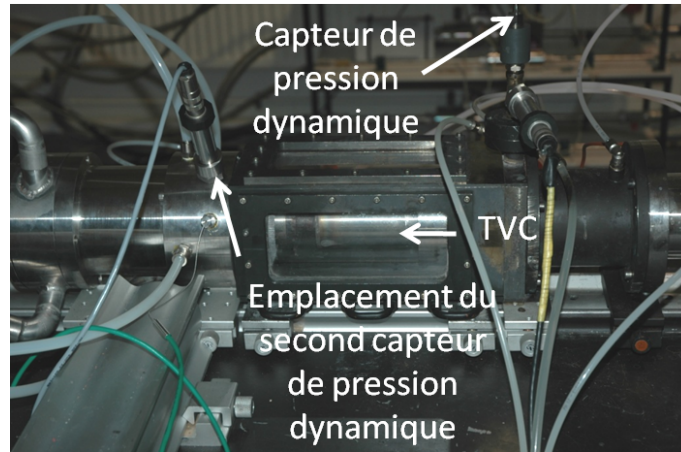


Fig 5.1 – Capteurs de pressions sur la chambre.

de puissance est réalisé avec Matlab. Pour réduire le bruit, on effectue le traitement suivant : on découpe le signal en différentes fenêtres de tailles identiques avec un recouvrement de 90 %. Pour chacune des fenêtres, on calcule une par une la densité spectrale de puissance. On moyenne l'ensemble des fenêtres. Le nombre de fenêtre est choisi de manière à obtenir une résolution spectrale de 1Hz.

5.2 Les mesures de Chemiluminescence CH^*

La combustion produit des radicaux dans un état excité D^* . Ceux-ci se déséxcitent par émissions spontanées de photons ($D^* \rightarrow D + h\nu$) ou par collision ($D^* + M \rightarrow D + M$). L'énergie libérée par l'émission spontanée de photons est proportionnelle à la constante de Planck h et à la fréquence du photon émis ν . La fréquence du photon émis correspond donc directement à l'énergie perdue lors de la déséxcitation de la molécule. Chaque molécule émet donc une radiation caractéristique de sa structure électronique. La luminosité d'une flamme (sans suies!) est dûe principalement aux trois espèces : CH^* , OH^* et C_2^* . La concentration de ces radicaux croît fortement dans le front de flamme. Les radicaux OH^* ne permettent pas de détecter précisément la zone du front de flamme.

D'autres éléments rayonnent mais en de plus faibles proportions (NO^* , et CN^*).

Des études précédentes ont montré que les trois radicaux cités sont des bons indicateurs de taux de réaction même s'ils varient fortement selon la richesse, les débits, la pression etc. [77, 68, 43, 151]. L'information donnée par ces radicaux sur le taux de réaction de la flamme n'est cependant valable que pour des flammes pré-mélangées. Dans la pratique on établit en première et grossière approximation, un lien direct entre les émissions spontanées et le taux de réaction.

Deux types de mesures ont été effectués : des mesures de chimiluminescence avec une caméra EMCCD non intensifiée pour le diagramme de stabilité de la chambre, des mesures de chimiluminescence au moyen d'une caméra ICCD intensifiée pour les mesures en moyenne de phase. Le dispositif expérimental sera présenté dans le paragraphe correspondant.

5.2.1 Mesures avec la caméra EM CCD

Le diagramme de stabilité de la chambre a été effectué au moyen d'une caméra CDD Photon MAX 512 16 bit, $512 \times 512 px^2$; Chaque pixel fait $16 \mu m$ de coté. La caméra est équipée d'un objectif Nikon de 50 mm d'ouverture $f/1.2$, et d'un filtre interférentielle BG 12 dont la transmission maximale (90%) se situe à 400 nm. Le temps d'exposition est de 2 ms avec *un Avalanche Gain* de 3000. 300 images sont enregistrées par point mesuré. Le grandissement de l'image est de 6,1 px/mm. Le positionnement de la caméra est présenté sur la figure 5.2.

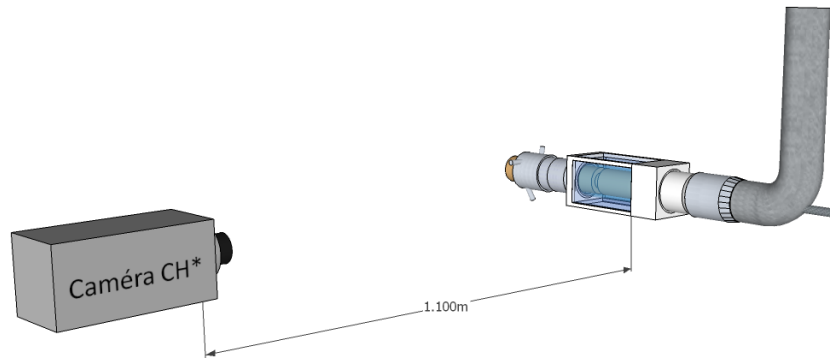


Fig 5.2 – Emplacement de la caméra non intensifiée.

5.2.2 Mesures avec la caméra ICCD

Les mesures intensifiées, faites en même temps que les PIV à chaud, ont été réalisées avec une caméra Caméra ICCD (Intensified Coupled-Charge Device) PI Max Gen II 16 bit $512 \times 512 px^2$. Chaque pixel fait $19 \mu m$ de coté. Elle est dotée d'un objectif de 85 mm équipé d'un filtre BG 12 pour les mesures proches UV des radicaux CH^* . L'ouverture est de $f/2$ pour une profondeur de champ la plus faible possible centrée sur le plan de PIV. La durée d'exposition est de $20 \mu s$ pour capter la structure instantanée de la flamme. Le gain du signal est 250. 600 images sont acquises. Le grandissement est de 7.8 px/mm. Son emplacement sera décrit en même temps que le montage PIV-CH.

5.3 Mesures de vitesses par PIV

Les champs de mesure de vitesse ont été faits à froid et à chaud grâce à la PIV (Particule Image Velocimetry)

5.3.1 Rappel des principes

La PIV est une technique de mesure non intrusive permettant de mesurer le champ de vitesses instantanées 2 ou 3 composantes (stereo PIV) dans un écoulement. Celui-ci estensemencé avec de fines particules, et illuminé par deux plans laser spatialement superposés et temporellement très rapprochés. La lumière diffusée (diffusion de Mie diamètre $\sim \lambda$) par les particules est collectée par une caméra CCD aux deux instants successifs t et $t + \Delta t$. On mesure le déplacement Δx des par-

ticules entre ces deux instants et, avec l'hypothèse que la particule suit la dynamique de l'écoulement, on en déduit la vitesse de ce dernier selon la formule :

$$V(x,t) = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (5.1)$$

Nous reviendrons sur l'hypothèse des particules dans le paragraphe 5.3.2.

Chaque paire d'images brutes est découpée en fenêtres d'interrogation comme le montre la figure 5.3. Pour chaque fenêtre, on calcule la corrélation entre les deux images dans le domaine complexe (via une FFT) et la position du maximum donne le déplacement moyen des particules à l'intérieur d'une fenêtre. Plus les particules ont un déplacement uniforme au sein d'une fenêtre d'interrogation, plus le maximum sera haut et isolé et moins l'incertitude sur les vecteurs sera importante. Un exemple de pic est présenté figure 5.4.



Fig 5.3 – Fenêtres d'interrogation. A gauche, image à l'instant t , à droite à l'instant $t + \Delta t$.

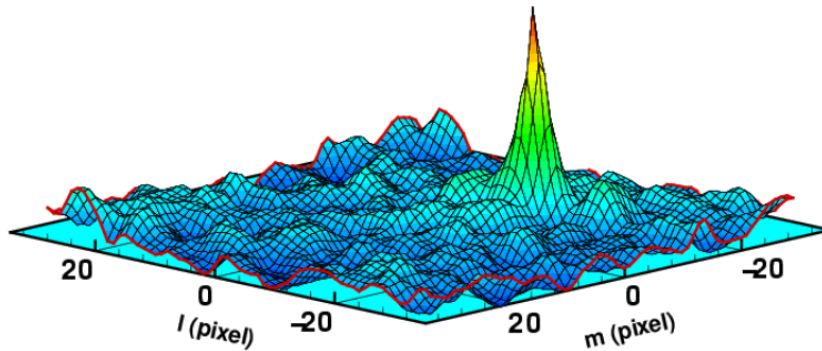


Fig 5.4 – Pic de corrélation.

5.3.2 L'ensemencement

L'ensemencement joue un rôle important sur la qualité de la mesure. Tout d'abord, il faut que le mouvement des particules soit représentatif des écoulements étudiés. Pour cela, il faut trois qualités nécessaires :

- Une répartition homogène sur l'ensemble du domaine étudié
- Une densité relativement importante pour obtenir de bonnes corrélations
- Une taille suffisamment petite pour suivre la dynamique de l'écoulement mais suffisamment grande pour avoir un bon rapport signal sur bruit

Le premier point est particulièrement délicat à réaliser dans les zones de recirculation. La densité est un paramètre à manier avec précaution. Une trop forte densité de particules peut modifier la dynamique de la flamme et accélérer fortement l'encrassement des hublots. Pour que l'hypothèse sur la taille des particules soit vérifiée, il est nécessaire que le nombre de Stokes Stk défini à l'équation 5.2 de la particule soit suffisamment faible. ρ_p est la masse volumique de la particule, d_p une taille caractéristique de la particule, μ la viscosité dynamique du fluide et L_c une longueur caractéristique de l'écoulement.

$$Stk = \frac{\rho_p d_p^2 v}{\mu L_c} \quad (5.2)$$

Typiquement pour la DEHS (gouttes de l'ordre du μm), la particule qui nous intéresse, le nombre de Sotckes est très inférieur à l'unité. Les particules suivent bien l'écoulement.

A froid L'ensemencement de l'écoulement à froid est effectué avec de la DEHS avec un ensemencement de type Laskin. Le diamètre des particules est de l'ordre du μm . L'air est séparé en deux écoulements distincts. Dans une enceinte confinée, une partie de l'air est injectée par des petits trous dans un bain de DEHS. L'aérosol est extrait de la chambre pour être injecté dans l'écoulement initial. On injecte de la DEHS dans l'injection cavité, dans l'injection principale et dans l'injection aval.

A chaud L'ensemencement de l'écoulement à chaud est réalisé au moyen d'oxyde de zirconium (ZrO_2). Sa haute température de fusion en fait un bon candidat. L'injection est faite par lit fluidisé. Le principe est représenté sur la figure 5.5. L'air est divisé en deux circuits. Il passe au travers d'un solide poreux et entraîne les fines particules en suspension. L'injection est effectuée dans l'écoulement principal, dans la cavité et dans l'air aval. Ce type d'oxyde présente l'inconvénient majeur d'encrasser fortement le hublot. il faut alors démonter l'ensemble du caisson de pressurisation.

5.3.3 Plans de mesure

La figure 5.6 présente la position des deux plans de mesures utilisés pour l'étude de la chambre : le Plan Barreau (PB) passant sur un barreau, et le Plan Milieu (PM) situé entre deux barreaux.

Les mesures, dans la configuration avec barreaux, sont effectuées dans deux plans décrits sur la figure 5.6 : le Plan Milieu (PM) (en anglais MP, Middle Plan) et dans le Plan Barreau (PB) (en anglais RP, Rod Plan). Ces deux plans de mesure sont choisis de manière à représenter au mieux les caractéristiques de l'écoulement sur l'ensemble de la chambre. En effet, la chambre est axissymétrique et les barreaux sont placés de manière périodique. L'étude de la structure de la chambre peut être réduite à l'espace angulaire séparant deux barreaux. Par ailleurs, on fait l'hypothèse d'une perturbation maximale du champ de vitesse derrière les barreaux et une perturbation minimale dans un plan situé entre deux barreaux. Les champs de vitesse entre les deux plans choisis, sont "intermédiaires" à ceux mesurés dans ces deux plans extrêmes.

Les mesures sans barreaux sont faites dans un plan appelé PSB (Plan Sans Barreau). Le plan de mesure passe par l'axe de symétrie du brûleur. Il correspond

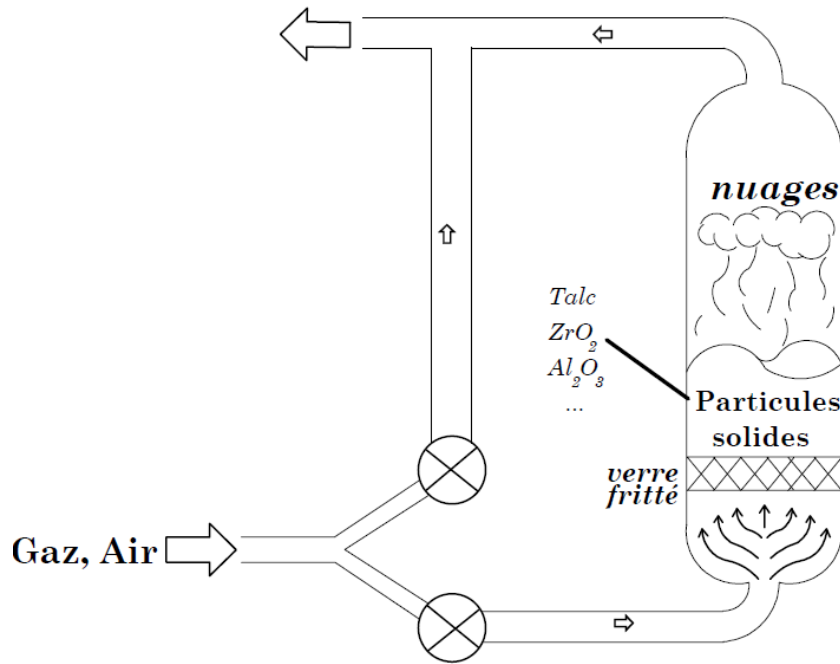


Fig 5.5 – Injection par lit fluidisé.

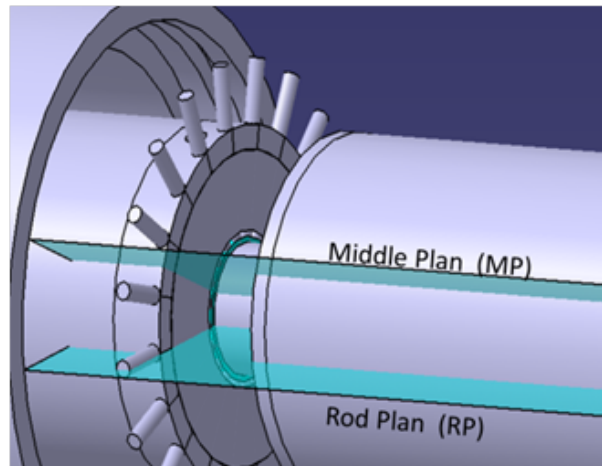


Fig 5.6 – Plan d'études de la chambre.

au plan défini sur la figure 5.6 dans une configuration dans laquelle les barreaux ont été supprimés.

5.3.4 Acquisition et post traitement

A chaud, comme à froid, la caméra utilisée est une caméra CCD Flow Master Lavigation 12 bit, $1280 \times 1024 \text{ px}^2$. La caméra est équipée d'un objectif Nikon de 50 mm d'une ouverture $f/1.2$. Lors des mesures à chaud, pour éviter la lumière émise par la flamme, on a ajouté un filtre interférenciel centré sur la longueur de 532 nm. Le grandissement est de 30 px/mm.

La nappe laser est créée par un laser double Nd :Yag (Big Sky Laser 120mJ/pulse). Le logiciel utilisé est Davis 6.2 de la société Lavigation. Les mesures à chaud sont faites avec un interval de $10 \mu\text{s}$. A froid, les mesures sont faites avec un interval de $20 \mu\text{s}$.

La figure 5.7 décrit la position des différents éléments : le laser, le TVC et la caméra.

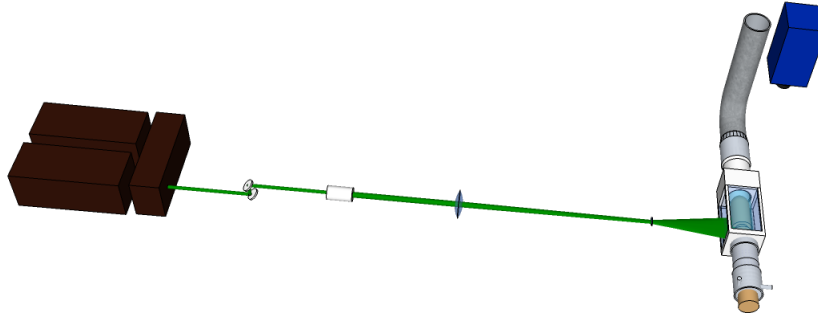


Fig 5.7 – Montage PIV : Laser, caméra et TVC.

Le post traitement corrige la distorsion de l'image engendrée par le hublot. Puis le logiciel calcule le champ de vecteur par un algorithme à passage multiple avec une fenêtre d'interrogation déformable : $(64)^2$ pour la première fenêtre et $(32)^2$ Pour la seconde. Le taux de recouvrement est de 50%. Le grandissement à froid est de 29 px/mm et 28 px/mm à chaud.

5.4 Mesures simultanées PIV-CH*-P'

5.4.1 Mesures expérimentales

Pour caractériser la flamme instable, des mesures simultanées PIV/CH*/P' ont été réalisées. L'objectif est de comprendre le cycle d'instabilité et de supprimer les fluctuations à grande échelle, via une moyenne phasée des données. Nous avons utilisé pour cela le capteur de pression dynamique, la chaîne d'acquisition PIV et la caméra ICCD. La caméra intensifiée pointe au même endroit que la caméra PIV. Les deux font un angle d'environ 20° .

La figure 5.8 présente le positionnement des différents éléments : la chambre, le laser, la caméra PIV, la caméra ICCD pour les émissions CH* et le capteur de pression dynamique.

La figure 5.9 présente le traitement des données. Le signal de pression est enregistré en continu. Le déclenchement du second Laser PIV provoque l'ouverture de la caméra intensifiée. L'ouverture de la caméra est référencée sur le signal de pression. Chaque référencement est comptabilisé. On obtient ainsi, une image du champ CH*, le champ de vitesse correspondant, et la position de cette image sur le signal de pression.

On fait l'hypothèse d'une variation périodique du signal de pression. On note un point de référence dans le signal (passage par zero, minimum ou maximum) et on calcule ainsi l'angle de phase de l'image acquise. On remet dans l'ordre les images par ordre de phase croissant. On fait ensuite la moyenne des images CH* et PIV pour une tranche de phase donnée. On obtient ainsi un film de l'ensemble du cycle.

5.4.2 Position des mesures

Les mesures ont été faites dans le plan du barreau et dans le plan situé entre les barreaux.

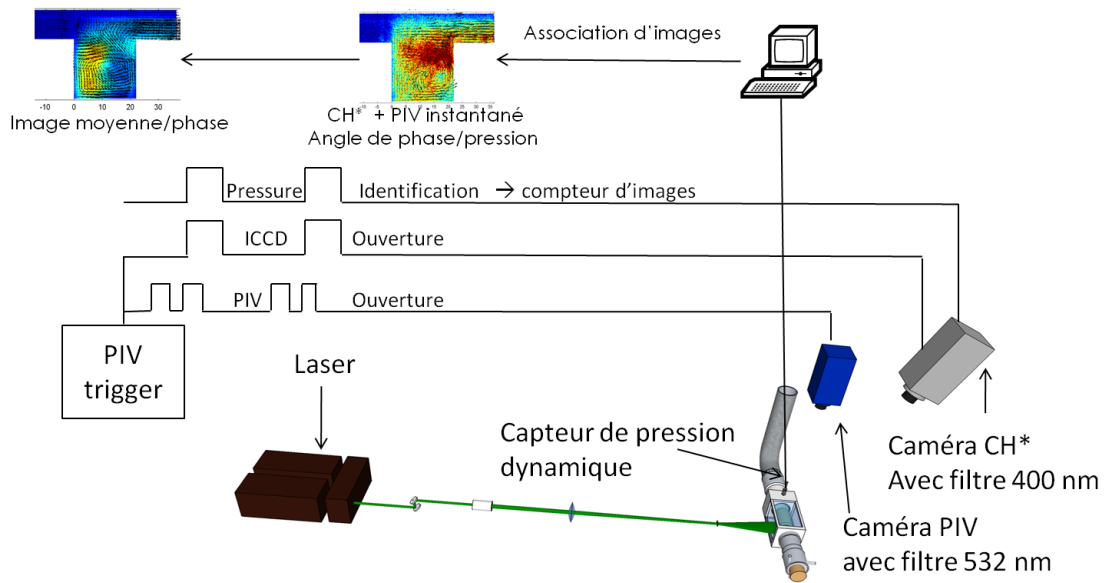


Fig 5.8 – Montage PIV CH P'.

5.5 Mesures de vitesses par Anémométrie Doppler Laser

Afin de caractériser la dynamique de l'écoulement à froid, nous avons réalisé des mesures par Anémométrie Doppler Laser (ou ADL).

5.5.1 Principe

L'Anémométrie Doppler Laser est une technique optique ponctuelle non intrusive de mesure de vitesses dans un écoulement. Deux faisceaux lasers cohérents se croisent. Le volume délimité par l'intersection des deux faisceaux, appelé le volume de mesure, est le siège de franges d'interférences. Lorsqu'une particule traverse ce volume de mesure, par diffusion de mie, les particules émettent de la lumière. L'intensité de l'émission a une fréquence proportionnelle (fréquence Doppler f_d) à la composante de vitesse perpendiculaire aux inter-franges suivant la relation :

$$f_d = \frac{2v \sin \theta}{\lambda} \quad (5.3)$$

avec θ le demi angle entre les deux faisceaux Laser de longueur d'onde λ .

Cependant, de cette manière, nous n'avons pas d'indication sur la composante de vitesse. Une cellule optoacoustique, dite de Bragg, est introduite pour décaler la fréquence de l'un des deux faisceaux de la fréquence de Bragg f_{bragg} . Ceci provoque le défilement des franges d'interférences.

On peut ainsi avoir la vitesse :

$$v = \frac{\lambda(f_d - f_b)}{2 \sin \theta} \quad (5.4)$$

La vitesse de chaque particule est ainsi déterminée. On collecte, à une position donnée, des informations sur l'ensemble des particules qui traversent le volume. On déplace ensuite le volume de mesures à d'autres points, pour obtenir des statistiques spatiales.

La figure 5.10 résume le principe du dispositif.

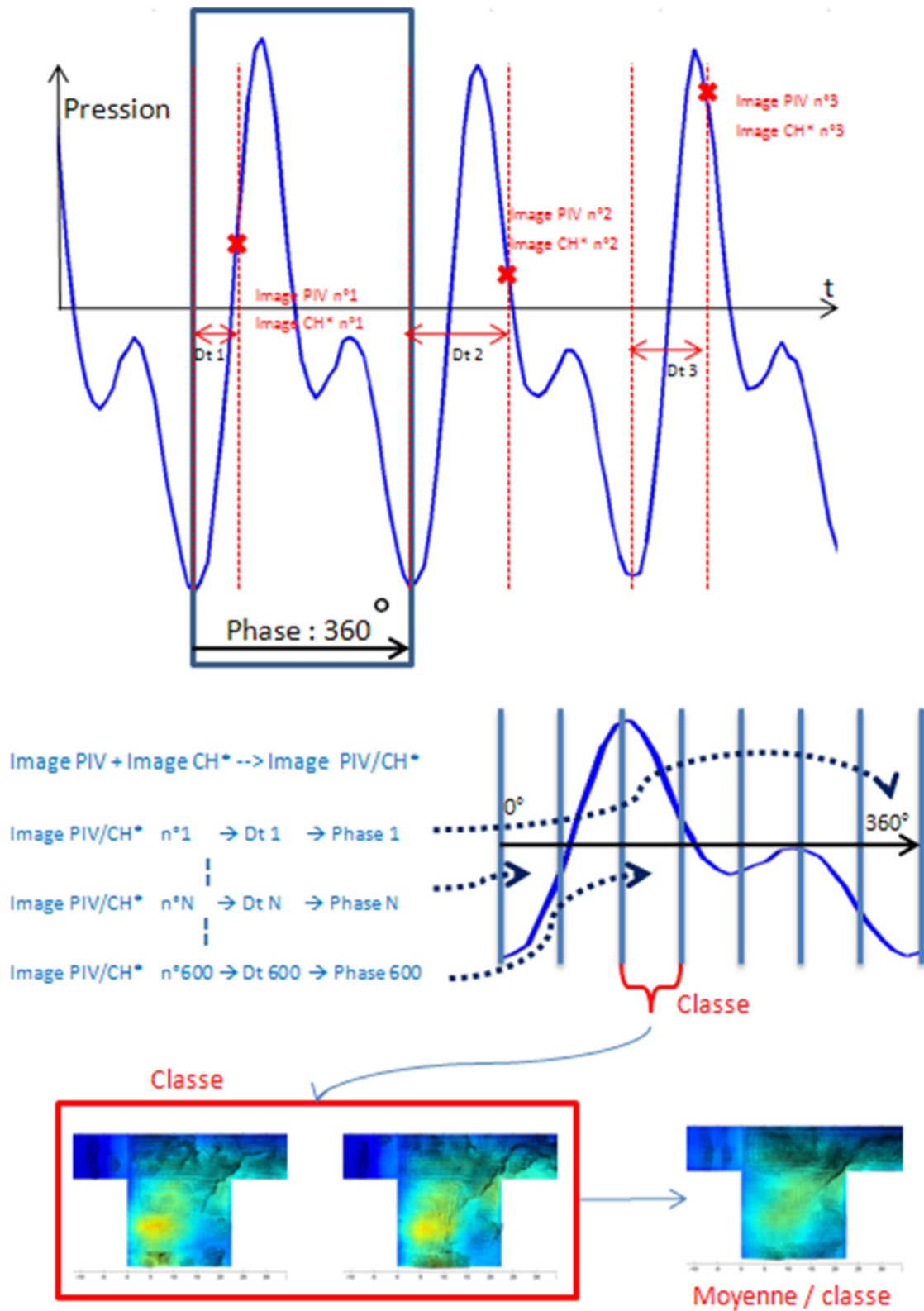


Fig 5.9 – Assemblage et moyenne des données de vitesse, d'émissions CH* et de pression.

5.5.2 Le dispositif expérimental

Le laser source est un laser à Argon COHERENT Innova 300 de puissance maximale de 5 Watt. La mise au point se fait à 0.1 W et les mesures à 1W. Ce laser

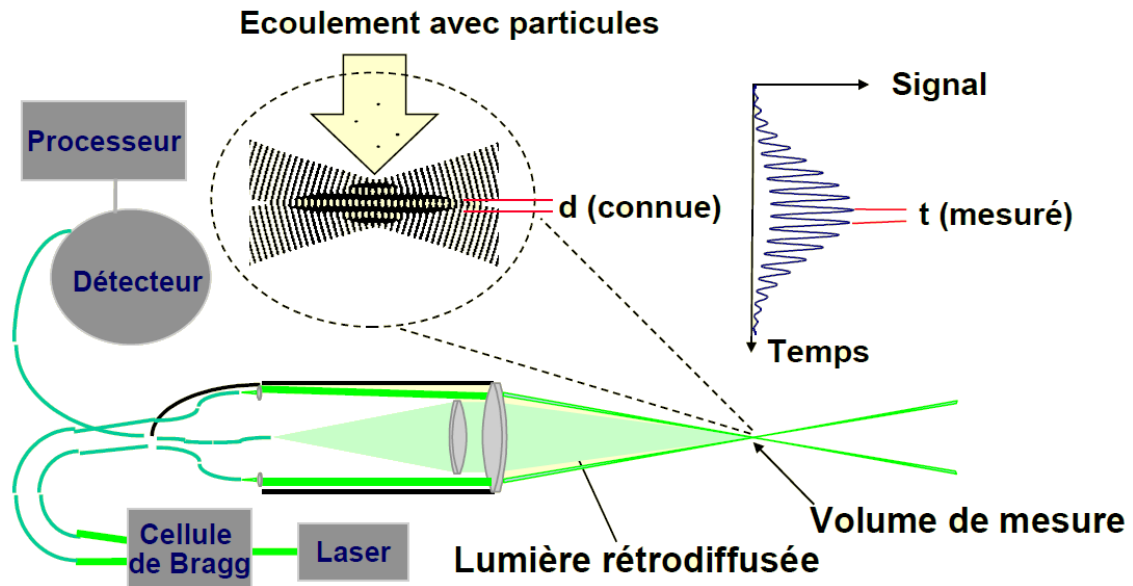


Fig 5.10 – Principe de la LDV.

permet de recueillir, grâce à un séparateur de lumière appelé "Colorburst", deux paires de faisceaux lasers : deux faisceaux bleus (488nm) et deux faisceaux verts (514 nm). Une faisceau de couleur violette est également disponible. Ces faisceaux lasers sont acheminés par fibres optiques jusqu'aux sondes émettrices. Les franges sont créées dans le volume de mesure, à l'interception des deux faisceaux.

La lumière émise par les particules est recueillie grâce à des tubes photo multiplicateurs. Ceux-ci captent le passage des "burst" lumineux créés par les particules. Le tout est envoyé au détecteur, puis au processeur.

5.5.3 Les mesures

Configuration : Les mesures ont été réalisées de manière à mesurer les composantes axiales et radiales de la vitesse. Seules les mesures réalisées selon la composante axiale de la vitesse, sont présentées dans cette thèse. Le protocole de mesure et de mise au point pour les mesures avec les composantes de vitesse ne seront pas présentés.

La sonde d'émission et la sonde de collection sont placées dans un même plan vertical (sondes situées à droite sur la figure 5.11(a)). Les deux faisceaux lasers de la sonde d'émission sont placés dans un plan perpendiculaire au plan précédent(en bleu sur la figure 5.11(b)). La sonde de collection capte la lumière par rétro-diffusion

Mise au point : La mise au point consiste à placer la sonde d'émission perpendiculairement à l'axe de révolution de la chambre. On modifie ensuite sa position verticale à l'aide d'un robot à déplacement sub millimétrique de manière à faire passer les faisceaux sur l'axe de révolution de la chambre. On ajuste ensuite la position de la sonde de collection pour mesurer l'intensité lumineuse à la croisée des hublots.

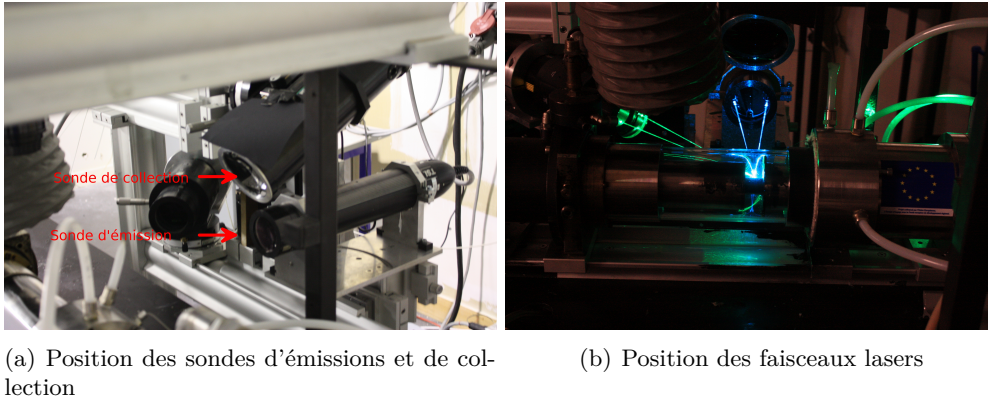


Fig 5.11 – Montage ADL pour des mesures deux composantes. Pour les mesures avec une seule composante, seul la sonde d'émission de droite, d'axe perpendiculaire au plan de la chambre, est utilisée.

Acquisition Pour les mesures mono composante, l'acquisition est faite pendant 70 secondes sur chaque point. L'ensemencement est réglé pour obtenir une fréquence d'acquisition d'environ 4000 Hz de manière à capter toutes les fréquences inférieures à 2000 Hz.

5.5.4 Post traitement des données

Le pas de temps de l'acquisition du signal de vitesse n'est pas constant. Il est donc nécessaire de rééchantillonner le signal pour caractériser sa fréquence. Les points sont donc interpolés de manière linéaire à une fréquence de 4000 Hz. Le traitement des données est effectué avec la même méthode que pour le traitement des données de pression : Le signal est découpé en fenêtres avec un taux de recouvrement de 80%. Ceci permet d'acquérir une résolution spectrale de 2 Hz. Les figures de PSD (Power Spectral Density) tracent $10 \times \log(P_{xx})$ avec P_{xx} les coefficients de la transformée de Fourier du signal de vitesse.

Calcul du champ de vitesses en mesures 2 C : Le champ de vitesse selon la direction x est obtenu directement. Le champ de vitesse selon la direction radiale est obtenu indirectement :

La longueur intégrale de la turbulence a également été calculée à partir des mesures ADL en amont de la cavité. Pour cela, nous avons calculé, à partir des valeurs de la vitesse ré-échantillonnée, la fonction d'autocorrelation normalisée de la vitesse R .

$$R_{xx}(m) = \begin{cases} \frac{\sum_{n=0}^{N-m-1} x_{n+m}x_n}{\sum_{n=0}^{N-1} x_nx_n} & \text{si } m \geq 0 \\ R_{xx}(-m) & \text{sinon.} \end{cases}$$

Pour calculer la valeur du temps intégrale, nous avons ensuite intégré cette fonction d'autocorrelation entre 0 et le passage par zero. Ensuite, nous avons posé l'hypothèse de Taylor : Lorsque les fluctuations de vitesse sont faibles devant la valeur moyenne de la vitesses, le temps intégral et la longueur intégrale sont reliés par la vitesse moyenne de l'écoulement. Cette hypothèse est vérifiée dans l'écoulement

principal, en amont de la cavité, où la variance de la vitesse est très faible devant le carré de la vitesse moyenne.

5.6 Émissions polluantes

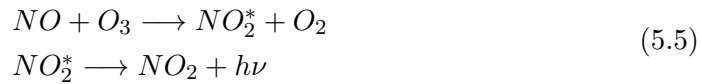
Les mesures d'émissions polluantes permettent d'avoir des informations sur la qualité de la combustion, en particulier les émissions de CO et les émissions de UHC (Unburnt HydroCarbon). Elles permettent également de mesurer les émissions de NO_x de O_2 et de CO_2 .

5.6.1 Mode de mesure

Les mesures des émissions polluantes se font après le col sonique dans le tube d'échappement. Les gaz sont aspirés, maintenus au chaud et conduits à deux appareils de mesure. Le premier est un Horiba PG-250 pour les émissions de NO_x , de O_2 et de CO et le second un MEXA 1170 HFID pour les mesures d'émissions d'imbrûlés.

5.6.2 Mode de détermination

NO_x : Les oxydes d'azote sont mesurés par chimiluminescence. Le NO_2 est désoxydé en NO . On fait ensuite réagir un échantillon avec de l'ozone. Cette réaction produit du NO_2 et également de l'oxygène. Cet NO_2 est dans un état excité. Celui-ci se désexcite alors en émettant un photon. La lumière émise est proportionnelle à la concentration.

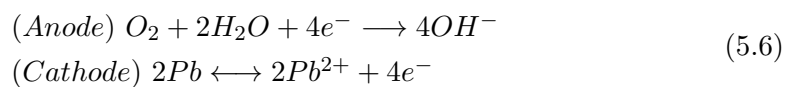


CO : Le monoxyde de carbone est détecté à l'aide d'une méthode d'analyse infra rouge. Un rayon infra rouge traverse l'échantillon de gaz à mesurer. On mesure alors l'absorption du faisceau par le gaz pour en déduire sa concentration en CO .

CO₂ : La mesure de concentration en CO_2 se fait au moyen de la mesure de l'absorption du CO_2 .

O₂ : La concentration en O_2 est mesurée au moyen d'une réaction d'oxydo réduction. On mesure la force électromotrice de la pile ayant pour électrode de l'or et du plomb.

La pile créée fonctionne selon les équations d'oxydoréductions suivantes :



UHC : Les imbrûlés sont mesurés par une technique de Ionisation de flamme chauffée. Une flamme d'hydrogène craque les molécules carbonées qui arrivent dessus pour former des ions CHO^+ . On mesure alors l'intensité de l'émission des gaz émis.

5.7 La nomenclature des mesures

De nombreux paramètres différents interviennent dans la définition du point de fonctionnement. Une nomenclature a été mise en place. Pour la comprendre, en voici un exemple : *L22_MP080Q20_CP300Q07_QA10*.

- L22 : longueur de la cavité, ici 22 mm.
- MP080 : richesse de l'écoulement principal, ici 0,80.
- Q20 : débit d'air principal en g/s, ici 20 g/s.
- CP300 : richesse de l'injection cavité, ici 3,00.
- Q07 : débit de l'air de cavité, ici 0.7 g/s.
- QA10 : débit de l'air aval, ici 1,0 g/s.

Dans les cas à froid, les richesses sont nulles, la nomenclature devient alors : *L22_MP000Q20_CP000Q07_QA10*. Pour simplifier, les mesures seront notées de la manière suivante : *L22_M20_C07_A10*.

Étude de l'écoulement non réactif

Sommaire

6.1	Le cas de référence	98
6.1.1	Les conditions en entrée de chambre	98
6.1.2	La structure de l'écoulement	98
6.1.3	Les structures cohérentes	101
6.1.4	Conclusion partielle	104
6.2	Influence des barreaux	104
6.2.1	Sur la structure de l'écoulement	105
6.2.2	Sur la dynamique de la chambre	105
6.2.3	Conclusion partielle	107
6.3	Comparaison de nos résultats avec ceux des autres TVC	107
6.4	Influence du débit d'air principal Q_{a_M}	107
6.4.1	Sur le champ moyen	107
6.4.2	Sur la dynamique de la chambre	110
6.4.3	Sur l'aspiration du barreau	111
6.4.4	Conclusion partielle	111
6.5	Influence d'autres paramètres	112
6.5.1	Influence de l'air issu de la cavité Q_{a_C}	112
6.5.2	Influence de l'air aval Q_{a_A}	113
6.5.3	Conclusion partielle	113
6.6	Influence du Swirl	114
6.7	Récapitulatif des régimes	114
6.8	Résultats de simulation numérique	117
6.8.1	Validation du cas de référence	117
6.8.2	Effet de la longueur de cavité	117
6.8.3	Effet du débit d'air principal	119
6.8.4	Effet de l'ajout du swirl	119
6.8.5	Conclusion sur les simulations numériques	121
6.9	Conclusions des mesures à froid	121

Au cours de ce chapitre, nous allons détailler la structure de l'écoulement à froid avec pour principaux objectifs :

- Vérifier que le design de la cavité retenu génère la structure de l'écoulement désiré (figure 4.7).
- Obtenir, dans des conditions expérimentales moins hostiles que la condition réactive des informations sur les structures que l'on peut éventuellement retrouver en écoulement réactif.
- Identifier les éléments susceptibles d'entraîner la formation d'instabilités de combustion dans la chambre de combustion : zones de cisaillement, lâchers de tourbillons, vidage de la cavité, etc.

- Fournir des champs de vitesses et de turbulence pour valider les simulations numériques.

L'étude portera dans un premier temps sur l'étude de l'aérodynamique du cas du référence, puis sera étudiée la structure globale de l'écoulement en fonction de différents paramètres, et enfin, les sources possibles d'instabilités seront évaluées.

Pour atteindre ces objectifs, deux diagnostics optiques ont été utilisés. Les mesures de champ de vitesse globale au moyen de la PIV, et les mesures de vitesses temporellement résolues dans les zones d'intérêt avec l'ADL.

6.1 Le cas de référence

Le cas de référence est, dans le diagramme de stabilité (cf. Annexe B.1), le cas avec barreaux, dans lequel nous avons trouvé une flamme allumée la plus stable tout en gardant une qualité de combustion convenable (cf. Annexe B.2). Il sert également de point de référence pour toutes les conditions réactives. Le débit d'air principal est de 18 g/s, celui de cavité 0.7 g/s et celui d'air aval de 1 g/s.

Les conditions aérodynamiques sont référencées dans le tableau 6.1. Le nombre de Reynolds est basé sur la hauteur d'injection du canal annulaire respectif. Nous sommes donc en présence d'écoulements laminaires sauf dans l'écoulement principal où le nombre de Reynolds est à la limite entre un écoulement turbulent et un écoulement laminaire.

Injection	Air (<i>g/s</i>)	Vitesses (<i>m/s</i>)	Reynolds
Principal	18	7.0	3500
Cavité	0.7	7.8	390
Aval	1	6.1	300

Tableau 6.1 – Caractéristiques des injections dans la chambre à pression atmosphérique à 20°C pour le cas de référence, cas *L22_M18_C07_A10*.

6.1.1 Les conditions en entrée de chambre

Pour commencer, il convient de présenter les conditions de l'écoulement en entrée de chambre, 5 mm en amont de la cavité.

La figure 6.1 présente le profil de vitesse axiale V_x 5 mm en amont de la cavité. La vitesses moyenne et la vitesse RMS sont présentées sur deux axes distincts. La vitesse axiale est relativement uniforme à 6.5 m/s. Sur les parois, on observe l'effet de la couche limite avec une nette diminution de la vitesse proche paroi. La présence de fluctuations d'environ 0.8 m/s dénote un écoulement turbulent ce qui est bien en accord avec le nombre de Reynolds calculé précédemment.

Pour toute la suite, les indices feront référence aux axes définis sur la figure 4.9.

6.1.2 La structure de l'écoulement

La topologie de l'écoulement

Les mesures réalisées dans le PB (Plan Barreau) sont représentées sur la figure

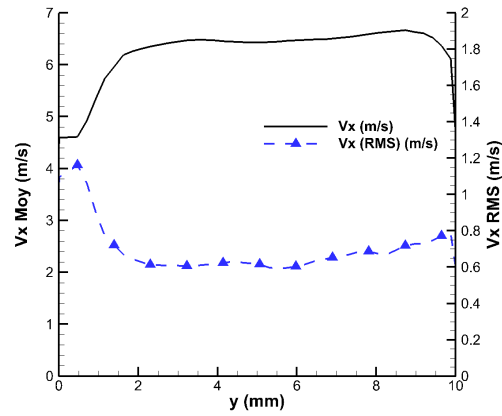


Fig 6.1 – Profil de vitesse axiale moyen et RMS dans le PB, $x = -5$ mm, cas $L22_M18_C07_A10$.

6.2(a) pour le champ moyen, et sur la figure 6.2(b) pour le champ RMS.

Les mesures réalisées dans le PM (Plan Milieu) sont représentées sur la figure 6.3(a) pour le champ moyen, et sur la figure 6.3(b) pour le champ RMS.

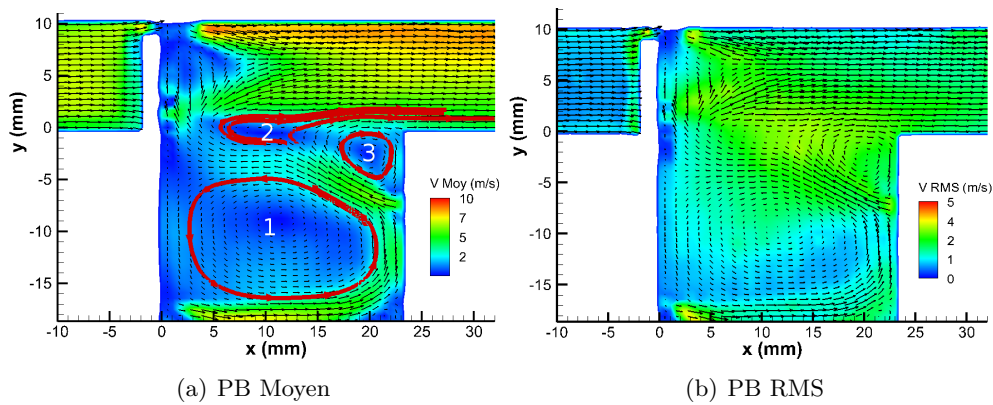


Fig 6.2 – Champ de vitesse moyenne et RMS colorié par leurs normes respectives. Mesures dans le PB, cas $L22_M18_C07_A10$. Ecoulement de type "Clos".

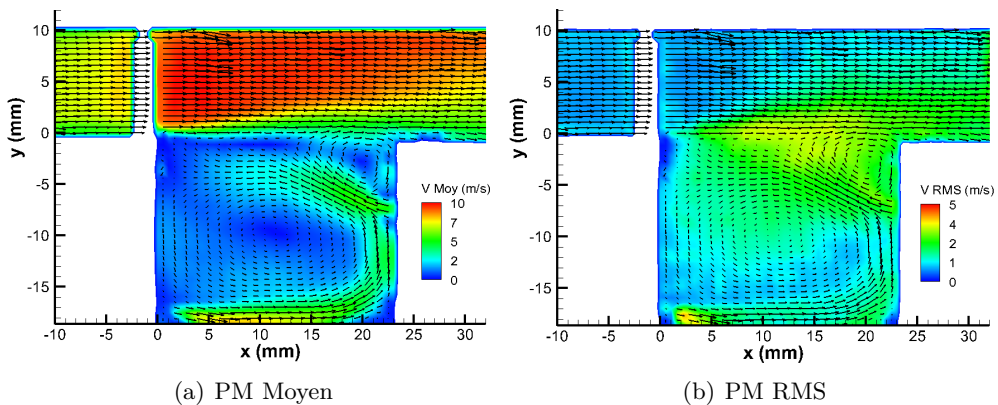


Fig 6.3 – Champ de vitesse moyenne et RMS colorié par leurs normes respectives. Mesures dans le PM, cas $L22_M18_C07_A10$.

Les écoulements de type "Clos" : Dans le PB comme dans le PM, on note la présence du premier tourbillon au fond de la cavité (noté 1 sur la figure 6.2(a)), puis d'un second tourbillon (noté 2 sur la figure 6.2(a)), à l'interface entre l'écoulement de la cavité et l'écoulement principal. Ce dernier tourbillon est cependant très peu développé : il est bloqué entre le vortex (1) de la cavité et l'écoulement principal. Un dernier tourbillon est également présent sur le bord aval de la cavité juste au-dessus de l'injection d'air de refroidissement (noté 3).

On observe que la chambre se vide principalement sur le bord amont de la cavité, avec une faible partie, sur le bord aval. Ce type d'écoulement dans lequel le tourbillon n°1 occupe l'ensemble de la cavité sera appelé écoulement "**Clos**".

Interaction écoulement cavité / écoulement principal.

Lorsqu'on considère le PM, l'écoulement principal est initialement très peu modifié par la présence de la cavité : le champ de vitesse moyenne est uniforme et le champ de vitesse RMS est faible. Puis à partir de $x = 5mm$, la perturbation va croissant : la norme de la vitesse diminue au niveau de la couche de cisaillement et les fluctuations de vitesse s'intensifient. A $x = 30mm$, c'est toute la hauteur de la veine principale qui est influencée par l'écoulement issu de la cavité.

Par contre, lorsqu'on considère le PB, on se rend compte que le barreau modifie l'interaction existante (cf. les figures 6.2(a) et 6.2(b)) : Les fluctuations issues du sillage s'ajoutent à l'interaction écoulement cavité/principal par la création d'une zone de recirculation et d'une augmentation des fluctuations des vitesses. Nous verrons ultérieurement, lors de l'étude du champ dynamique, qu'aucune structure cohérente n'a été mise en évidence dans le sillage du barreau.

Dans la cavité, mise à part dans la zone proche des barreaux, l'interaction entre l'écoulement cavité/principal est quasiment indépendante du plan . Proche des barreaux, l'aspiration modifie le champ de vitesse. Plus en aval, la couche de cisaillement est légèrement plus fluctuante dans le PM, en raison des plus fortes vitesses de l'écoulement principal dans le PM. Plus en profondeur dans la cavité, l'interaction se produit de manière similaire dans les deux plans : des fluctuations de vitesse de même intensité localisées dans les mêmes zones et ce, jusqu'en forte profondeur de la cavité.

Le lien entre la cavité et l'écoulement principal : les barreaux.

Le lien entre la cavité et l'écoulement principal s'effectue grâce aux barreaux. Les champs moyens en soulignent l'importance (cf. figure 6.2(a)). On observe ainsi une zone de circulation derrière ceux-ci. La figure 6.4 présente la composante radiale de la vitesse dans la chambre. Elle met en évidence la remontée des gaz issus de la cavité, juste derrière le barreau. Les vitesses peuvent atteindre en moyenne 4.5 m/s.

La figure 6.5 trace l'évolution de la vitesse axiale et de la vitesse radiale dans le PM et dans le PB au milieu de la veine principale, c'est à dire pour $y = 5 mm$. Dans le PB on observe nettement la présence d'une zone de recirculation de faible vitesse derrière le barreau avec des vitesses négatives jusqu'à $x = 5 mm$. La vitesse axiale augmente ensuite progressivement et rejoint la vitesse dans le PM. Les deux écoulements s'uniformisent.

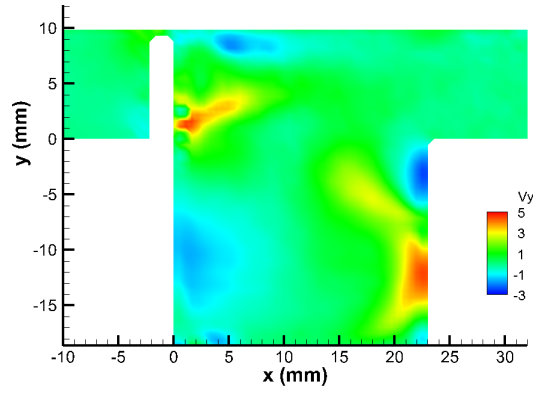


Fig 6.4 – Champ de vitesse radiale V_y dans le PB, cas *L22_M18_C07_A10*.

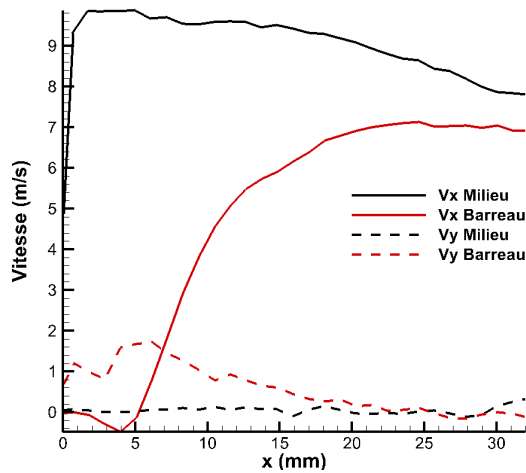


Fig 6.5 – Comparaison des vitesses axiales et radiales, dans PB et PM pour $Y = 5\text{mm}$, cas *L22_M18_C07_A10*.

6.1.3 Les structures cohérentes

Étant données les différentes structures de l'écoulement dans les cavités et les interactions entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité, il est important de caractériser plus précisément l'énergie cinétique dans certaines zones.

Une série de mesures ADL a été réalisée afin de découvrir les phénomènes mettant en jeu des lâchers périodiques de tourbillons (cf. tableau 6.2). Les mesures ont été réalisées dans le PM et le PB pour la composante axiale de la vitesse V_x . Les détails concernant l'acquisition des données sont présentés dans le chapitre dédié aux dispositifs expérimentaux.

L'ensemble des emplacements sondés est représenté sur la figure 6.6 en surimposition d'un champ PIV instantané. Les points sont regroupés par zones décrites dans le tableau 6.2 et les points visibles sur les courbes sont coloriés en rouge. Une analyse zone par zone est proposée :

Étant donné que la vitesse RMS dans l'écoulement principal n'est pas nulle, les points du groupe A (1,2 et 3) situés dans l'écoulement principal visent à qualifier la turbulence en amont de la cavité. Les points du groupe B (4 et 5) servent à déterminer la fréquence d'éventuels lâchers de tourbillons par le barreau. Les points

du groupe C (6, 7, 8 et 9) servent à déterminer l'emplacement d'éventuels lâchers de tourbillon en aval de la cavité lors de la vidange de celle-ci.

Points de mesures ADL			
Goupe	Point	x (mm)	y (mm)
Écoulement Amont (A)	1	-10	4
	2	-10	5
	3	-10	6
Écoulement Principal (B)	4	4	5
	5	8	5
Écoulement Aval (C)	6	13	0
	7	17	0
	8	20	-4
	9	22.5	2

Tableau 6.2 – Emplacement des points de mesure ADL.

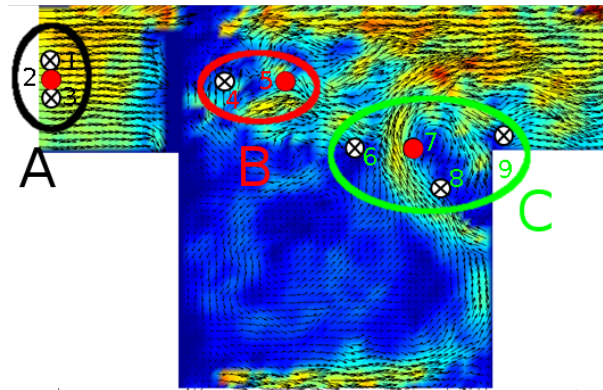


Fig 6.6 – Position des mesures de la LDV.

Voici les résultats obtenus dans le cas de référence :

Dans la zone A, nous avons vu précédemment la présence de fluctuations de vitesse témoignant d'un écoulement non laminaire. L'échelle intégrale de la turbulence mesurée au point 2 est de 4 mm. La méthode utilisée est décrite au paragraphe 5.5.4. La figure 6.7 représente la fonction d'autocorrélation du signal de vitesse au point 2. Cette fonction est ensuite intégrée entre 0 et le temps correspondant au passage par 0 du signal.

La figure 6.8 présente le spectre (pour le mode de calcul, voir le paragraphe 5.5.4) du signal de vitesse aux points 2, 5 et 7 dans le PB. L'étude du spectre des vitesses au point 2 ne présente pas de fréquence particulière. L'écoulement principal n'est donc pas la source directe de lâcher de tourbillons dans le cas non réactif.

La zone B est située dans l'écoulement principal, derrière les barreaux. Un barreau dans un écoulement est susceptible d'engendrer des lâchers de tourbillons [54]. Leur fréquence, caractérisée par le nombre de Strouhal de l'écoulement (cf. equation 6.2) est liée au nombre de Reynolds (cf. equation 6.1) basé sur le diamètre du

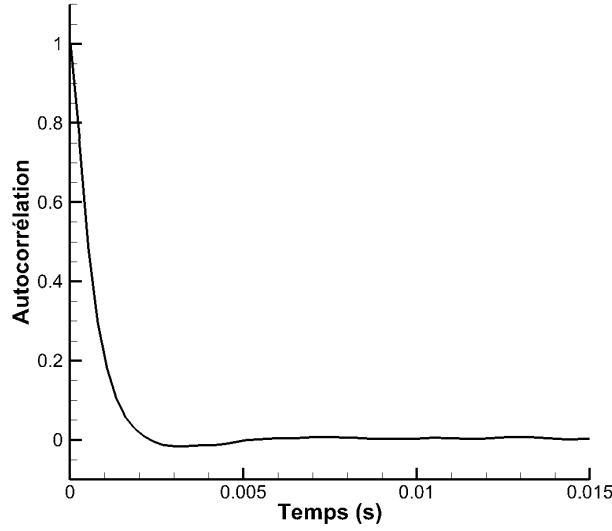


Fig 6.7 – Courbe d'autocorrélation du signal de vitesse au pt 2.

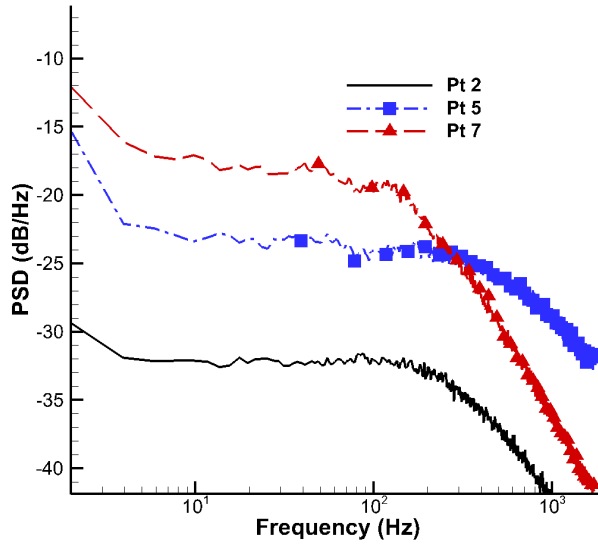


Fig 6.8 – Spectres du cas de référence aux points 2, 5 et 7 dans le PB.

barreau (cf. equation 6.2). Ce dernier est défini par la relation :

$$Re = \frac{V_x D}{\nu} \quad (6.1)$$

avec V_x la vitesse axiale de l'écoulement ici 7 m/s, D le diamètre du barreau, 3 mm, et ν la viscosité cinématique de l'air, à température et pression ambiante, $15.6 \times 10^{-6} m^2/s$. Ceci correspond à un Reynolds de barreau d'environ 1300. Le nombre de Strouhal, St , est défini selon la relation suivante :

$$St = \frac{fD}{V_x} \quad (6.2)$$

avec f la fréquence de lâcher de structures cohérentes. Dans le cas qui nous intéresse, ce nombre est calculé à partir de la relation empirique suivante [54] : $St = St^* + m/\sqrt{Re}$ avec $St^* = 0.2257$ et $m = -0.4402$. On obtient alors une valeur proche de 0.2 soit une fréquence de 460 Hz.

Contrairement à ce à quoi on pourrait s'attendre, la zone B n'est pas le siège de structures cohérentes dans le sillage du barreau comme nous le montre le spectre du point 5 dans le PB (cf. figure 6.8). Le barreau est cependant la source de fluctuations de vitesse. En effet, l'aire sous le spectre du pt 5 dans le PB (cf. courbe 6.8), est plus importante que dans le PM (cf. courbe 6.9). Dans le PM, l'aire, sous le spectre du point 5, est égale à celle du point 2. L'effet du barreau est donc très localisé et n'apparaît pas sur le PM.

Dans la zone C (cf. point 7), c'est à dire dans la partie aval de la cavité, aucune structure cohérente n'est décelée que ce soit dans le PM et le PB.

Le point 7 dans le PM a une intensité comparable au pt 7 dans le PB. En aval de la cavité, l'influence du barreau ne se fait donc plus sentir dans un plan particulier, c'est alors l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité qui prime.

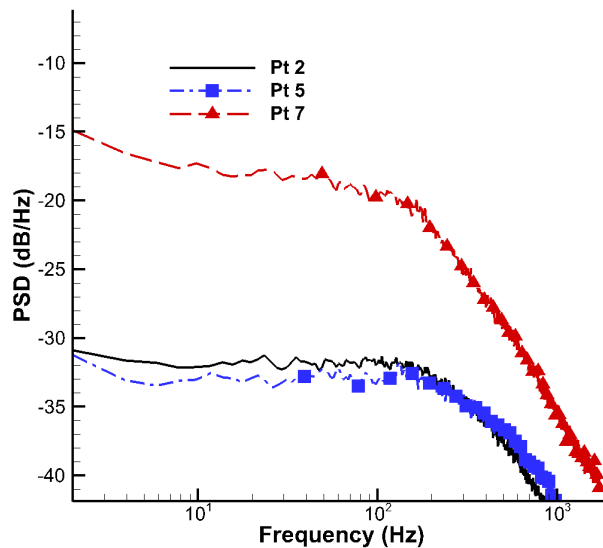


Fig 6.9 – Spectres du cas de référence aux points 2 5 et 7 dans le PM.

6.1.4 Conclusion partielle

Le cas de référence présente donc une structure en double vortex avec un écoulement de type "Clos" : le tourbillon situé au fond de la cavité traverse de part en part celle-ci. On observe une zone de recirculation derrière les barreaux ainsi qu'une remontée des gaz, issus de la cavité à cet endroit.

Le lien entre la cavité et l'écoulement principal est réalisé au moyen des barreaux : juste derrière eux, la vitesse radiale peut atteindre 4.5 m/s dans le cas de référence. Ceux-ci influent sur la structure de l'écoulement principal avec la création d'une zone de faible vitesse dans le PB. L'écoulement s'uniformise entre le PM et le PB en aval de la cavité.

6.2 Influence des barreaux

L'étude compare les mesures effectuées sans barreau et avec barreaux pour déterminer l'influence de ces derniers sur la structure de l'écoulement.

6.2.1 Sur la structure de l'écoulement

Les mesures réalisées dans le PSB (Plan Sans Barreau) sont représentées sur la figure 6.10(a) pour le champ moyen, et sur la figure 6.10(b) pour le champ RMS.

La topologie de l'écoulement

La structure de l'écoulement sans les barreaux diffère de celle avec, comme le montre la figure 6.10(a). Tout d'abord, la norme de la vitesse de l'écoulement est plus faible que dans le PM. Dans le PM, celle-ci est liée à la présence de barreaux qui réduisent la section de passage de l'air et augmente ainsi sa norme (Blocage de 26 % de la surface). Dans le PSB, le tourbillon à l'intérieur de la cavité est fortement diminué et ne se retrouve plus que sur la moitié aval de la cavité. Comme le montrent les deux champs instantanés (figure 6.11) caractéristiques de cette configuration, l'écoulement alterne entre un écoulement de type "Clos" (figure 6.11(b)) où la cavité tend à se déverser par le bord amont, et entre un écoulement dit de type "**Vidange**" (figure 6.11(a)) où l'écoulement de la cavité se verse dans l'écoulement principal par le bord aval. La superposition de ces deux modes sera appelée, par la suite, écoulement de type "**Mixte**" (figure 6.10).

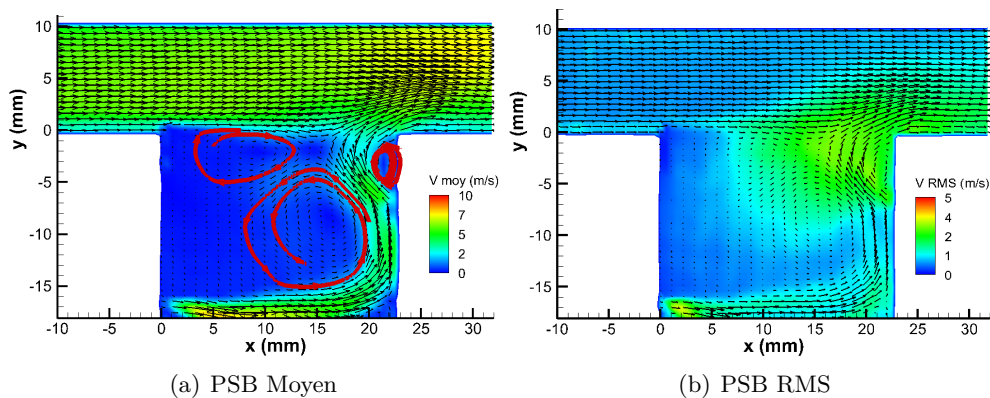


Fig 6.10 – Champ de vitesse moyen et RMS colorié par leur norme respectives. Mesures dans le PSB, cas *L22_MQ18_C07_QA10*. Écoulement de type "Mixte".

Avec des barreaux, on peut retrouver cette même structure lorsqu'on diminue la vitesse de l'écoulement principal (cf. figure 6.16(a) et figure 6.17(a)). A partir de cette remarque, on constate qu'à partir d'un écoulement de type "Mixte", une augmentation de la vitesse de l'écoulement principal tend à élargir le tourbillon de cavité (1) et à réduire la taille du tourbillon (2) (Les numéros de tourbillons sont présentés sur la figure 6.2). Le tourbillon (1) remplit toute la longueur de la cavité et la topologie de l'écoulement tend à devenir de type "Clos". Nous y reviendrons par la suite.

6.2.2 Sur la dynamique de la chambre

La suppression des barreaux modifie la dynamique de l'écoulement. En effet, dans le PSB (figure 6.12), on trouve un battement de vitesse axiale de faible amplitude, 8 mm après le début de la cavité (pt 5), avec une fréquence de 80 Hz. Cette même fréquence se retrouve au point 7, c'est à dire, près du bord aval. Il s'agit donc du

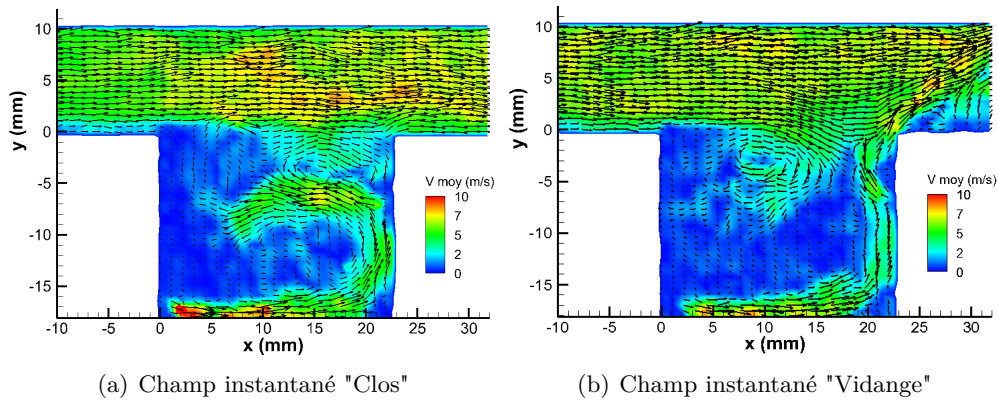


Fig 6.11 – Champs instantanés, Mesures dans le PSB, cas *L22_M18_C07_A10*.

battement de l'air aval, issu de la cavité, qui se déverse de manière périodique dans l'écoulement principal. Cela rejoint ce que l'on peut observer sur la figure 6.11 : le champ de vitesse dans la cavité présente deux structures. L'une avec l'écoulement issu de la cavité qui bifurque vers l'intérieur de la cavité (cf. figure 6.11(a)), l'écoulement tend vers le type "Clos", l'autre avec l'écoulement qui tend à se vider entièrement sur le bord aval (cf. figure 6.11(b)), c'est un écoulement que l'on appellera par la suite de type "Vidange". La superposition donne un écoulement de type "Mixte".

Comme nous l'avons dit, la présence du barreau tend à augmenter la norme de la vitesse dans le PM et permet également la vidange de la cavité sur le bord amont. La modification de la structure de l'écoulement dans la cavité qui en découle, empêche le lâcher de structures cohérentes. Nous retrouverons ultérieurement des lâchers de structures cohérentes dans le PM et le PB, lors de la diminution du débit principal.

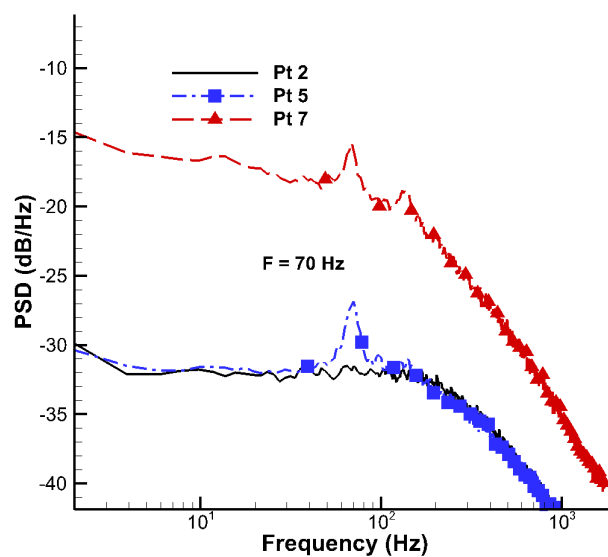


Fig 6.12 – Spectres du cas de référence aux points 2 5 et 7 dans le PSB.

6.2.3 Conclusion partielle

Lorsqu'on supprime les barreaux, la norme de la vitesse est plus faible que dans le plan PM. l'écoulement devient de type "Mixte" : l'écoulement principal pénètre à l'intérieur de celle-ci, dans son quart supérieur et le tourbillon du fond de la cavité est réparti sur une zone plus étroite. La structure à l'intérieur de la cavité oscille périodiquement entre un écoulement "Clos" et un écoulement de type "Vidange" par lequel la cavité se vide sur son bord aval. Cette modification de structure semble liée à une diminution de la norme de la vitesse puisque cette structure se retrouve pour un débit principal plus faible dans le PM et le PB.

6.3 Comparaison de nos résultats avec ceux des autres TVC

Les premières générations de TVC possédaient des injections de fluide dans la cavité à des endroits différents. Les injections tendaient à renforcer l'écoulement naturel créé par un écoulement au-dessus d'une cavité : un seul et unique vortex remplit la cavité et tourne dans le sens des aiguilles d'une montre [98, 99]. Les champ de vitesse étaient donc radicalement différents de ceux obtenus dans la présente configuration.

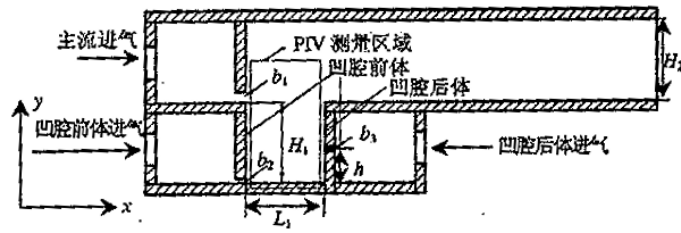
Il est intéressant de noter que d'autres équipes ont trouvé, avec des géométries légèrement différentes, des résultats similaires aux nôtres. Dans une étude effectuée par Fan [53], la cavité du TVC fait 4 cm sur 4 cm, avec une injection au fond de la cavité sur le bord amont, et une autre, au milieu du bord aval (cf. figure 6.13(a)), les vitesses d'injection à froid sont toutes les deux de 20 m/s, La vitesse de l'écoulement principal est de 10 m/s. Dans ces conditions, la structure est proche de celui du type "Mixte" (cf. figure 6.14(b)). Un vortex, situé au fond de la cavité, joint les deux bords. La moitié haute de la cavité se partage entre le tourbillon aval et le tourbillon généré par l'écoulement principal. Dans le cas du TVC développé par l'AFRL [141] avec une cavité de 15 cm sur 15 cm (cf. figure 6.14(a)), les mesures à froid (cf. figure 6.14(b)) ont montré un champ de vitesse très proche de celui obtenu figure 6.3(a). On retrouve bien la présence du vortex n°1 et n°3. Contrairement à leurs attentes, tout comme dans notre configuration, le vortex n°2 est quasiment inexistant.

6.4 Influence du débit d'air principal Q_{aM}

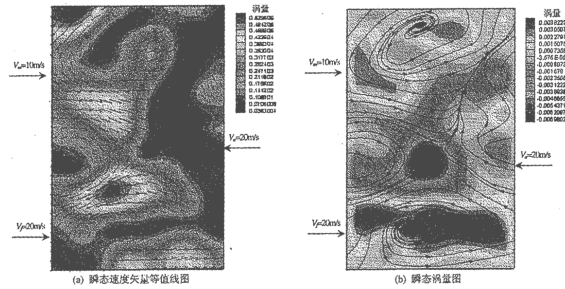
Nous allons à présent étudier l'influence du débit de l'écoulement principal sur la structure de l'écoulement. Pour cela, nous étudierons trois conditions avec $Q_{aM} = 10, 18$ et 30 g/s correspondant respectivement à des vitesses de 3.7 m/s, 7 m/s et 11 m/s.

6.4.1 Sur le champ moyen

Dans le PB, lorsqu'on diminue le débit d'air principal, la cavité s'ouvre. A 10 g/s, les champs instantanés dans le PB montrent l'alternance entre un écoulement de type "Clos" (figure 6.15(a)) et de type "Vidange" (figure 6.15(b)) ce qui donne un écoulement de type "Mixte". Le champ moyen présente cependant une dominante

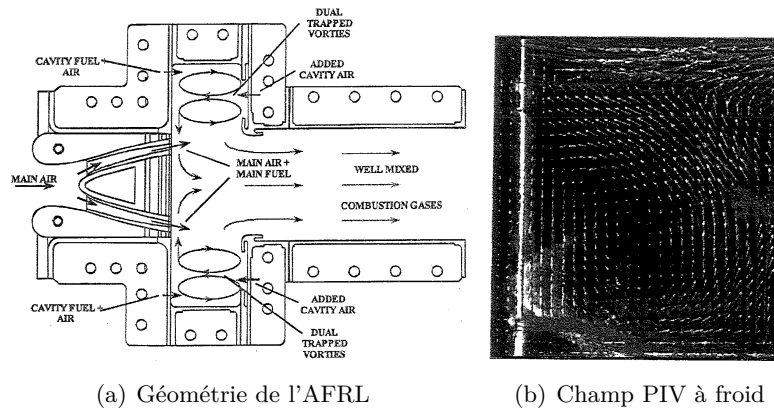


(a) Géométrie de Fan



(b) Champ PIV à froid

Fig 6.13 – Géométrie et champ de vitesse PIV à froid du TVC étudié par Fan [53].



(a) Géométrie de l'AFRL

(b) Champ PIV à froid

Fig 6.14 – Géométrie et champ de vitesse PIV à froid du TVC étudié par l'AFRL [141].

de la position de type "Vidange" (figure 6.16). On note également la présence d'une zone de recirculation contre le coin amont de la cavité, avec une remontée des gaz issus de cette zone dans l'écoulement principal. La structure de type "Vidange" est encore plus marquée dans le PSB (figure 6.17). Dans cette configuration, la vitesse de l'air au-dessus de la cavité est encore plus faible (pas de restriction de section due à la présence de barreaux), le résultat est encore plus marquant. Ainsi, si à 20 g/s il se produisait une alternance entre les deux positions, à 10 g/s, les champs moyens montrent que cette alternance a quasiment disparu et l'écoulement de type "Vidange" domine.

Lorsqu'on augmente le débit principal de l'écoulement à 30 g/s, la structure de l'écoulement à l'intérieur de la cavité se trouve totalement modifiée. Que ce soit dans PM ou dans PB, le sens de rotation du tourbillon de cavité est inversé et l'air issu de l'injection de cavité part directement dans la direction verticale contre la paroi amont (figure 6.18). Hormis la zone de recirculation de coin présente dans le bord

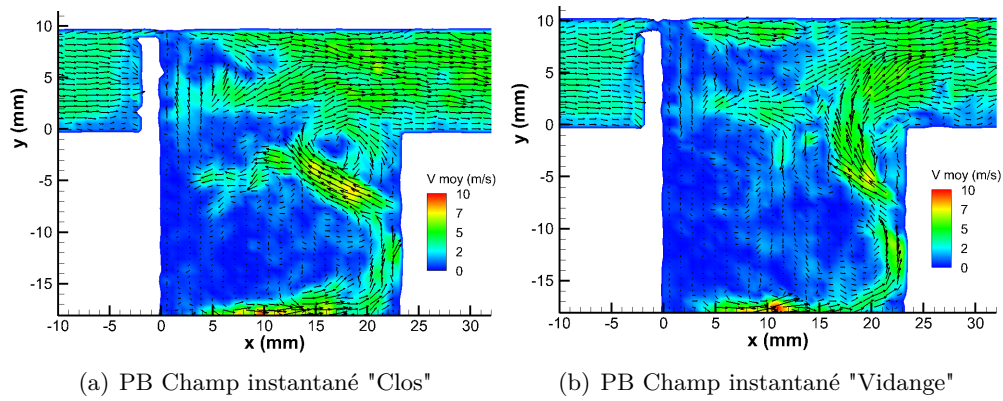


Fig 6.15 – Champs instantanés dans le PB. Cas *L22_M10_C07_A10*.

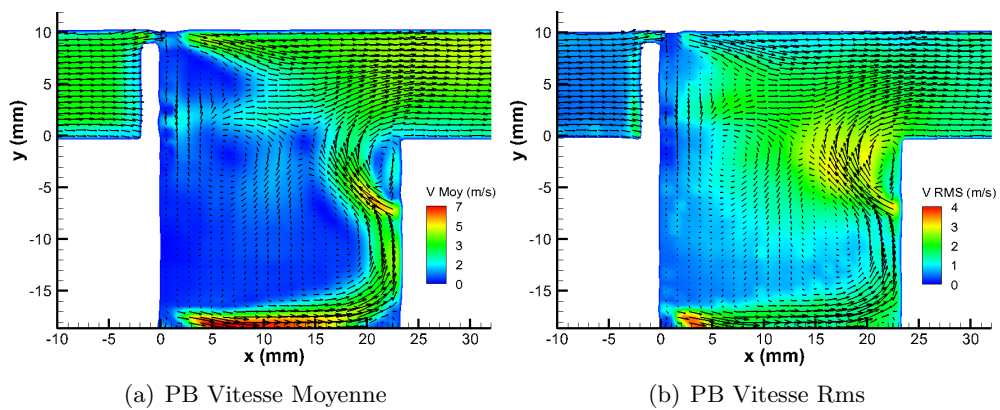


Fig 6.16 – Champ de vitesse moyenne et RMS dans le PB. Cas *L22_M10_C07_A10*. Écoulement de type "Mixte".

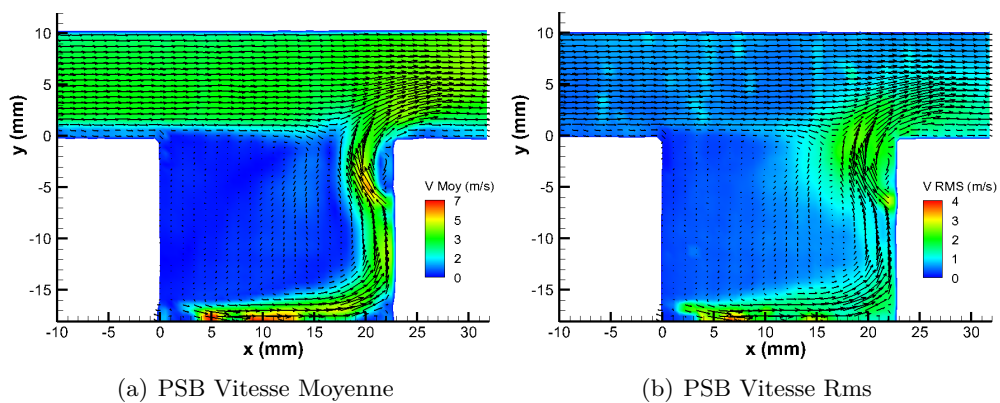


Fig 6.17 – Champ de vitesse moyenne et RMS dans le PSB. Cas *L22_M10_C07_A10*. Écoulement de type "Vidange".

aval, en bas de la cavité, il n'y a plus qu'un seul tourbillon qui remplit tout l'espace à l'intérieur de la cavité. Cet écoulement est de type "Rempli".

En résumé, une très faible vitesse de l'écoulement principal (cas avec PSB 10 g/s) favorise un écoulement de cavité de type "Vidange". Un écoulement un peu plus rapide favorise une alternance entre une structure de type "Vidange" et de type "Clos", c'est à dire un écoulement de type "Mixte". Un écoulement plus rapide

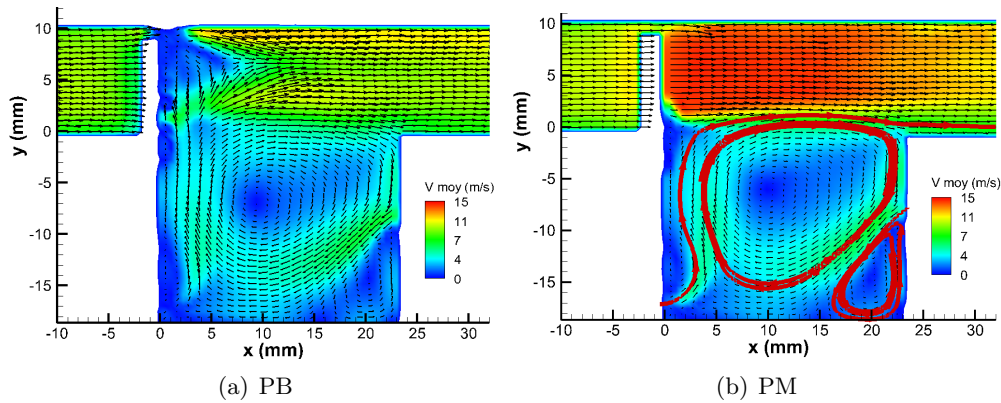


Fig 6.18 – Champ de vitesse moyenne colorié par la norme de la vitesse moyenne. Comparaison PB et PM, cas *L22_M30_C07_A10*. Écoulement de type "Rempli". Dans le PM, les zones de recirculations sont mis en évidence.

fait passer en mode "Clos" , un écoulement principal encore plus important modifie profondément la structure de la cavité en engendrant un seul vortex principal de sens de giration opposé à celui noté (1) sur la figure 6.2(a). L'écoulement est de type "Rempli". On retrouve ainsi la structure d'un écoulement à l'intérieur d'une cavité dite "Ouverte" [30] décrite au paragraphe 3.1.1.

6.4.2 Sur la dynamique de la chambre

Nous allons voir à présent l'influence de la vitesse principale sur la fréquence des lâchers de tourbillons de la cavité dans l'écoulement principal. L'étude des spectres dans la veine principale ne montre pas de lâchers cohérents de tourbillons. Nous nous focaliserons donc sur l'étude du point 7. En effet, pour un débit d'air de 10 g/s, on observe de fortes fluctuations de vitesse dans les régions proches du bord aval de la cavité, dans le plan PM, PB et PSB (cf. figures 6.17(b) et 6.16(b) et une alternance entre un écoulement de type "Vidange" et un écoulement de type "Mixte". L'étude des spectres de la composante axiale de la vitesse obtenue par mesure ADL révèle des structures cohérentes. Le tableau 6.3 présente les fréquences relevées au point 7, c'est à dire dans la zone C.

Position / Débit	M10	M18	M30
PSB	43 Hz	70 Hz	-
PB	49 Hz	-	-
PM	49 Hz	-	-

Tableau 6.3 – Tableau des fréquences des lâchers de tourbillon en fonction du débit d'air principal au point 7 (zone C).

On remarque tout de suite le phénomène décrit précédemment : le phénomène de battement est prédominant à faible débit puis celui-ci disparaît pour des débits plus importants. La fréquence des lâchers de tourbillons est aussi fonction de la vitesse de l'écoulement. Ainsi, dans le PSB, la fréquence augmente et passe de 43 Hz à 70 Hz avant de disparaître. De même, dans le PM dans le cas M10, la vitesse de l'écoulement principal au-dessus du barreau est plus importante que dans le plan

PSB en raison de la présence des barreaux. On y remarque alors une augmentation de la fréquence des lâchers de tourbillons qui passe de 43 Hz dans le PSB à 49 Hz dans le PM.

En conclusion, une augmentation du débit de l'écoulement principal conduit à une augmentation de la fréquence des lâchers de tourbillons jusqu'à la fermeture complète de l'écoulement (type "Clos"). Lorsque la vitesse augmente encore, la structure "Rempli" empêche le lâcher de tourbillons. Dans ces conditions, aucune structure cohérente n'est émise.

6.4.3 Sur l'aspiration du barreau

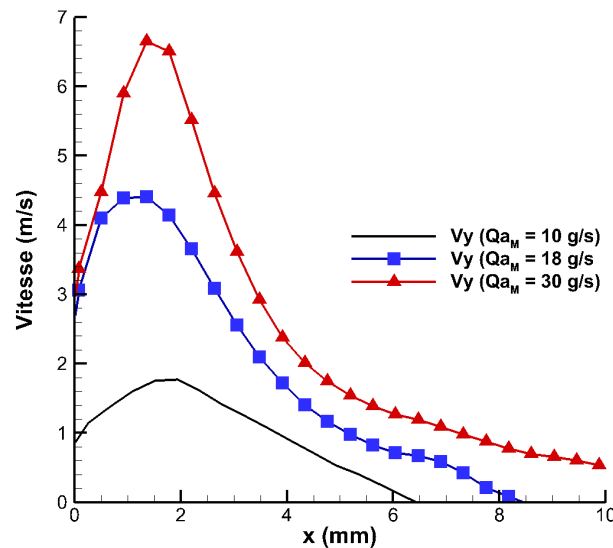


Fig 6.19 – Effet de l'aspiration du barreau sur la vitesse "radiale" moyenne : vitesse de remontée dans le plan PB de l'air issue de la cavité en fonction de la vitesse principale, $y = 1$ mm.

La vitesse de l'écoulement principal joue un rôle primordial sur l'aspiration derrière le barreau. La figure 6.19 trace l'évolution de la vitesse radiale de l'écoulement 1 mm au-dessus de la cavité. Pour une vitesse d'écoulement de 3.8 m/s (10 g/s), la vitesse atteint 1.9 m/s. Pour 7.7 m/s (20 g/s) la vitesse atteint 4.2 m/s et pour 11.6 m/s (30 g/s), la vitesse radiale monte jusqu'à 6.8 m/s. On voit tout de suite l'importance du débit d'air principal sur la remontée des gaz issus de la cavité. Un débit d'air principal important augmente la dépression derrière le barreau, et donc la vitesse de remontée des gaz de la cavité. A noter toutefois, l'aspiration derrière le barreau dans le cas à $Q_{a_M} 30$ g/s(11.6 m/s) peut être influencée par la structure de l'écoulement dans la cavité qui est de type "Rempli". Ceci tend à renforcer la remontée en procurant une vitesse radiale initiale à l'écoulement de cavité.

6.4.4 Conclusion partielle

La dynamique, au sein de la cavité étudiée, est fortement conditionnée par la vitesse de l'écoulement qui l'affleure. De faibles débits génèrent des phénomènes de battements. Le tourbillon de la cavité s'ouvre et se ferme de manière intermittente en se vidant par son bord aval. Pour des débits plus importants, la cavité est fermée

et n'émet plus de structures périodiques. Pour les vitesses encore plus importantes, l'écoulement principal pénètre dans la cavité et modifie en profondeur sa dynamique. La présence du barreau tend à diminuer le débit principal nécessaire pour la transition entre le mode présentant des lâchers périodiques de tourbillons et le mode de cavité fermée.

6.5 Influence d'autres paramètres

Après avoir étudié l'influence de la vitesse de l'écoulement principal, nous allons voir l'influence d'autres paramètres : la vitesse de l'écoulement issu de la cavité ainsi que la vitesse de l'air aval.

6.5.1 Influence de l'air issu de la cavité Q_{aC}

La combustion provoquant une dilatation importante des gaz d'un facteur 5 à 7 suivant la température, il est donc nécessaire d'étudier l'influence du débit d'air issu de la cavité sur la dynamique de l'écoulement. Le débit d'air issu de la cavité a été doublé de 0.7 g/s à 1.4 g/s.

Les figures 6.20 et 6.21 présentent les champs de vitesse moyens coloriés respectivement par leur norme et par la RMS dans le plan PB.

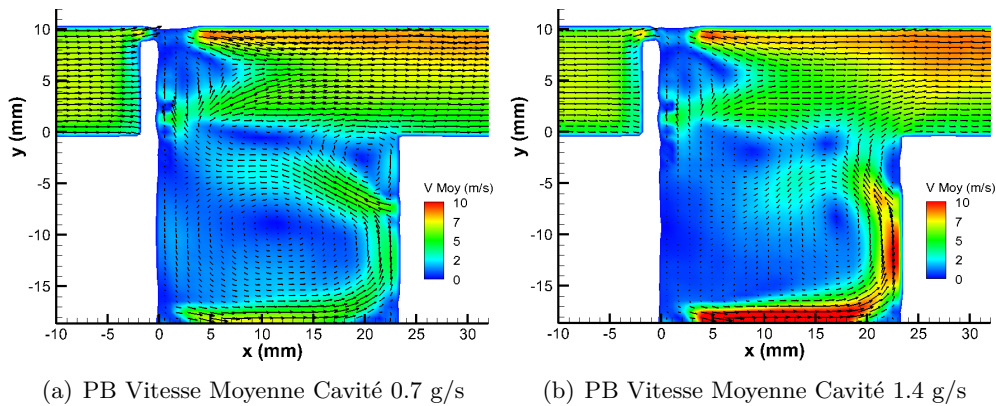


Fig 6.20 – Champ de vitesse moyen dans le PB. Influence du débit cavité.

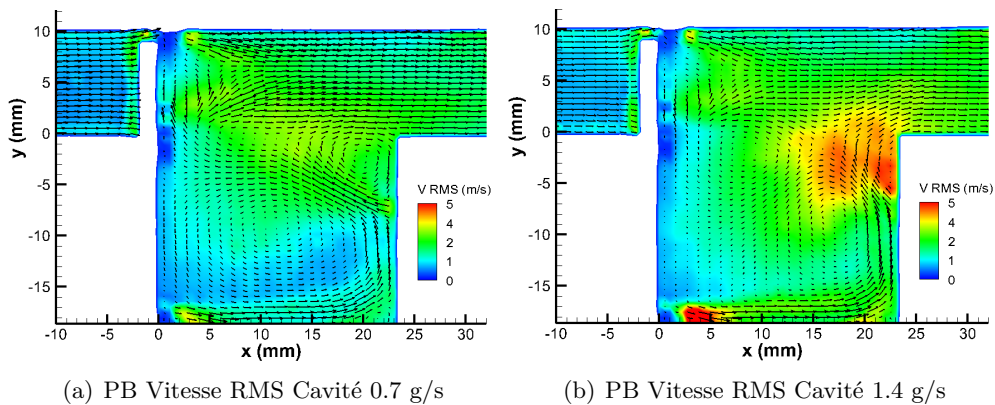


Fig 6.21 – Champ de vitesse RMS dans le PB. Influence du débit cavité.

Cette augmentation provoque le passage d'un écoulement de type "Clos" à un écoulement de type "Mixte" avec une fréquence de $82Hz$ caractérisé par de fortes vitesses RMS sur le bord aval de la cavité (figure 6.23(b)). Des mesures effectuées en supprimant l'air aval montre que l'écoulement devient alors de type "Vidange" : il se vide entièrement dans l'écoulement principal par son bord aval. L'écoulement principal pénètre donc naturellement dans la cavité lorsque le débit d'air de cavité est important. L'air aval tend à refermer le tourbillon de la cavité. Ceci génère alors l'écoulement de type "Mixte". Ceci se traduit par de fortes fluctuations de vitesse comme le montre la figure 6.21. Ces fluctuations sont cohérentes comme nous le montre le spectre du point $M18_C14_A10$ derrière le barreau

Les spectres des fluctuations de vitesse à froid montrent une augmentation de la fréquence des lâchers de tourbillons avec l'augmentation du débit d'air cavité. L'alternance entre la position ouverte et la position fermée dans le PSB est de $70Hz$ dans le cas $M18_C07_A10$, et devient de $100Hz$ dans le cas $M18_C14_A10$. On modifie ainsi la fréquence de lâcher de tourbillons. Dans le cas PSB, la quasi totalité de l'air de cavité est évacuée par l'ouverture de celle-ci. Une augmentation du débit d'air augmente la fréquence de lâcher des tourbillons.

6.5.2 Influence de l'air aval Q_{aA}

Comme nous l'avons noté dans le paragraphe précédent, l'air aval joue un rôle non négligeable sur la structure de l'écoulement puisqu'il permet de passer d'un écoulement de type "Vidange" à un écoulement de type mixte. Voyons à présent ce qu'il en est dans le cas nominal.

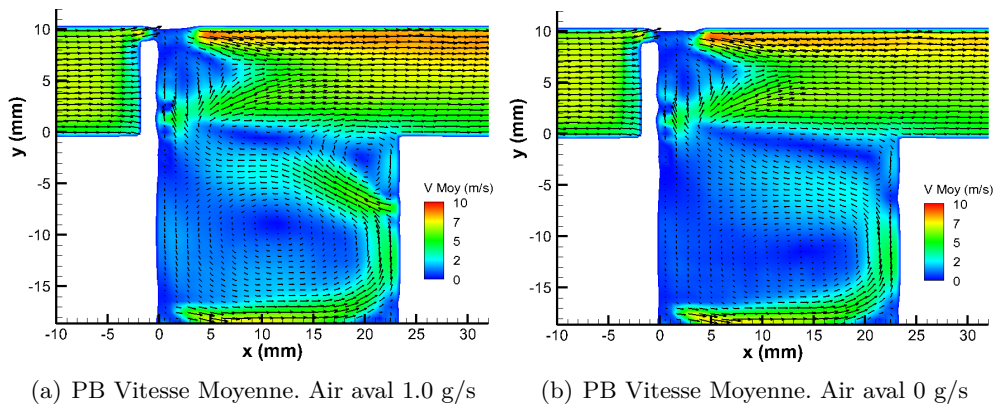


Fig 6.22 – Champ de vitesse moyen dans le PB. Influence du débit cavité.

La figure 6.22 présente la variation de l'écoulement moyen de référence (à gauche) lorsqu'on supprime l'air aval (à droite). La structure moyenne reste globalement inchangée. Cependant, sans l'air aval, le tourbillon aval disparaît avec le refroidissement qui l'accompagne. Les fluctuations dans la cavité sont moins importantes (cf. figure 6.23).

6.5.3 Conclusion partielle

Air cavité. Un débit d'air cavité plus important tend à ouvrir la cavité et à faire pénétrer une forte partie de l'écoulement principal. L'écoulement devient alors

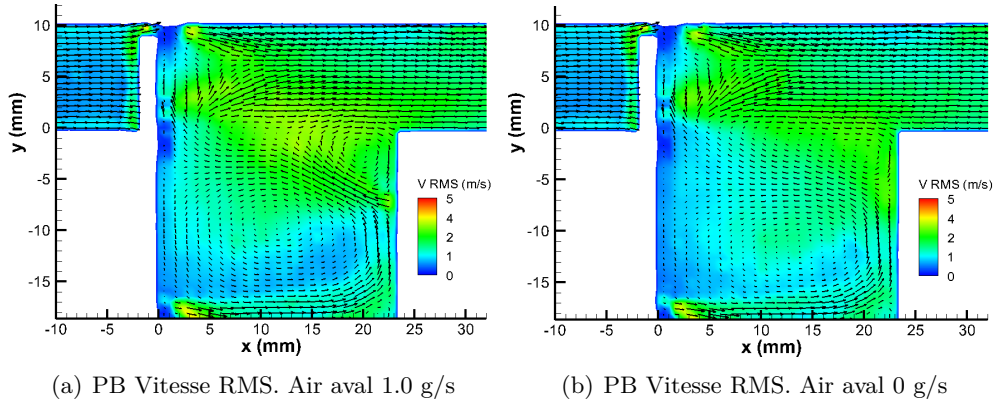


Fig 6.23 – Champ de vitesse RMS dans le PB. Influence du débit d'air aval.

de type "Mixte" ou "Vidange".

Air aval. Lorsque l'écoulement de la cavité est naturellement "Clos" (débit principal et débit cavité pas trop important), l'air aval tend à augmenter les fluctuations à l'intérieur de la cavité. Il délimite également le point de jonction entre l'air principal et l'air cavité. Lorsque l'écoulement de la cavité est naturellement ouvert, c'est à dire de type "Vidange", il tend à se refermer pour devenir un écoulement "Mixte".

6.6 Influence du Swirl

Les mesures avec swirl n'ont pas été réalisées. Cependant une analyse sera donnée dans le paragraphe dédié aux résultats des simulations numériques effectuées par Merlin [138] au paragraphe 6.8.4.

6.7 Récapitulatif des régimes

Les tableaux suivants résument le comportement global de la chambre en fonction des différents paramètres ; Le débit d'air principal, Qa_M , le débit d'air cavité, Qa_C , le débit d'air aval Qa_A .

M10	C07	C10	C14
A00	M	V	V
A05	M	V	V
A10	M	V	V

Tableau 6.4 – Évolution de la structure de l'écoulement en fonction des différents débits pour $Qa_M = 10$ g/s. C Écoulement de type "Clos", V Écoulement de type "Vidange", M Écoulement de type "Mixte". Mesures réalisées dans le PB.

Nous avons pu caractériser les différents régimes de cavité en fonction des débits. Ainsi on observe une évolution progressive de la structure dans la cavité lorsqu'on augmente le rapport Qa_M/Qa_C (figure 6.24) :

- Le régime "Vidange" : L'air de cavité est plaqué contre la paroi aval. L'air principal pénètre à l'intérieur de la cavité et y génère une large zone de re-

M20	C07	C10	C14
A00	C	C	M
A05	C	C	M
A10	C	C	M

Tableau 6.5 – Évolution de la structure de l'écoulement en fonction des différents débits pour $Qa_M = 20$ g/s. C Écoulement de type "Clos", V Écoulement de type "Vidange", M Écoulement de type "Mixte". Mesures réalisées dans le PB.

M30	C07	C10	C14
A00	R	R	M
A05	R	C	C
A10	R	C	C

Tableau 6.6 – Évolution de la structure de l'écoulement en fonction des différents débits pour $Qa_M = 30$ g/s. C Écoulement de type "Clos", V Écoulement de type "Vidange", M Écoulement de type "Mixte". Mesures réalisées dans le PB.

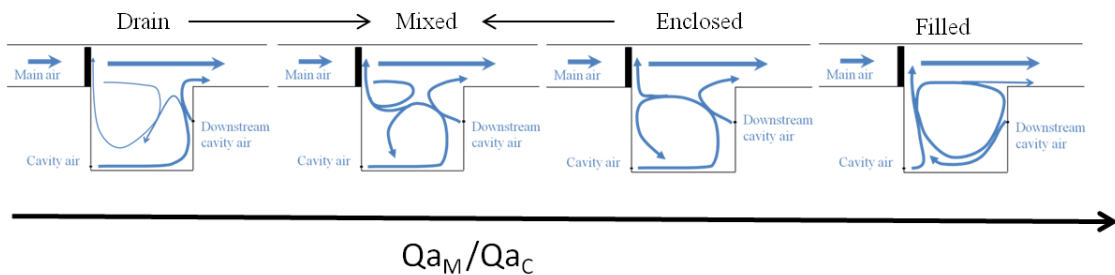


Fig 6.24 – Évolution de la structure de l'écoulement dans la cavité avec le rapport Qa_M/Qa_C .

circulation stable (cf. figures 6.17(a) et 6.25). Une faible partie de l'air injecté dans la cavité recircule dans le fond aval de la cavité. Ce régime est favorisé par $\frac{Qa_M}{Qa_C}$ faible (inférieur à 10 pour un débit $Qa_A = 1$ g/s).

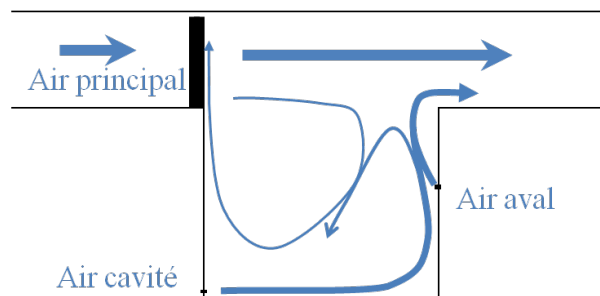


Fig 6.25 – Écoulement de type "Vidange".

- Le régime de type "Mixte" : l'écoulement dans la cavité est constitué de régimes distincts. Deux modes oscillent périodiquement : soit l'air de cavité est plaqué contre la partie aval et s'échappe de la cavité sans y recirculer ou très

faiblement (Écoulement de type "Vidange"), soit l'air, issu de la cavité recircule à l'intérieur de la cavité (Écoulement de type "Clos"). Les deux modes sont présentés sur les figures 6.25 et 6.27.

Ce régime est favorisé par un débit de cavité important et un débit de l'écoulement principal faible, soit un rapport $\frac{Q_{aM}}{Q_{aC}}$ supérieur à celui trouvé dans le cas précédent (Entre 10 et 20 pour un débit $Q_{aA} = 1$ g/s). Un faible débit d'air aval tend également à générer ce régime. Lorsque le débit de cavité est important, l'alternance peut même disparaître et passer en mode "Vidange".

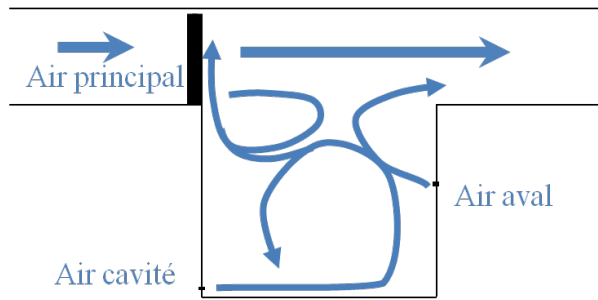


Fig 6.26 – Écoulement de type "Mixte".

- Le régime "Clos" : L'air issu de la cavité recircule dans la cavité. On n'observe pas de lâcher périodique de tourbillons. Ce régime est favorisé par une débit d'air aval plus important, et par un fort rapport $\frac{Q_{aM}}{Q_{aC}}$ (Entre 20 et 30 pour un débit $Q_{aA} = 1$ g/s) (cf. figure 6.2(a) et 6.27).

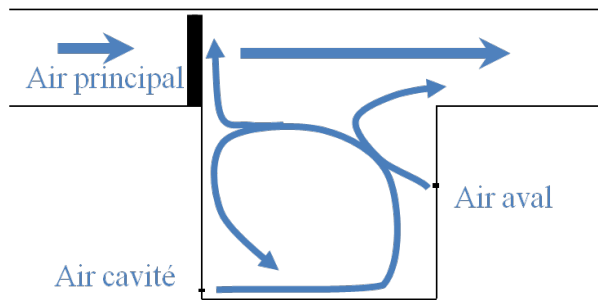


Fig 6.27 – Écoulement de type "Clos".

- Le régime "Rempli" : Un seul tourbillon principal de sens opposé au tourbillon n°1 remplit la cavité. Ce type d'écoulement est favorisé par un très fort rapport $\frac{Q_{aM}}{Q_{aC}}$ (Supérieur à 30 pour un débit $Q_{aA} = 1$ g/s) et un faible débit d'air aval (cf. figure 6.18 et 6.28). Cette structure est très proche de celle rencontrée dans une cavité classique soumise à un écoulement affleurant [30].

Par ailleurs, les mesures de fluctuations de vitesse laissent percevoir des lâchers périodiques de tourbillons uniquement dans les cas de type "Mixte" et de type "Vidange". La fréquence de ces lâchers tend à augmenter avec l'augmentation du débit d'air principal et de cavité.

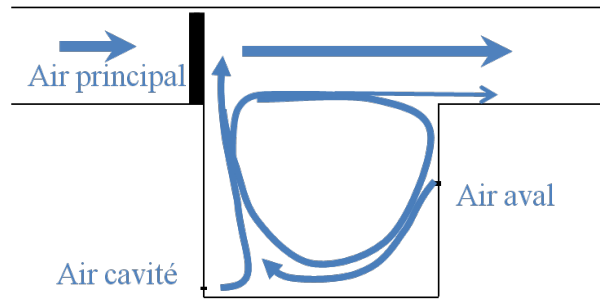


Fig 6.28 – Écoulement de type "Rempli".

6.8 Résultats de simulation numérique

Les mesures faites à froid ont permis la validation de calculs effectués en parallèle de cette thèse, dans le cadre de la thèse de Cindy Merlin [138]. A partir de ces simulations, il est possible d'explorer des configurations non mesurées expérimentalement, et de vérifier si les tendances observées sont confirmées numériquement. Ainsi, nous pouvons étudier l'influence de la longueur de la cavité, d'une très forte augmentation du débit d'air principal ainsi que celle de l'ajout de swirl.

6.8.1 Validation du cas de référence

Les simulations effectuées dans le cas de référence présentent un réel accord tant, sur le champ de vitesse moyen, que dans le champ des fluctuations de vitesse (cf. figures 6.29 et 6.30). Cet accord est excellent pour les profils de vitesses moyennes et bon pour les profils RMS [138].

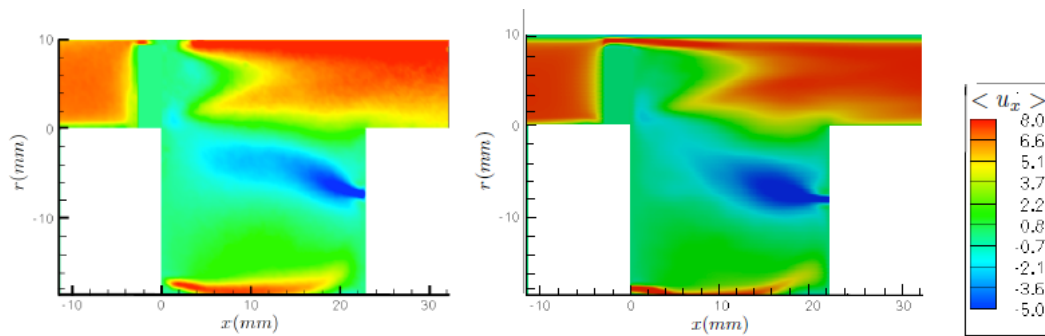


Fig 6.29 – Comparaison entre l'expérience et la simulation numérique du cas de référence dans le PB. Vitesse axiale moyenne. Gauche : PIV, Droite : LES [138].

6.8.2 Effet de la longueur de cavité

L'écoulement a été simulé pour deux longueurs de cavité : 11 mm et 44 mm soit la moitié et le double de la longueur de référence. Les débits correspondent au cas de référence.

La figure 6.31 présente le champ moyen dans le PM et le PB, et la figure 6.32 la norme des fluctuations de vitesse RMS dans le PB et le PM.

On remarque que le tourbillon n°3 du cas de référence a pris toute la place et remplit intégralement la partie supérieure de la chambre. La structure est bien en

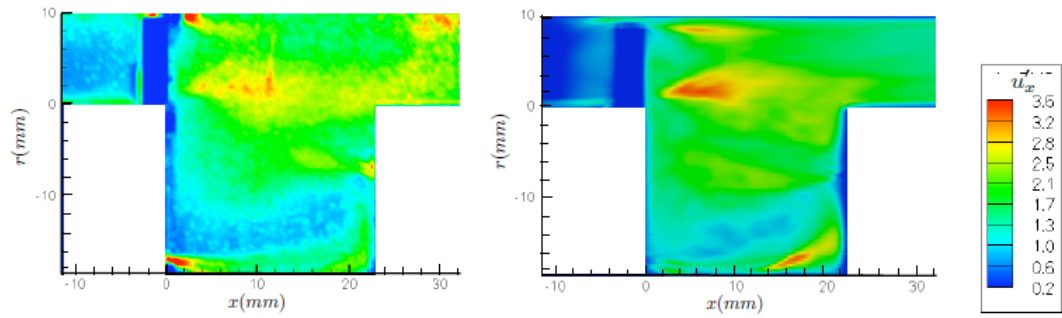


Fig 6.30 – Comparaison entre l'expérience et la simulation numérique du cas de référence dans le PB. Vitesse axiale RMS. Gauche : PIV, Droite : LES [138].

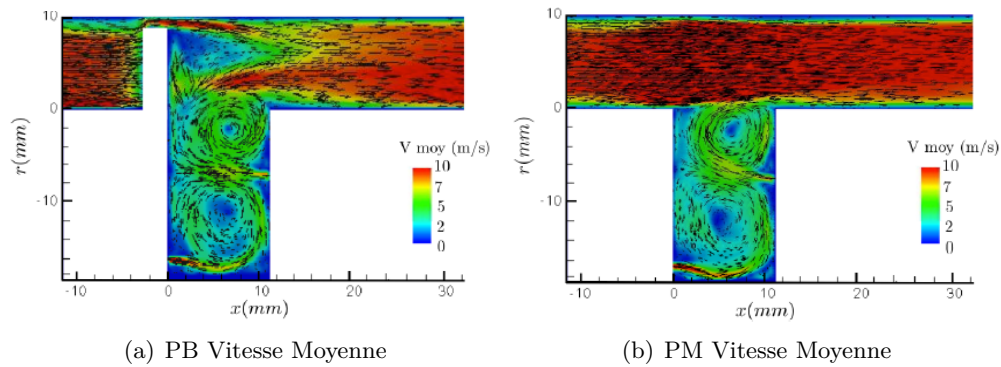


Fig 6.31 – Champ de vitesse moyen. **L11_M20_C07_A10** [138].

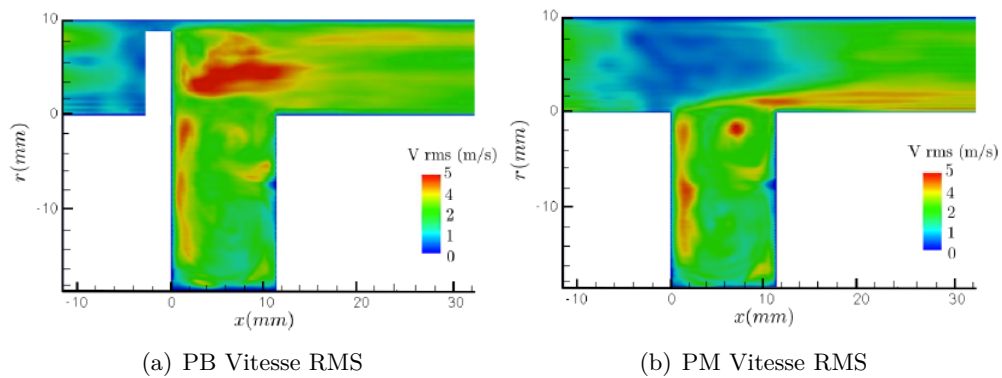


Fig 6.32 – Champ de vitesse RMS. **L11_M20_C07_A10** [138].

double vortex mais elle n'est pas composée du vortex n°2. La cavité se vide toujours sur son bord amont et partiellement sur son bord aval. Cette structure correspond à celle d'une cavité profonde [30] décrite au paragraphe 3.1.1. L'ajout d'injections de fluide à l'intérieur de la cavité ne fait que renforcer les structures existantes naturellement.

La norme des fluctuations de vitesse est toujours très importante dans le sillage des barreaux. On remarque également de faibles fluctuations sur le bord aval de la cavité traduisant une relativement faible interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement issu de la cavité. On peut noter cependant une variation dans la position du centre du vortex supérieur comme le traduit le pic isolé de fluctuations RMS.

le champ de vitesse moyen, pour une longueur de cavité de 44 mm, est présenté sur la figure 6.33. On remarque ainsi un champ moyen beaucoup plus complexe que précédemment avec de nombreux tourbillons. On note ainsi deux structures tourbillonnaires au fond de la cavité et deux en surface. On observe toujours dans le PB la présence du sillage ainsi que la remontée de gaz brûlés. De fortes fluctuations de vitesse dans la partie aval de la cavité traduisent les fortes interactions qui doivent exister entre l'écoulement de la cavité et l'écoulement principal (cf. figure 6.34). Le niveau global des fluctuations de vitesse est beaucoup plus important que pour de plus faibles longueurs de cavité, ce qui laisse supposer un écoulement beaucoup moins stable.

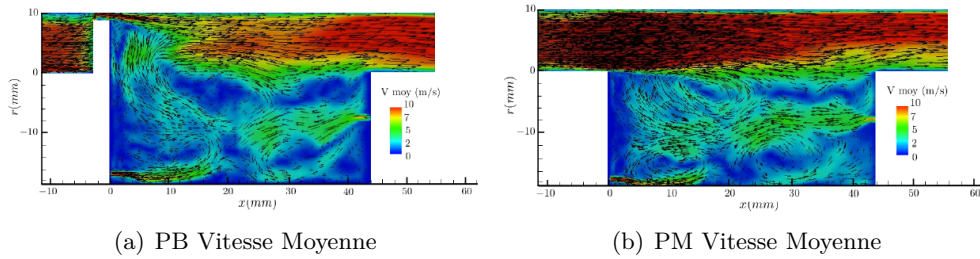


Fig 6.33 – Champ de vitesse Moyen. **L44_M20_C07_A10** [138].

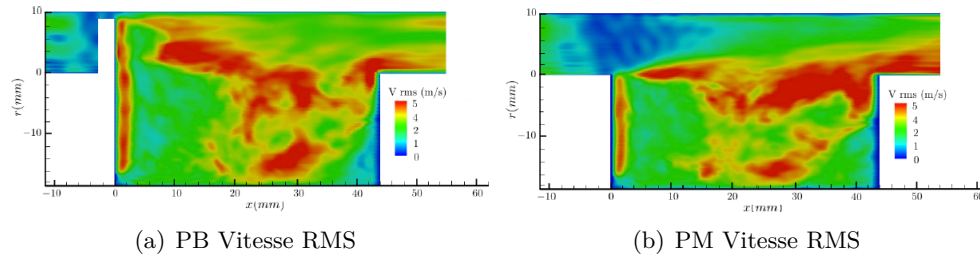


Fig 6.34 – Champ de vitesse RMS. **L44_M20_C07_A10** [138].

6.8.3 Effet du débit d'air principal

Le débit d'air principal a été augmenté numériquement jusqu'à 60 g/s. Le champ moyen dans le PM et le PB est présenté sur la figure 6.35. On remarque ainsi que la structure "Rempli" trouvée pour un débit principal de 30 g/s, se maintient à 60 g/s. Cette structure est celle trouvée dans des configurations sans injection d'air dans la cavité pour toutes les gammes de vitesses [30].

6.8.4 Effet de l'ajout du swirl

L'effet de l'ajout de la giration est étudié numériquement pour un débit de 30 g/s. Ce point correspond aux débits d'air utilisés à chaud pour un point stable (cf. paragraphe 8.3.2).

Tout d'abord on remarque que la giration de l'écoulement principal modifie radicalement la structure de l'écoulement. La zone de recirculation initialement présente dans le PB se retrouve principalement dans le plan PM. L'épaisseur de la zone de

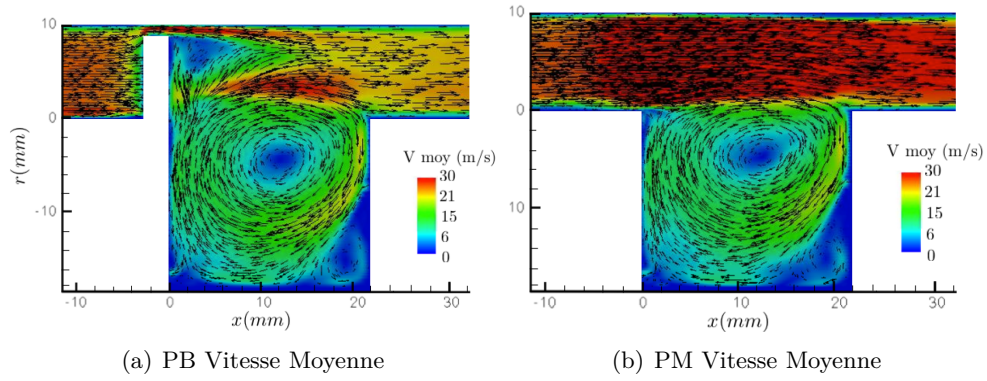


Fig 6.35 – Champ de vitesse moyen. Cas *L22_M60_C07_A10* [138].

recirculation dans le PB est pour sa part beaucoup plus petite. On observe ainsi la remontée de gaz de cavité brûlés dans le PB et dans le PM.

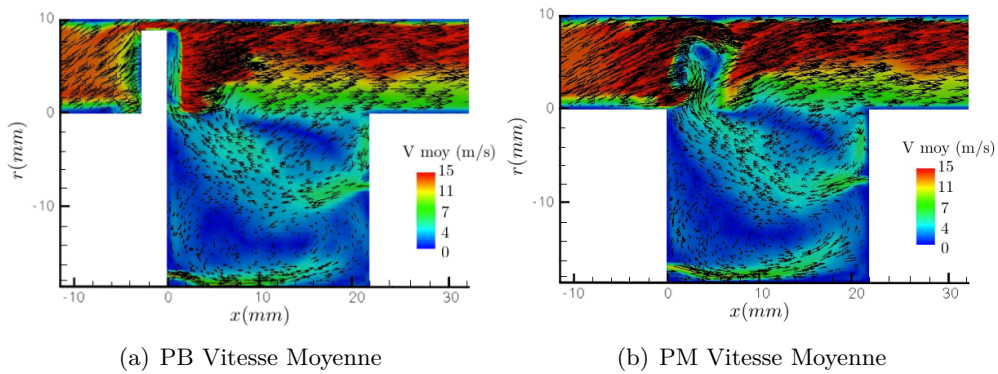


Fig 6.36 – Champ de vitesse Moyen. Cas *L22_M30_C07_A10 avec swirl* [138].

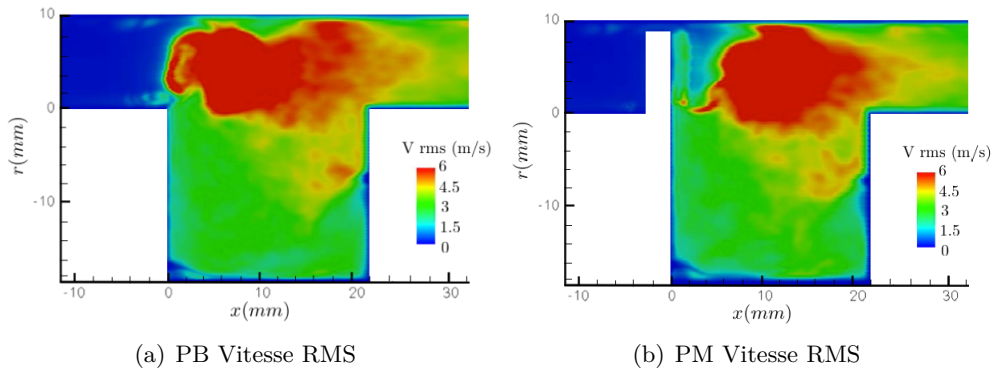


Fig 6.37 – Champ de vitesse RMS. Cas *L22_M30_C07_A10 avec swirl* [138].

La structure de l'écoulement à l'intérieur de la cavité est également modifiée. Tout comme dans le cas $Qa_M = 30g/s$, l'écoulement principal pénètre sur le bord aval de la cavité et vient dévier vers le bas l'air de refroidissement aval. Cette déviation ne supprime cependant pas le vortex généré par l'injection dans la partie amont de la cavité.

Il faut également noter que la structure du champ de vitesse obtenue par la simulation numérique du point $Qa_M = 30g/s$ non swirlé, ne correspond pas à celui

observé expérimentalement. La structure mesurée par PIV fait état d'un seul vortex principal à l'intérieur de la cavité et d'un placage de l'écoulement issu de l'injection de cavité directement contre la paroi amont. Ce placage n'existe pas numériquement [138]. Il se forme alors un second vortex dans le bas de la cavité.

Les structures constatées numériquement avec swirl et sans swirl sont donc à première vue similaires. Il existe cependant une différence importante : dans le premier cas, la taille du vortex supérieur est plus importante que dans le second et la déviation du jet d'air aval est moins marquée. L'ajout de swirl tend donc à diminuer l'interaction entre l'écoulement de cavité et l'écoulement principal. Cette observation est également corroborée par Merlin qui note des fluctuations de vitesse plus faibles sur la partie haute de la cavité en sa présence [138]. Il est également intéressant de noter que le tourbillon généré est stable comme en témoigne le niveau relativement faible des fluctuations de vitesse dans le PM et le PB au milieu de la cavité (cf. figure 6.37).

Merlin [138] a également noté une augmentation de la norme de la vitesse radiale dans le sillage du barreau, liée à l'augmentation de la norme de la vitesse de l'écoulement principal (La norme de la vitesse est multipliée par deux (cf. paragraphe 4.2.5)). En assez bon accord avec les expériences, Merlin relève des vitesses maximales d'environ 5 m/s dans le cas de référence. Cette vitesse augmente à plus de 8 m/s (dans le PM à cause de la giration) avec swirl pour un $Qa_M = 30$ g/s contre 7 m/s sans swirl. Cette augmentation a lieu pour des structures relativement identiques.

6.8.5 Conclusion sur les simulations numériques

Les simulations numériques ont donc mis en évidence l'importance de la taille de la cavité sur la structure de l'écoulement : une cavité trop courte risque d'éteindre la flamme du fait de l'air d'injection aval, une cavité trop longue augmente fortement l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité. Ceci risque de favoriser l'apparition d'instabilités de combustion.

La simulation effectuée avec un fort débit principal valide la structure observée pour un débit principal de 30 g/s. L'écoulement tend à devenir similaire à celui d'un écoulement classique au-dessus d'une cavité [30].

L'effet de l'ajout de swirl est plus délicat à évaluer puisque l'écoulement sans swirl, simulé numériquement pour un débit de 30 g/s, ne correspond pas à celui expérimental. Néanmoins, la simulation numérique met en évidence une plus faible interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité avec swirl. Ceci peut avoir pour conséquence une meilleur stabilisation de la flamme.

6.9 Conclusions des mesures à froid

La structure en double vortex théorique souhaitée a bien été obtenue à froid dans le cas d'une longueur de cavité de 22 mm. Cependant celle-ci dépend de différents paramètres. En particulier, nous avons vu l'influence majeure qu'ont l'air principal et l'air de cavité sur la structure et sur la dynamique de l'écoulement. Ces deux paramètres possèdent des effets opposés : l'un tend à fermer, voir même à remplir la cavité, l'autre tend à l'ouvrir. Ainsi lorsque le rapport Qa_M/Qa_C augmente, l'écoulement passe d'une structure de type "Vidange" dans laquelle la cavité se vide sur son bord aval, à une structure de type "Rempli" dans lequel l'écoulement est semblable

à celui rencontré dans les écoulement affleurants sur une cavité sans injection d'air à l'intérieur.

Une comparaison avec les simulations numériques montre que l'ajout de swirl tend à réduire l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement cavité.

Ceci montre que l'extrapolation à chaud des mesures réalisées à froid est délicate, en particulier si des instabilités de combustion interviennent.

Nous avons pu également faire ressortir des éléments susceptibles d'impacter fortement la stabilité de la flamme.

Éléments stabilisateurs. Au vu de ce que nous avons pu analyser précédemment, plusieurs éléments sont susceptibles de générer une flamme stable :

- Il est nécessaire que l'écoulement soit de type "Clos", en double vortex. Ceci implique une parfaite indépendance entre l'écoulement principal et l'écoulement de la cavité, c'est à dire que l'écoulement principal ne perturbe pas la dynamique de la flamme de la cavité. Au regard des tableaux ci dessus (cf. Tableau 6.4, 6.5, 6.6). La chambre doit donc avoir un débit d'air principal relativement important et un débit d'air de cavité pas trop élevé.
- Il faut également un bon lien entre l'écoulement issu de la cavité et l'écoulement principal. Ceci suppose une dépression derrière le barreau avec un débit de passage relativement élevé. Une section minimale de barreau, ainsi qu'un débit principal suffisant sont nécessaires.

Éléments déstabilisateurs. Nous pouvons également mettre en évidence des éléments susceptibles de déstabiliser la flamme :

- Tout d'abord, la présence d'un régime de type "Vidange" ou "Mixte" qui fait pénétrer l'écoulement principal dans la cavité, de manière continue ou périodique. Ces régimes sont favorisés par un faible rapport Q_{aM}/Q_{aC} ainsi que par un débit d'air aval important.
- Il faut une flamme dans la cavité qui puisse émettre des radicaux. Il ne faut donc pas, sous peine d'éteindre la flamme de la cavité, ou du moins d'annihiler l'effet des gaz brûlés, une largeur de la cavité trop faible, ou un débit d'air aval soit trop important. Ceci supprimerait l'élément stabilisateur de la chambre.
- Il est également nécessaire d'éviter de se retrouver dans le cas "Rempli" (fort rapport Q_{aM}/Q_{aC}). Bien que cette structure apporte des gaz brûlés à la base de la flamme principale, elle tend à supprimer l'intérêt de l'air de refroidissement aval. Ceci suppose un débit de cavité suffisamment important ou encore une forme géométrique de la cavité empêchant cette bifurcation de l'écoulement.

Chapitre 7

Etude de l'écoulement réactif dans la cavité seule

Sommaire

7.1	Influence de la vitesse principale et de la richesse de cavité	124
7.1.1	Influence de la vitesse de l'écoulement principal	124
7.1.2	Influence de la richesse	127
7.1.3	Conclusion partielle	130
7.2	Influence de longueur de la Cavité	131
7.2.1	Conclusion partielle	134
7.3	Influence du swirl	134
7.4	Conclusion sur la stabilisation par la cavité	136

Le chapitre précédent portait sur l'étude de la structure de l'écoulement à froid ainsi que sur les différents éléments susceptibles d'influer sur la stabilité de la flamme.

Dans ce chapitre, seule la cavité est alimentée par un mélange réactif.

L'objectif de ce chapitre est ainsi d'isoler et d'étudier paramétriquement le comportement de la cavité de manière à mieux cerner sa dynamique intrinsèque, indépendamment de la dynamique de la flamme principale et de son interaction avec la cavité.

Rappelons le principe de stabilisation : une flamme stable dans une cavité génère des gaz brûlés qui par l'intermédiaire de l'aspiration derrière les barreaux viennent stabiliser la flamme principale le plus en amont possible, grâce aux gaz brûlés.

L'étude portera donc sur deux aspects :

- La stabilité, avec les mesures couplées des fluctuations des émissions de Chimiluminescence CH^* et de pression.
- La structure de la flamme grâce, aux émissions CH^* . Nous nous intéresserons plus particulièrement aux éléments favorisant la remontée des gaz brûlés le long des barreaux.

Dans un premier temps, l'étude portera sur l'influence de la vitesse de l'écoulement principale et de la richesse de la cavité sur ces deux aspects. L'influence de la longueur de la cavité ainsi que celle de l'ajout de swirl seront étudiées. Enfin, les conditions et les mécanismes propices à la bonne stabilité de la flamme dans la cavité seront résumés. Dans tout ce chapitre, le débit d'air aval sera constant (1 g/s) tout comme le débit d'air cavité ($Q_{aC} = 0.7$ g/s). Les expériences sont conduites avec la présence des barreaux et la richesse de l'écoulement principal sera nulle. Plus tard, ce mode de combustion sera désigné sous le nom **FCS**, Flamme Cavité Seule.

7.1 Influence de la vitesse principale et de la richesse de cavité

7.1.1 Influence de la vitesse de l'écoulement principal

Le cas de référence pour cette étude correspond à une richesse de cavité ϕ_C de 3. Une richesse aussi importante a deux avantages. Tout d'abord, dans le diagramme de stabilité, celle-ci est celle du cas le plus stable dans des conditions pleinement réactives. Des richesses plus faibles produisaient davantage de fluctuations de la flamme. D'autre part, cette forte richesse, dans l'optique de réduction des oxydes d'azote permet d'obtenir des températures de gaz brûlés compatibles avec une faible émission de NO_x .

L'étude porte sur l'effet de la vitesse de l'écoulement principal sur la structure moyenne et sur les fluctuations des émissions CH^* :

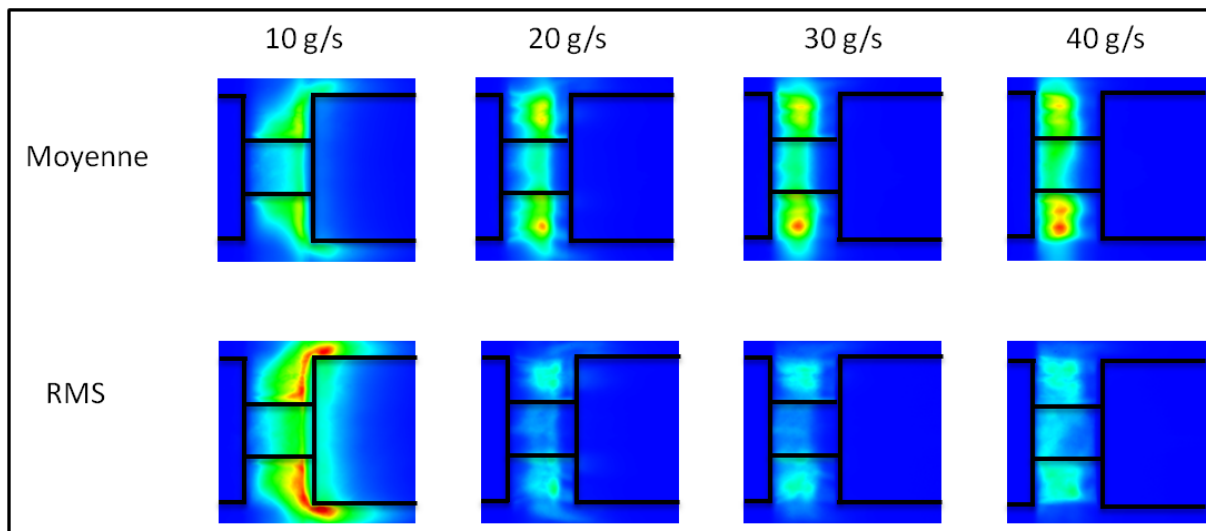


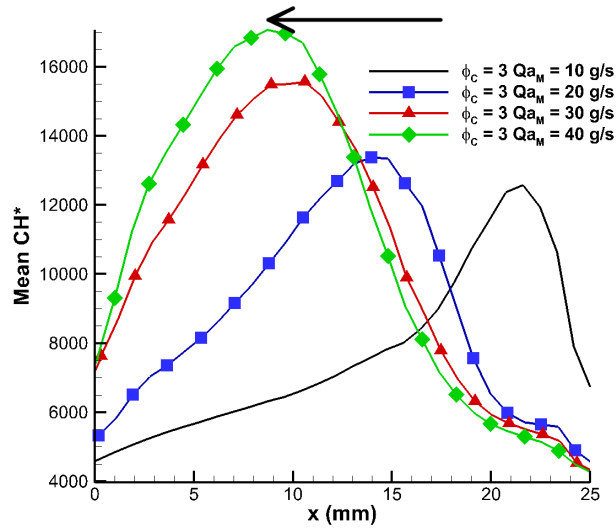
Fig 7.1 – Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différents débits d'air principal. Richesse de la cavité : 3

La figure 7.1 présente l'évolution de la structure de la flamme dans la cavité pour différents débits de l'écoulement principal Q_{aM} : 10 g/s (3.8 m/s), 20 g/s (7.7 m/s), 30 g/s (11.6 m/s) et 40 g/s (15.5 m/s).

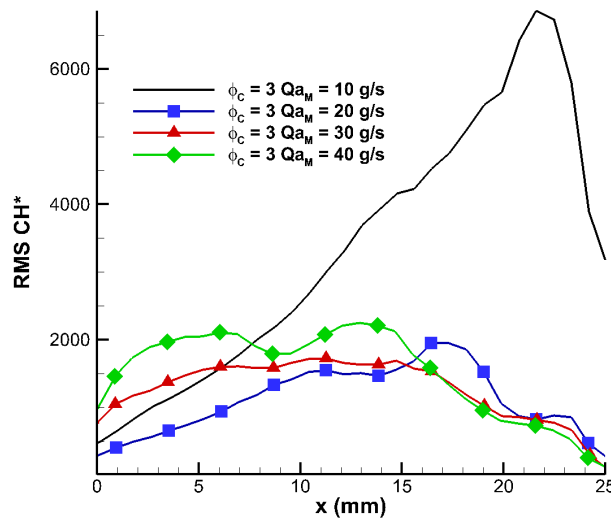
Lorsque le débit de l'air principal est de 10 g/s (3.8 m/s), la flamme est en moyenne située sur le bord aval de la cavité et ressort dans l'écoulement principal. Pour des débits plus importants, sa position passe dans la cavité et elle y reste bloquée.

On observe de très fortes fluctuations de la flamme pour un débit de 10 g/s : ces fluctuations sont dues à des oscillations entre une position située à l'intérieur de la cavité et une position externe. Ainsi, à partir des images instantanées, on peut observer qu'à faible débit, l'écoulement réactif dans la cavité oscille entre deux écoulements : l'un de type "Vidange", l'autre de type "Clos" (cf. le paragraphe 6.7). Ces fluctuations diminuent fortement avec l'augmentation du débit. L'écoulement devient stable et de type "Clos".

Le profil des émissions CH^* , (entre les flammes situées dans la trainée des barreaux que l'on peut voir par exemple sur la figure 7.1, $Q_{aM} = 20$ g/s) pour une



(a) Moyenne



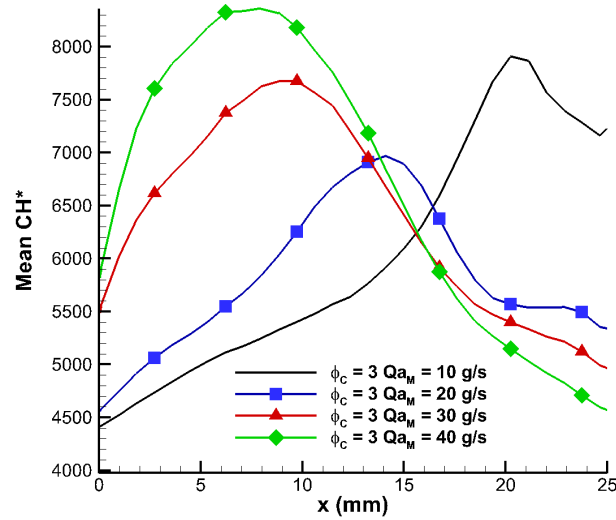
(b) RMS

Fig 7.2 – Emissions CH dans la cavité pour différents débits. $Y = -3$ mm, Richesse de cavité : 3.

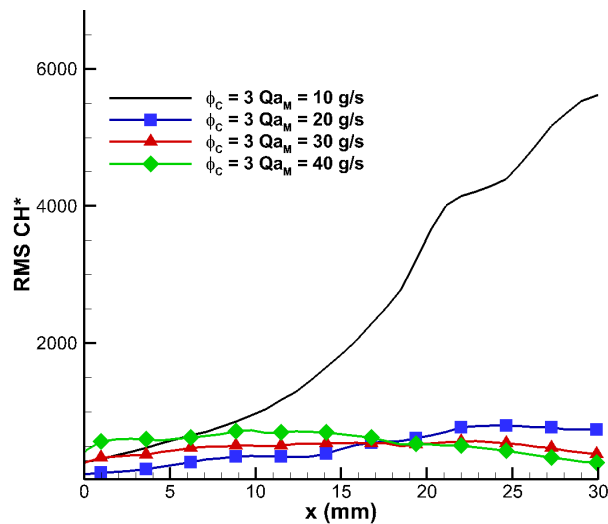
position située à $y = -3$ mm permet l'étude plus précise de la structure de la flamme à l'intérieur de la cavité. Les résultats sont présentés sur la figure 7.2. On retrouve la position de la flamme sur le bord aval pour un débit de 10 g/s. L'augmentation de la vitesse principale, non seulement bloque la flamme dans la cavité, mais tend à en décaler la position contre la paroi amont, comme en témoigne la figure 7.2(a).

On retrouve les très fortes fluctuations des émissions pour un débit de 10 g/s : 6 fois plus que lorsque la flamme est bloquée à l'intérieur de la cavité (cf. figure 7.2(b)). Le positionnement des fluctuations s'y décale également.

Examinons à présent l'évolution de la structure de la flamme à l'extérieur de la cavité. Les images moyennes et RMS laissent apercevoir la présence de trainées d'émissions CH^* dans le sillage des barreaux. Ces trainées apparaissent à 20 g/s (7.7 m/s) et se maintiennent pour des débits plus importants. Elles traversent de part en part la cavité. Le profil des émissions CH^* pour $y = 5$ mm représenté sur la figure 7.3, mesure uniquement les émissions de la flamme dans l'écoulement principal.



(a) Moyenne



(b) RMS

Fig 7.3 – Emissions CH au milieu de l'écoulement principal pour différents débits.
 $Y = 5$ mm, Richesse de cavité : 3.

Compte-tenu de leur emplacement, elles correspondent aux émissions dans le sillage des barreaux. Les émissions moyennes (cf. figure 7.3(a)) présentent l'évolution de la structure de la flamme issue de la cavité dans l'écoulement principal. Pour un débit de 10 g/s (3.8 m/s), comme la flamme est située principalement au niveau de la partie aval de la cavité ($x > 15$ mm), il n'y a pas d'aspiration à la base des barreaux et les fluctuations de la flamme dans l'écoulement principal sont très importantes (cf. figure 7.3(b)). Pour un débit de 20 g/s (7.7 m/s) on note la présence de la flamme à partir du milieu de la cavité (12 mm). Pour des débits supérieurs, la flamme est collée contre les barreaux. Les émissions sont importantes dès les premiers millimètres et les maxima des émissions se situent 5 et 10 mm en aval du barreau.

La variance du signal de pression de la chambre peut être considérée comme un bon indicateur de la stabilité de la flamme. Les figures 7.4(a) et 7.4(b) présentent le spectre du signal de pression pour un débit d'air principal respectivement de 10

g/s et 40 g/s. La présence d'harmoniques sur la figure 7.4(a) est caractéristique de modes acoustiques et de l'instabilité de la flamme. Ces harmoniques ont disparu dans le cas à 40 g/s.

La figure 7.5) montre la variance du signal de pression. Ceci est une estimation de l'énergie des fluctuations de pression à l'intérieur de la chambre, et correspond à la variance du signal de pression.

Les valeurs passent de $27\,000 \times 10^3 \text{ Pa}^2$ pour 10 g/s à $5.5 \times 10^3 \text{ Pa}^2$ pour 20 g/s et remontent ensuite à $47.4 \times 10^3 \text{ Pa}^2$ pour 40 g/s. On retrouve la différence fondamentale dans le comportement de la chambre entre 10 et 20 g/s. A ces fortes fluctuations de pression, est associée une vitesse acoustique calculée selon l'approximation suivante :

$$v_{acoustique} = \frac{p'}{\rho_0 * c_0} \quad (7.1)$$

avec $v_{acoustique}$ l'amplitude des fluctuations de vitesse générées par l'acoustique, p' l'amplitude de la fluctuation de pression, ρ_0 la masse volumique moyenne de l'air et c_0 la vitesse moyenne du son dans l'ensemble des conduits. Les conditions sont supposées être proches de celles à 580 K en aval de la cavité (température adiabatique de combustion, en prenant en compte la richesse globale : $\phi_G = 0.18$ et un rendement de 50 % cf. Annexe B.2) et 300 K en amont. Ceci conduit, avec une fluctuation de pression de 4000 Pa ($Q_{aM} = 10 \text{ g/s}$) d'amplitude, à des fluctuations de vitesse d'environ 14 m/s en aval de la cavité et 10 m/s en amont. La vitesse de l'écoulement principal devient négatif.

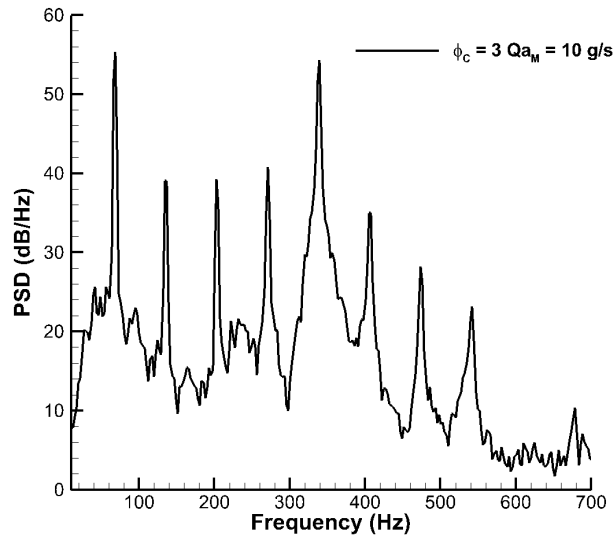
Ces éléments dénotent deux choses :

- à fort débit principal, pour une forte richesse dans la cavité, la combustion se poursuit dans l'écoulement principal grâce à l'aspiration des barreaux. L'écoulement est de type "Clos" et l'augmentation du débit tend à plaquer la flamme de cavité contre la paroi amont.
- à faible débit principal, pour une forte richesse dans la cavité, une forte instabilité de combustion thermo-acoustique se développe et provoque une alternance dans la position de la flamme accentuée par les fortes fluctuations de vitesse de l'écoulement principal. La flamme va d'avant en arrière au grès des fluctuations de vitesse dans l'écoulement principal.

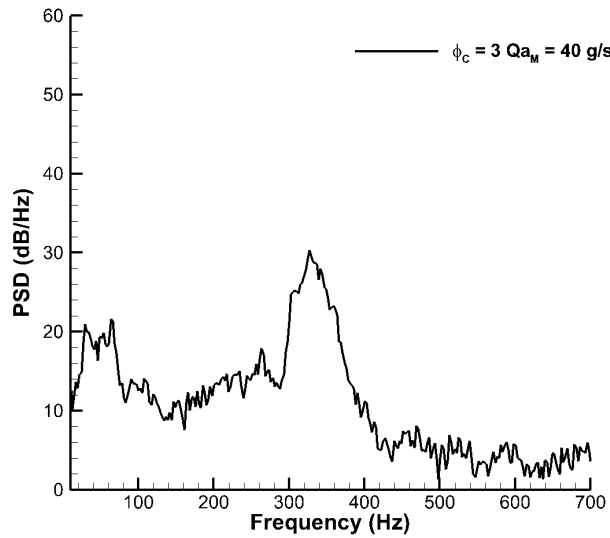
7.1.2 Influence de la richesse

L'étude porte à présent sur une richesse de cavité plus faible.

La richesse de la cavité a été réduite à 1.5. La figure 7.6 présente l'évolution des émissions moyennes en fonction du débit d'air principal. On remarque, en comparaison avec le cas $\phi_C = 3$, que le passage de 10 g/s à 20 g/s ne présente plus de modification importante de la structure. A 10 g/s, la flamme est collée contre la paroi aval, mais n'oscille pas comme en témoigne les images RMS. L'augmentation du débit tend à replier la flamme dans la cavité sans grandes fluctuations. Les gaz brûlés se vident alors davantage vers le bord amont, c'est à dire, en direction des barreaux. Ceci est d'autant plus visible que le débit d'air principal est important. On n'observe cependant pas de flammes dans l'écoulement principal. Des mesures



(a) $Qa_M = 10$ g/s



(b) $Qa_M = 40$ g/s

Fig 7.4 – Spectre du signal de pression pour différents débits d'air principal.
Richesse de cavité 3.

en PIV sur ces points permettraient de confirmer la dynamique à l'intérieur de la cavité. Le comportement de la flamme est cependant complètement différent du cas $\phi_C = 3$.

Les fluctuations de pressions (cf. figure 7.5) mettent en évidence une plus grande stabilité en réduisant la richesse de la cavité. Pour un débit de 10 g/s, la variance du signal passe de $2700 \times 10^3 Pa^2$ pour une richesse de 3, à $9.7 \times 10^3 Pa^2$ pour une richesse de 1,5. L'instabilité de combustion a disparu. Pour des débits plus importants, les différences des énergies de fluctuations de pression sont également plus faibles.

Une hypothèse explique la différence entre la richesse 1.5 et la richesse 3 pour de faibles débits (10 g/s). La figure 7.7 la résume schématiquement. Dans le cas de la richesse égale à 1.5 (cf. figure 7.7(a)), la dynamique de l'écoulement est probablement comparable à celle obtenue figure 6.17(a), et ce d'autant plus que la dilatation thermique de l'air issu de la cavité tend à ouvrir l'écoulement. L'écoulement principal pénètre à l'intérieur de la cavité de manière stable, l'écoulement est de type

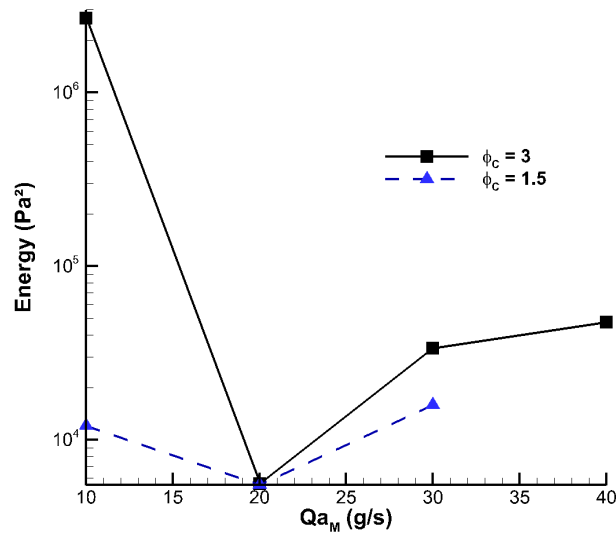


Fig 7.5 – Évolution de l'intensité des fluctuations de pression pour différents débits d'air. Richesse de la cavité : 3 et 1.5.

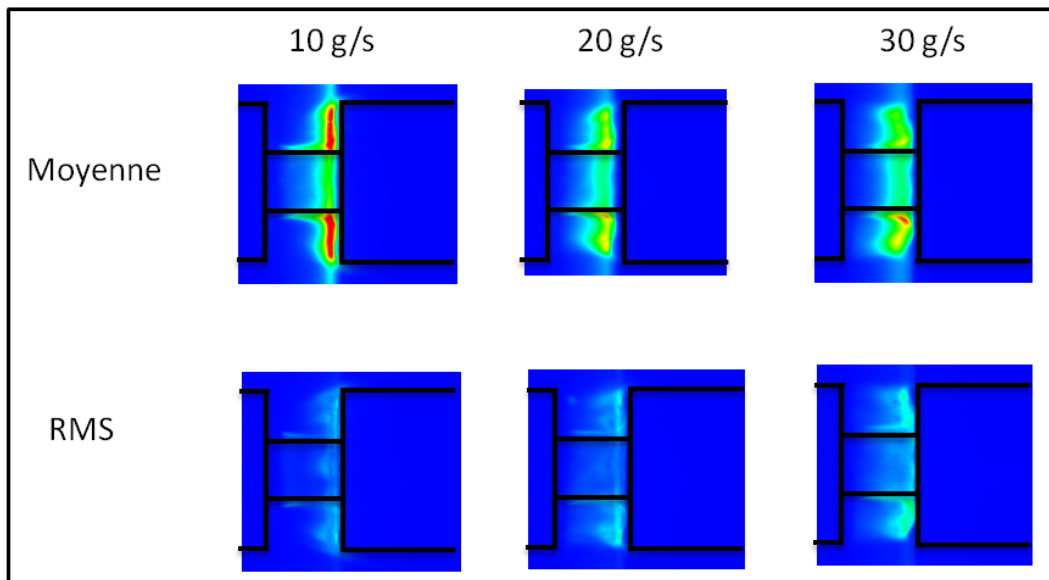


Fig 7.6 – Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différents débit d'air principal. Richesse de la cavité : 1.5.

"Vidange". L'ajout d'air aval tend à diminuer fortement la richesse ou à éteindre la flamme (cf. figure 7.7(b)). La combustion ne se poursuit plus dans l'écoulement principal. Lorsque la richesse augmente, la vitesse de flamme laminaire étant beaucoup plus faible, la flamme s'allonge considérablement. Une faible perturbation de l'écoulement dans la cavité modifie la richesse locale et modifie l'intensité et la position du dégagement de chaleur sur une grande surface. Cette perturbation est alors la source de l'instabilité qui s'amplifie au travers des fluctuations de vitesse dans l'écoulement principal.

Pour des débits plus importants, (30 g/s), la cavité est de type "Clos". L'écoulement principal n'en modifie plus la structure. Il tend cependant à augmenter par cisaillement, les pertes thermiques de la flamme et à augmenter l'aspiration derrière le barreau. La flamme tend à se rapprocher du bord amont de la cavité. Si

la richesse est suffisamment importante, la combustion continue dans l'écoulement principal. Ceci explique sans doute une augmentation plus importante des fluctuations de pression pour un débit entre 20 et 30 g/s pour une richesse de 3, que pour une richesse de 1.5.

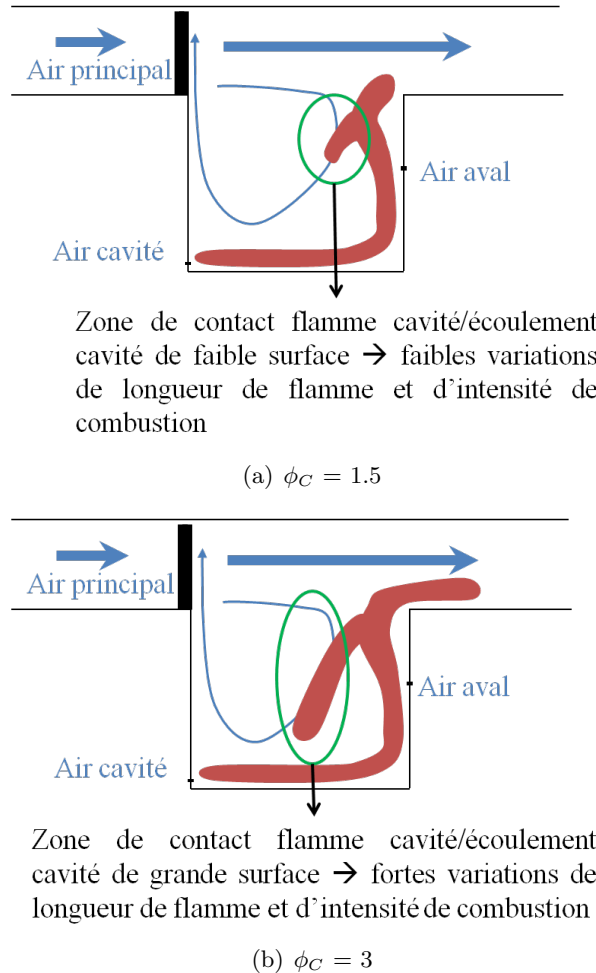


Fig 7.7 – Explication des différences de structures observées entre $\phi_C = 1.5$ et $\phi_C = 3$ pour $Q_{aM} = 10$ g/s.

7.1.3 Conclusion partielle

Un débit principal important et une forte richesse de cavité favorisent un écoulement stable dans la cavité ainsi qu'une bonne remontée des gaz brûlés dans l'écoulement principal. L'écoulement est de type "Clos".

A l'inverse, un débit principal faible et une forte richesse de cavité provoquent une instabilité dans la cavité. L'écoulement est de type "Mixte". Toujours pour un faible débit, une faible richesse procure une bonne stabilité mais ne favorise pas la remontée de gaz brûlés derrière les barreaux et génère aussi un écoulement de type "Vidange".

7.2 Influence de longueur de la Cavité

L'étude, à présent, se porte sur l'influence de la longueur de la cavité. Celle-ci varie entre 14 et 30 mm. Sont testés deux richesses de cavité (ϕ_C), 1.64 et 3, et deux débits d'air principal (Q_{aM}), 10 et 20 g/s.

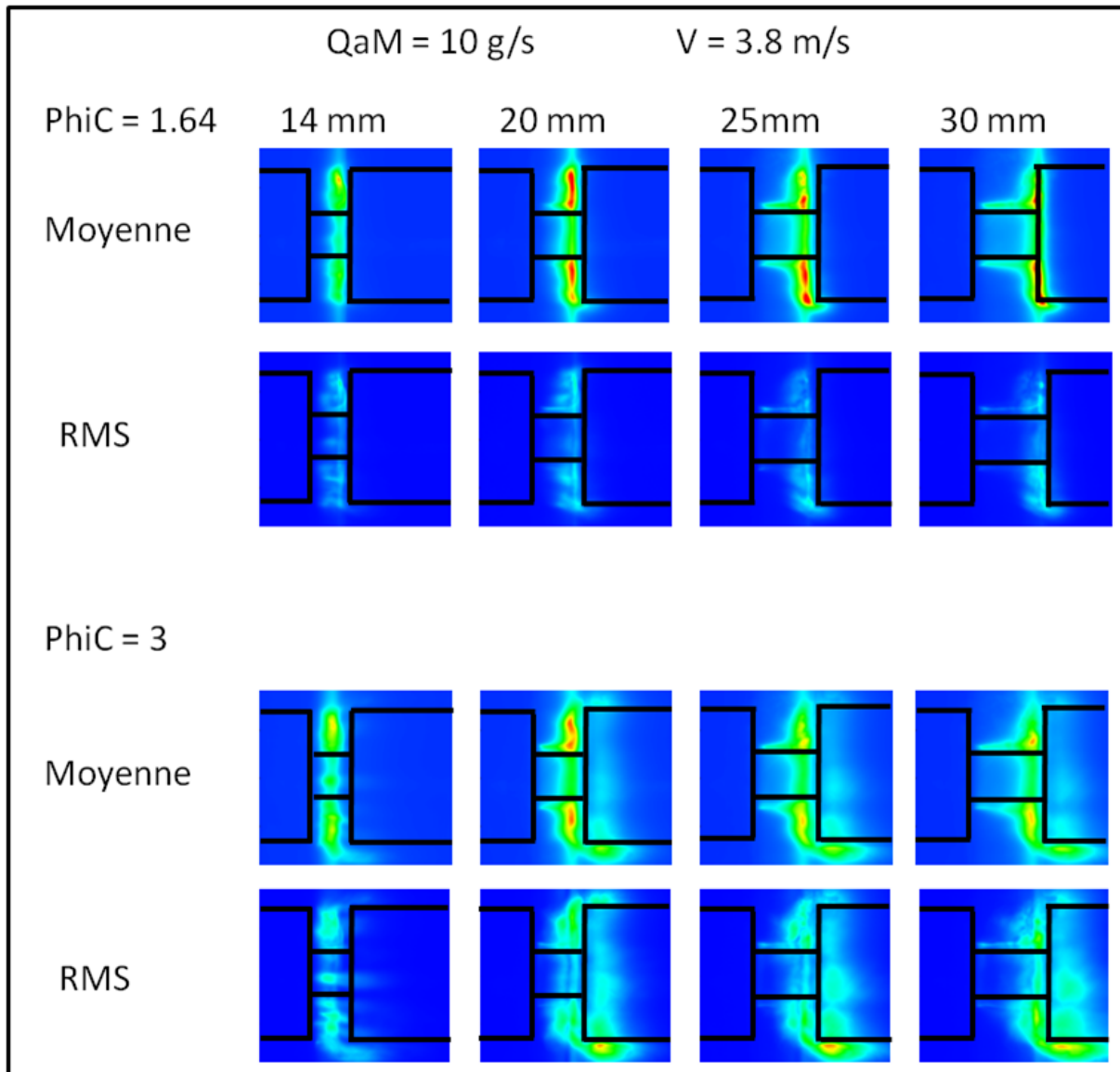


Fig 7.8 – Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différentes longueurs de cavité. Débit d'air principal 10 g/s.

La figure 7.8 présente, pour deux richesses de cavité, l'évolution de la structure et de la stabilité de la flamme lorsque la cavité seule est alimentée en carburant. Ceci est réalisé pour un débit principal faible (10 g/s) et pour différentes longueurs de cavité. La figure 7.9 présente les mêmes mesures, réalisées cette fois, avec un débit principal plus important (20 g/s).

A faible débit, pour une richesse de cavité de 1.64, la structure de la flamme varie peu avec la longueur de cavité et reste positionnée sur le bord aval. La cavité est initialement de type "Clos" et évolue vers un écoulement de type "Vidange". Les fluctuations RMS restent faibles.

Pour une richesse de 3 et une longueur de 14 mm, la cavité se vide de manière stable dans le sillage du barreau. Pour des longueurs plus importantes, elle se vide de manière intermittente par son bord aval en générant de fortes fluctuations.

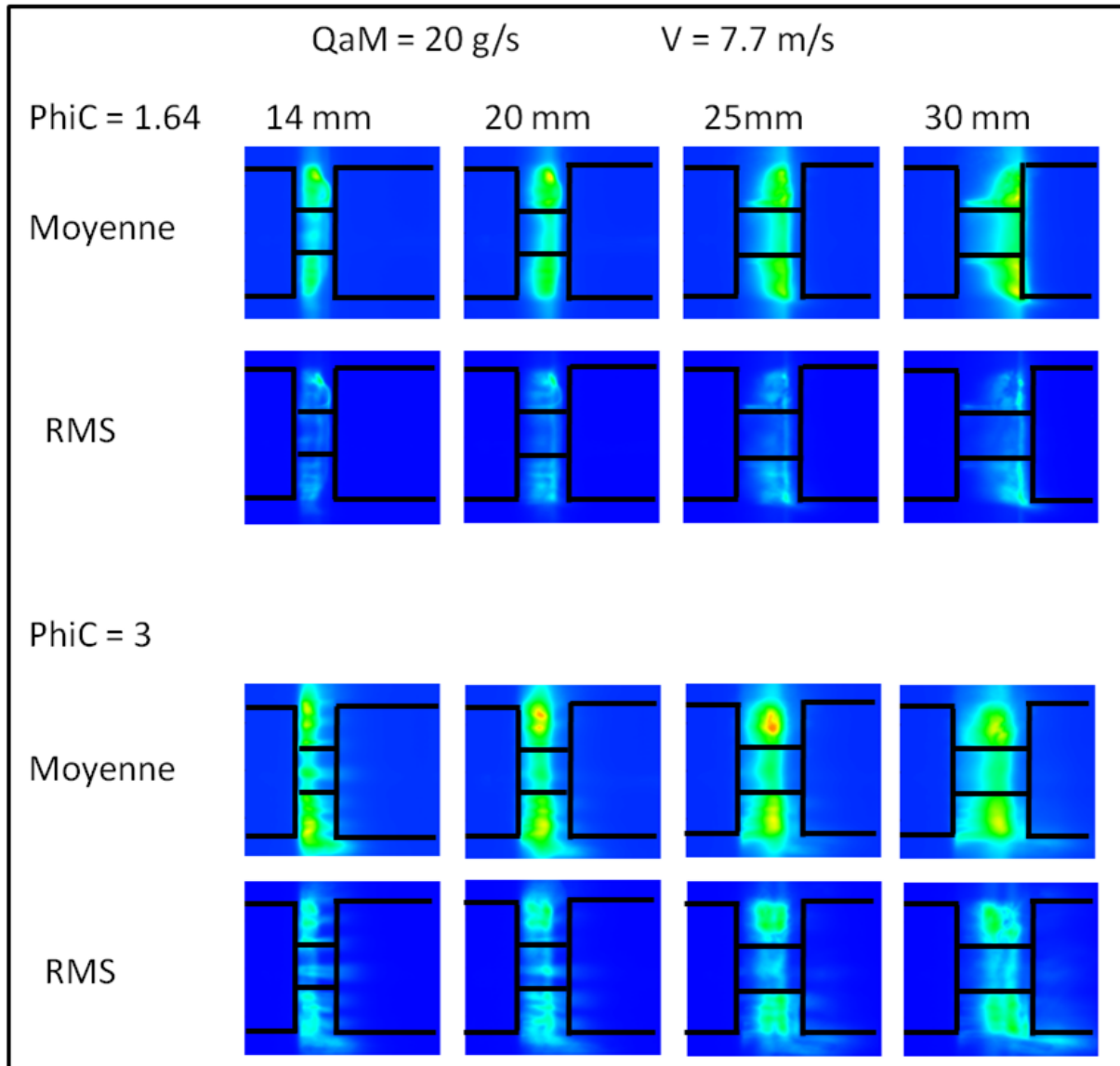
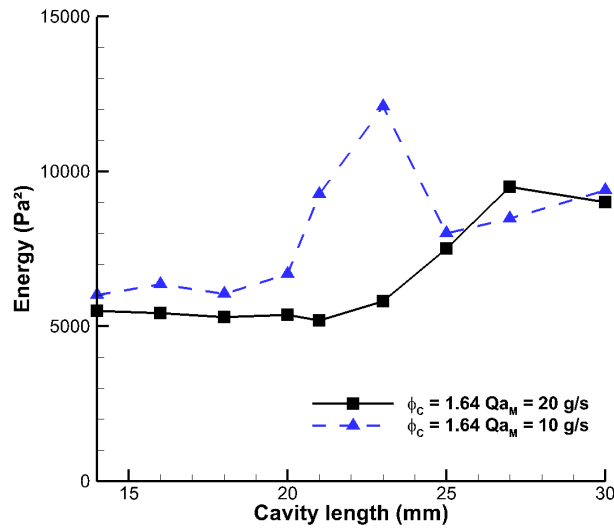


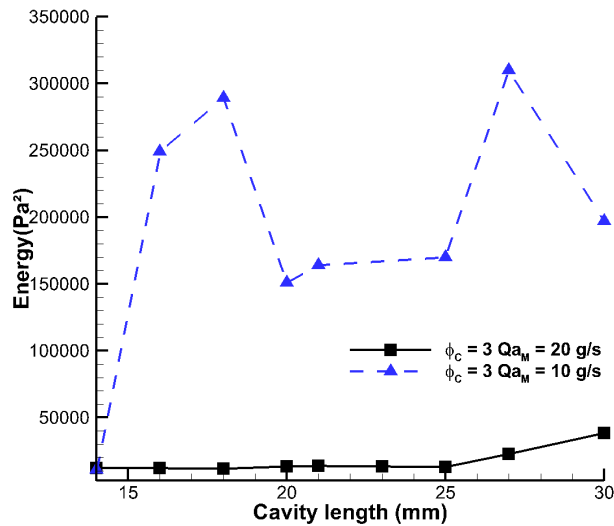
Fig 7.9 – Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différentes longueurs de cavité. Débit d'air principal 20 g/s.

Pour un débit plus important (figure 7.9) et pour une richesse de 1.64, la flamme a tendance à s'enrouler dans la cavité quelle que soit la longueur. Cet enroulement tend cependant à se confiner dans la partie aval de la cavité lorsque la longueur augmente. Pour une richesse de 3, la flamme reste dans la cavité et en occupe tout l'espace. La distance entre le bord aval et la flamme est constante, ainsi pour de faible longueur de cavité, la flamme termine sa combustion dans l'écoulement principal. Cette zone de combustion est d'autant plus marquée que la longueur de cavité est faible. Pour des longueurs de cavité plus importantes, la flamme a tendance à se vider sur sa partie aval même si des traces de trainée persistent dans le sillage des barreaux.

Les courbes de l'énergie des fluctuations de pression en fonction de la longueur



(a) $\phi_C = 1.64$



(b) $\phi_C = 3$

Fig 7.10 – Evolution de l'énergie de pression acoustique en fonction de la longueur de cavité.

de cavité montrent les différences de comportement de la cavité pour les deux débits et les deux richesses (cf. figure 7.10).

A faible débit, pour une longueur de cavité de 14 mm, les fluctuations sont peu importantes à faible et forte richesse : la flamme coincée dans la cavité empêche le passage de l'air principal dans la cavité. Pour toutes les longueurs de cavité plus grandes, la richesse joue un grand rôle. La flamme de forte richesse devient fortement instable. L'écoulement est de type "Mixte" et l'instabilité de combustion se développe. Pour une richesse de 1.64, on observe une transition dans le comportement de la cavité. Les fluctuations augmentent avant de revenir à un niveau moyen. Ces fluctuations restent nettement en deçà des fluctuations à forte richesse.

Pour un débit plus important, l'évolution de la stabilité est moins marquée. Les fluctuations de pression tendent à augmenter pour des longueurs plus importantes. Cette transition se fait pour une longueur de cavité légèrement plus faible dans le cas d'une richesse de 1.64 ($L = 22$ mm) que dans le cas d'une richesse de 3 ($L = 25$ mm).

mm). Les niveaux de fluctuations restent cependant très bas. A faible richesse, cette augmentation est due à la transition entre le régime "Clos" et le régime "Vidange". A plus forte richesse, une cause possible est une augmentation des fluctuations de pressions liée au décrochage instationnaire de la flamme sur le bord aval de la cavité.

7.2.1 Conclusion partielle

La stabilité de la flamme dans la cavité est donc largement plus grande pour une faible richesse à bas et à fort débit. La cavité passe progressivement d'un régime "Clos", libérant des radicaux sur le bord amont, à un régime "Vidange", libérant des radicaux sur le bord aval.

Pour des richesses plus importantes, une bonne stabilité est favorisée par un débit principal important : la flamme pilote s'enroule alors dans la cavité, le régime est "Clos" et la cavité se vide préférentiellement sur son bord amont via les barreaux. Lorsque la longueur de cavité augmente, celle-ci tend à se vider davantage sur son bord aval. Pour une longueur de cavité faible, la flamme est stable quelque soit le débit principal. Dans la gamme de longueur étudiée, il n'y a pas de transition vers un écoulement de type "Vidange".

7.3 Influence du swirl

Nous avons également procédé à des mesures avec et sans swirl. Davantage de détails théoriques sont fournis au paragraphe 8.2.5. Q_{aM} vaut 20 g/s, Q_{aC} , 0.7 g/s, Q_{aA} 1 g/s. Par rapport aux résultats précédents (imagerie CH^*), la caméra utilisée ici est différente avec un grandissement plus important ce qui permet une meilleure visualisation de l'intérieur de la cavité. La longueur de la cavité est fixée à 22 mm.

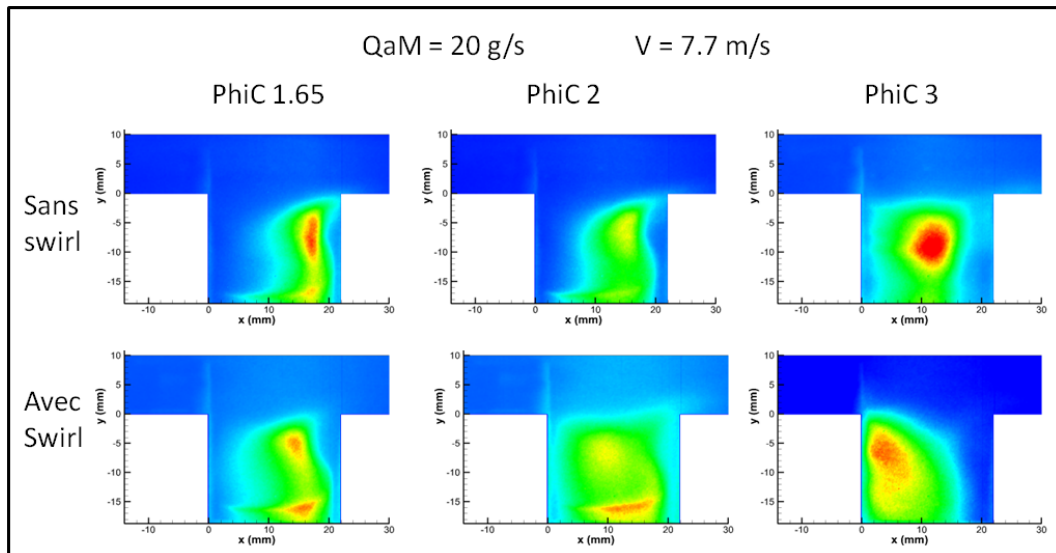


Fig 7.11 – Images Moyennes de la cavité lorsque le carburant est injecté uniquement dans la cavité, pour différentes richesses avec et sans Swirl.

Pour mémoire, l'ajout d'un swirl de 60° multiplie par 2 la norme de la vitesse tout en maintenant constante la composante axiale de la vitesse.

La figure 7.11 présente l'évolution de la structure moyenne en fonction de la richesse de la cavité. Pour des raisons d'encrassement des hublots, les échelles de

couleur ne sont pas identiques. On observe néanmoins une évolution dans la structure de la flamme. Pour une faible richesse de cavité, l'effet est similaire à celui obtenu avec l'augmentation du débit principal : la flamme est davantage étirée en direction de la paroi amont. Une différence est à noter cependant. Pour une richesse de 3, la flamme semble davantage se placer dans le fond de la cavité. Cette différence est-elle liée à une modification du champ aérodynamique ou bien à une augmentation du cisaillement ?

L'ajout de swirl tend à étirer davantage la flamme de la cavité en direction du bord amont. Est-ce dû à une modification de la structure de l'écoulement ou à une aspiration derrière les barreaux plus importante suite à la présence du swirl ?

Les fluctuations de pression sont légèrement plus importantes lorsqu'on augmente le swirl. Ainsi elles augmentent de 25 % pour une richesse de cavité de 3. Cette augmentation est sans doute liée à une augmentation de la norme de la vitesse de l'écoulement au-dessus de la cavité.

Le swirl modifie également légèrement les émissions polluantes au niveau de la cavité :

$\phi_C = 3$	CO (mg/MJ)	NO _x (mg/MJ)	UHC (mg/MJ)
Sans Swirl	2984	8.6	10400
Avec Swirl	2984	9.1	10500

Tableau 7.1 – Évolution des émissions polluantes avec et sans swirl en mode FCS, $\phi_C = 3$.

$\phi_C = 2$	CO (mg/MJ)	NO _x (mg/MJ)	UHC (mg/MJ)
Sans Swirl	3540	11.5	9430
Avec Swirl	3930	13.2	7150

Tableau 7.2 – Évolution des émissions polluantes avec et sans swirl en mode FCS, $\phi_C = 2$.

$\phi_C = 1.65$	CO (mg/MJ)	NO _x (mg/MJ)	UHC (mg/MJ)
Sans Swirl	3800	16.5	5800
Avec Swirl	4130	14.3	4900

Tableau 7.3 – Évolution des émissions polluantes avec et sans swirl en mode FCS, $\phi_C = 1.65$.

Pour une richesse de cavité de 2 et de 3, la structure de l'écoulement est proche du type "Clos" ($\phi_C = 3$) ou proche du type "Mixte" ($\phi_C = 2$). L'ajout de swirl tend alors à favoriser (ou renforcer) la structure de type "Clos" à augmenter l'aspiration derrière les barreaux et à étier la flamme en direction du bord amont. Ceci réduit le temps disponible à l'oxydation du CO en CO₂. En parallèle pour une richesse de 2, les émissions d'imbrûlés diminuent. Ceci est sans doute lié au passage du type "Mixte" à "Clos" qui empêche l'écoulement de se vider par son milieu et d'émettre ainsi des

imbrûlés. Pour un écoulement à richesse de cavité de 1.65, l'écoulement passe du type "Vidange" au type "Clos". La flamme ne se vide plus sur le bord aval et subit beaucoup moins la trempe occasionnée par l'air principal. Le temps disponible pour l'oxydation du CO est augmenté et les émissions d'imbrûlés chutent.

Pour une richesse de cavité de 3, la flamme est légèrement plus compacte. La température locale est plus importante ce qui augmente les émissions de NO_x . Pour une richesse de 2, la cavité est davantage fermée. Le temps de résidence des gaz chauds dans les zones de haute température est légèrement augmenté, les émissions de NO_x augmentent également.

Pour une richesse de 1.65, la flamme subit un fort étirement (passage du type "Vidange" au type "Clos"), la température est plus faible, les émissions de NO_x diminuent fortement.

7.4 Conclusion sur la stabilisation par la cavité

L'élément capital pour la stabilité de l'ensemble de la chambre de combustion, est d'obtenir un écoulement de type "Clos" avec une libération de radicaux le plus proche possible du bord amont. Lorsque seule la cavité est alimentée en carburant, un écoulement de type "Vidange" est certes stable, mais ne libère pas de gaz brûlés sur le bord amont. De plus, à plus forte richesse de cavité, il est susceptible de dégénérer en une instabilité des combustion. On obtient une alternance entre la position "Vidange" et la position "Close".

Éléments favorables à l'obtention d'une flamme principale stable. Afin d'obtenir un écoulement de type "Clos" stable, il est nécessaire d'avoir une cavité de longueur pas trop importante et un débit principal suffisant. Pour libérer des radicaux le plus en amont possible, il est préférable d'obtenir une forte richesse dans la cavité, un débit principal important et une faible longueur de cavité. L'ajout de swirl, sans augmenter le débit, permet de rapprocher la flamme du bord amont.

Éléments défavorables à l'obtention d'une flamme principale stable. Un écoulement de type "Vidange", c'est à dire libérant les gaz brûlés sur le bord aval de la cavité, est favorisé par une faible richesse, un faible débit principal, et une grande longueur de cavité.

Un écoulement avec un faible débit principal et une forte richesse de cavité, provoque une instabilité de combustion.

Par ailleurs, Il faudrait comparer les champs PIV à 20 g/s avec swirl et 40 g/s sans swirl en champ PIV pour déterminer l'influence du swirl sur la structure de l'écoulement. Nous pourrions ainsi déterminer si la modification de la structure de la flamme est liée à l'augmentation du cisaillement, à une modification de la structure de l'écoulement ou encore à une augmentation de l'aspiration derrière les barreaux.

Étude de la structure et de la stabilité de l'écoulement réactif

Sommaire

8.1 Le cas de référence	137
8.1.1 Présentation générale du cas de référence	137
8.1.2 Évolution de la structure au cours d'un cycle	142
8.1.3 Point sur la stabilité	146
8.2 Influence d'autres paramètres	147
8.2.1 Influence de la richesse dans la cavité	147
8.2.2 Influence de la longueur de la cavité	152
8.2.3 Influence de l'air principal	154
8.2.4 Influence de l'air principal : simulation numérique	156
8.2.5 Influence de l'ajout du swirl	156
8.3 Le cas <i>stable</i>	161
8.3.1 Modification apportée par la stabilité	163
8.3.2 Évolution de la structure au cours d'un cycle	164
8.3.3 Conclusion sur le cas <i>stable</i>	166
8.4 Conclusion	169

Les chapitres précédents ont précisé les conditions propices au développement d'une combustion stable dans la cavité, favorisant ainsi une combustion stable dans l'écoulement principal.

L'ensemble du processus de combustion est à présent envisagé : la cavité et l'écoulement principal sont alimentés en écoulement réactif. L'étude présentera, dans un premier temps, le cas de référence : les éléments stabilisants et déstabilisants seront mis en évidence. L'influence d'autres paramètres sera par la suite envisagée : richesse de la cavité, longueur de la cavité et débit d'air principal. Pour terminer, nous envisagerons l'effet de l'addition de giration dans l'écoulement principal. Cette ajout, selon les conditions, génère des flammes instables ou stables.

Nous étudierons enfin, le maintien ou non des conditions stabilisatrices en mode FCS, (alimentation en carburant dans la seule cavité) (cf. paragraphe 7.4).

8.1 Le cas de référence

8.1.1 Présentation générale du cas de référence

Le cas de référence est le cas : *L22_MP085Q20_CP300Q07_QA10*. La longueur de la cavité est de 22 mm, le débit d'air de cavité Q_{aC} est de 0.7 g/s, la richesse est de 3, le débit d'air aval, Q_{aA} , est de 1 g/s, le débit d'air principal, Q_{aM}

est de 20 g/s pour une richesse de 0.85.

Étudions le comportement moyen du brûleur, tant du point de vue des émissions CH^* , que de celui du champ de vecteurs vitesse. La figure 8.1 montre le champ de vecteur dans le plan du barreau PB, et dans le plan milieu PM, colorié par la norme des vitesses moyennes, la figure 8.2, le champ de vecteur moyen colorié par la vitesse RMS, et la figure 8.3 présente le champ des vecteurs moyens colorié par la moyennes des émissions CH^* .

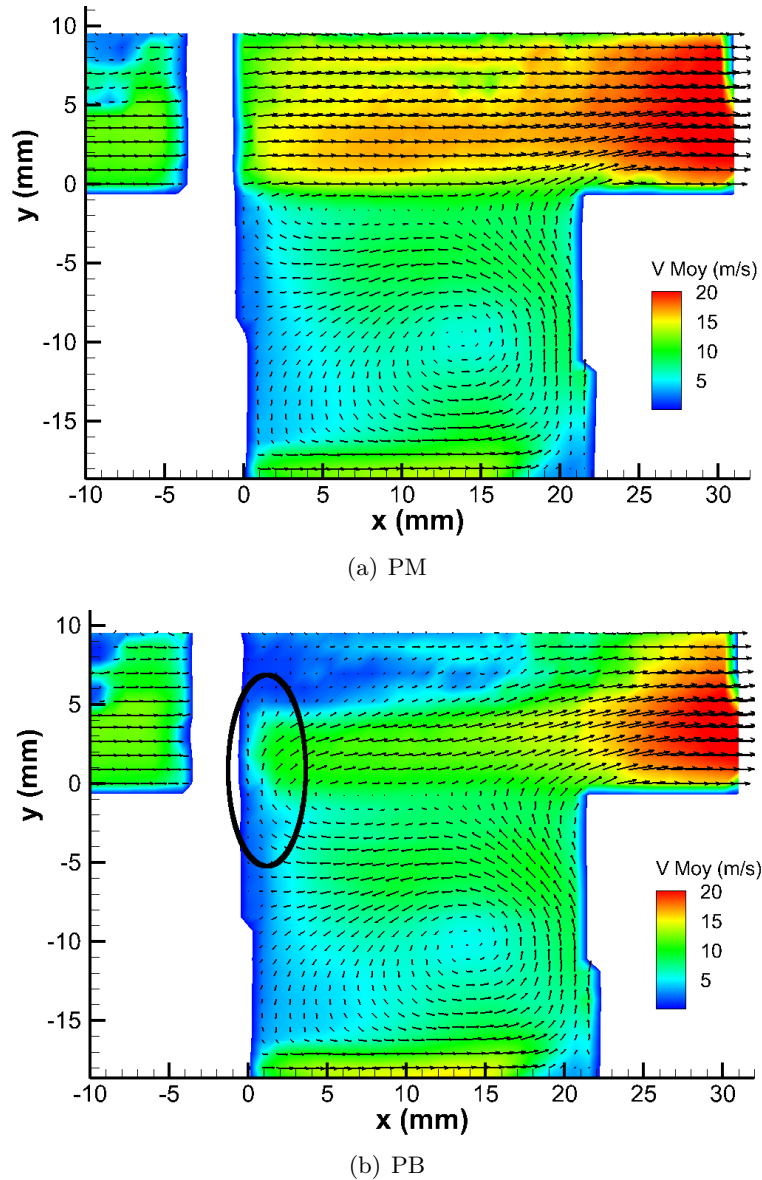
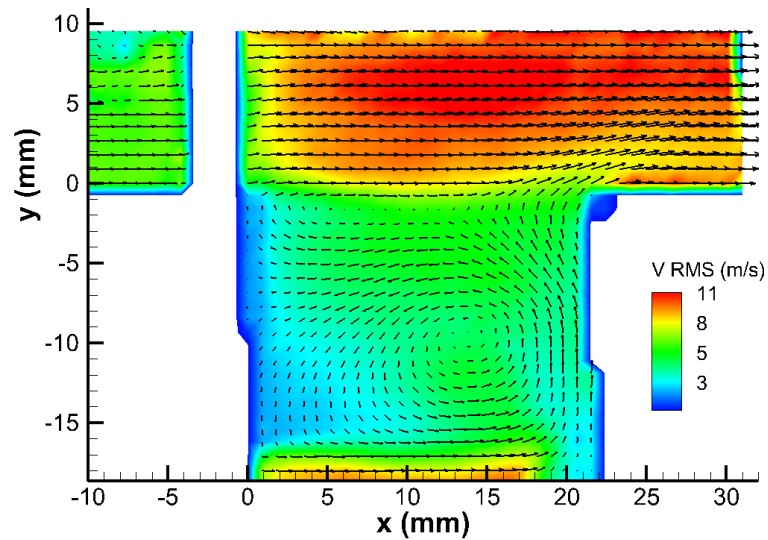
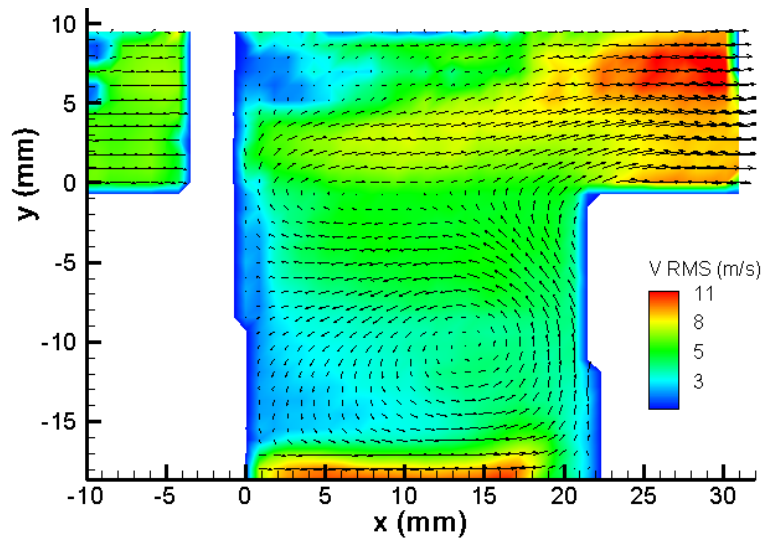


Fig 8.1 – Champ de vecteur moyen du cas de référence colorié par la norme des vitesses. Mise en évidence de la remontée des gaz brûlés derrière les barreaux.

Nous retrouvons la structure moyenne du champ à froid : Dans le PM comme dans le PB, un premier vortex est situé au fond de la cavité, et un second, à l'interface, entre l'écoulement principal et l'écoulement issu de la cavité. La tourbillon proche du coin aval a disparu. On retrouve les mêmes modifications de structure que dans le cas du TVC étudié par GEAE [141] : ainsi, entre le cas à froid et à chaud (L'étude publiée fonctionne également en mode FCS), on observe la disparition to-



(a) PM



(b) PB

Fig 8.2 – Champ de vecteur moyen du cas de référence colorié par la norme des vitesses RMS.

tale du tourbillon d'air aval. Dans le PB, on note (figure 8.1(b)) la remontée des gaz brûlés derrière les barreaux. Cependant, à cause de l'encrassement du hublot cylindrique par les particules de zirconium, la zone de sillage est difficilement mesurable.

Lorsqu'on s'intéresse au champ de vecteurs RMS (cf. figure 8.2), on remarque la présence de très fortes variations de vitesse à la fois dans l'écoulement principal et également, en sortie de l'écoulement de la cavité, et ce malgré un écoulement laminaire à froid en cet emplacement. On remarque également une forte fluctuation de vitesse, quoi que plus faible, à l'intérieur de la cavité.

Pour ce qui est du champ d'émissions CH^* (figure 8.3), on relève de fortes émissions à l'interface entre l'écoulement principal et la cavité. La flamme est en quelque sorte entourée par les gaz issus de l'injection de la cavité jusqu'à ce qu'ils se soient mélangés avec l'air aval : la vitesse de l'écoulement et la grande richesse en sortie

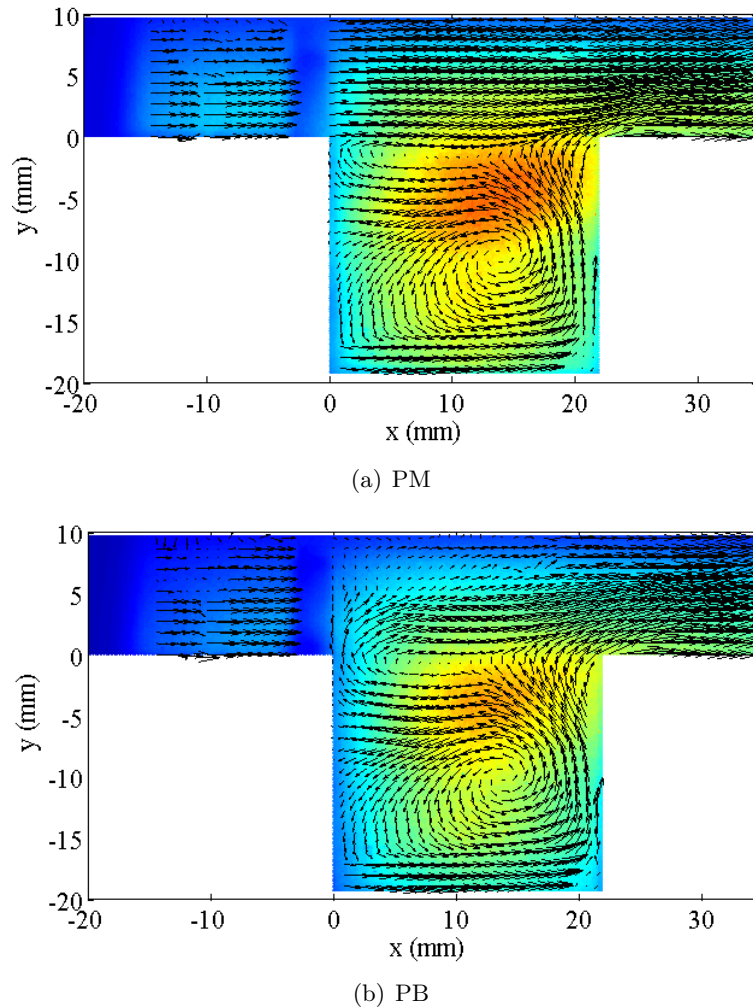


Fig 8.3 – Champ de vecteur moyen du cas de référence colorié par les émissions CH.

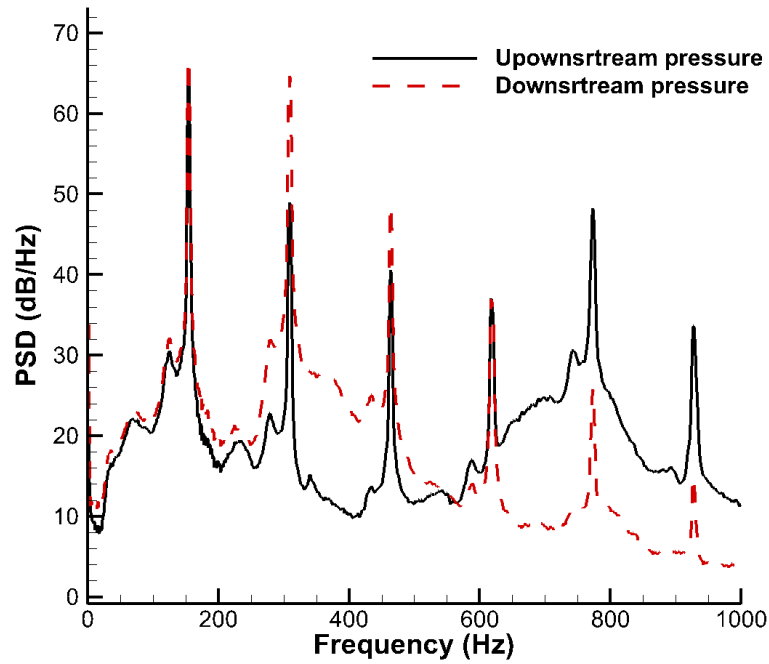
de l'injection de cavité repoussent la flamme en aval. On remarque également la présence de réaction de combustion en amont des barreaux, ce qui est contraire aux prévisions théoriques dans lesquelles la flamme était censée s'accrocher uniquement en aval des barreaux.

Ces mesures laissent présager l'existence d'un élément perturbateur : la présence d'une instabilité de combustion. Celle-ci est mise en évidence sur la figure 8.4 où sont reportées l'évolution temporelle de la pression en amont et celle en aval de la cavité. On y constate une très grande amplitude (0.2 bar) et une évolution cyclique.

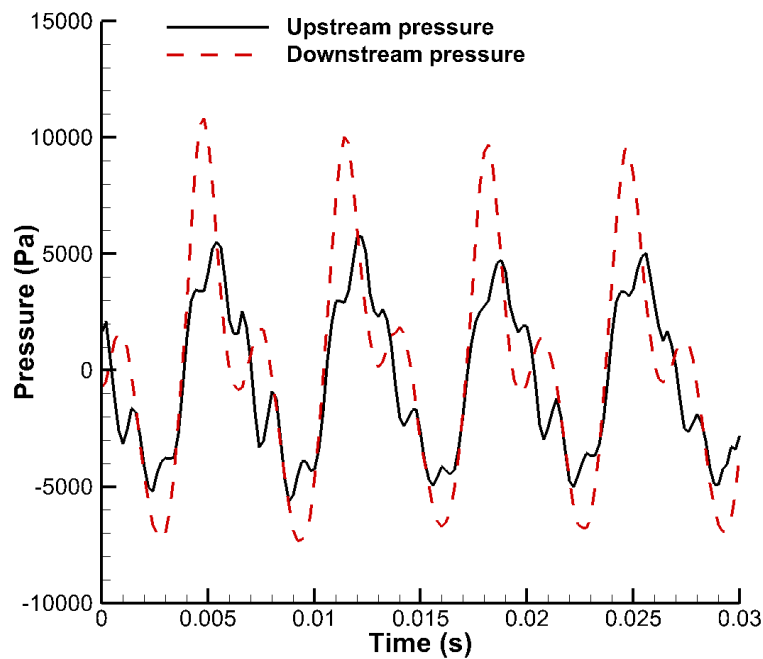
Pour les deux signaux de pression, on remarque ainsi la présence d'harmoniques caractéristiques de l'acoustique avec des fréquences multiples de la fréquence fondamentale de 154 Hz : 308 Hz, 464 Hz, 618 Hz, 772 Hz... L'intensité des pics entre les deux spectres varie cependant. On note toutefois que l'évolution temporelle des deux signaux est en phase.

Avec l'hypothèse d'une température de $T = 1700$ K, on obtient une vitesse du son de 800 m/s. Dans ces conditions, la fréquence de 154 Hz, correspond à une longueur d'onde de l'ordre de 5 m.

Compte-tenu de la géométrie du brûleur, quelques dizaines de centimètres de



(a) Spectre



(b) Signal de Pression

Fig 8.4 – Spectre et signal de pression 10 cm en amont et 40 cm en aval de la cavité.

long, on peut alors faire l'hypothèse d'une variation quasi uniforme du signal de pression sur l'ensemble de celui-ci. Il en est donc de même de la vitesse acoustique.

La courbe 8.5 présente l'évolution temporelle de la moyenne des émissions CH^* de la flamme superposée aux variations de pression sur l'ensemble d'un cycle de pression. On remarque ainsi, que l'intensité de la combustion, intensité donnée en première approximation par le niveau des émissions CH^* , varie à la même fréquence que le signal de pression. Leur déphasage est inférieur à 90° . L'intégrale sur l'ensemble du cycle du signal d'émission CH^* multiplié par la valeur de la pression donne le

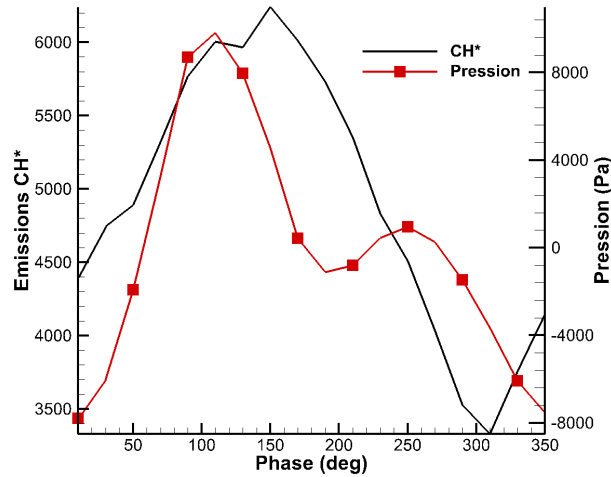


Fig 8.5 – Évolution du signal de pression et du signal d’émissions CH* au cours d’un cycle.

signe de l’indice de Rayleigh défini précédemment (cf. equation 2.14). Celui-ci est positif, condition nécessaire à l’instabilité observée.

Il s’est avéré que tous les points testés au cours de l’étude, sans ajout d’éléments externes tel qu’un swirler, se sont relevés instables.

8.1.2 Évolution de la structure au cours d’un cycle

Ayant observé que l’instabilité de combustion avait une fréquence bien fixée, il convient donc de faire une étude phasée du cycle de la combustion. Ceci a été réalisée en couplant les mesures d’émissions CH* et les champs PIV avec le signal de pression. Le mode opératoire est décrit au paragraphe 5.4.1. Les moyennes de phases sont réalisées sur des classes de largeurs 30 degrés.

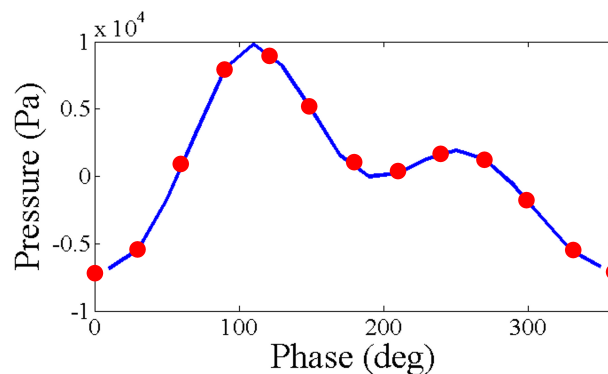


Fig 8.6 – Valeur des pressions au cours d’un cycle servant au phase locking.

Comme nous l’avons montré précédemment, les fluctuations de vitesse dans l’écoulement principal sont importantes, du fait de l’acoustique.

Lorsqu’on trace la variation de la vitesse axiale en fonction de la phase en amont ($x = -10$ mm, $y = 5$ mm) et en aval de la cavité ($x = 30$ mm, $y = 5$ mm), on

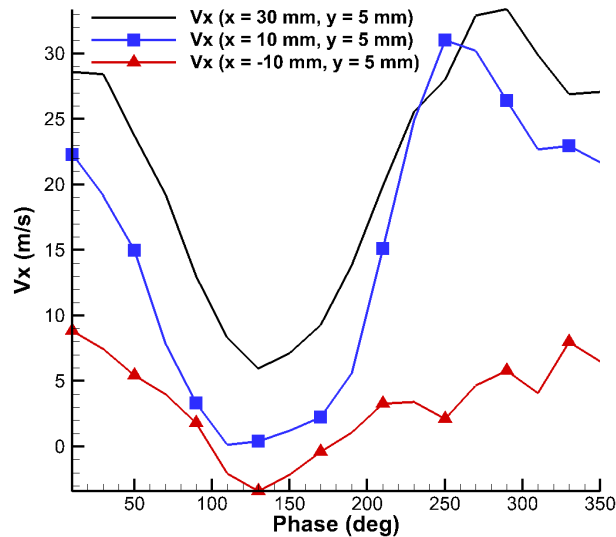


Fig 8.7 – Vitesse axiale de l'écoulement en fonction de la phase le long de l'écoulement principal.

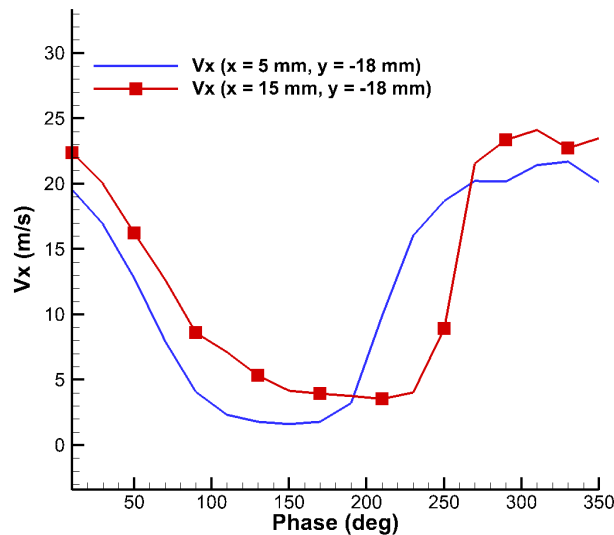


Fig 8.8 – Vitesse moyenne axiale de l'écoulement en fonction de la phase au fond de la cavité.

trouve des vitesses axiales variant en phase comme nous le montre la figure 8.7. A noter toutefois, les amplitudes de ces variations sont plus importantes en aval, c'est à dire dans les zones de hautes températures. Ceci est sans doute dû à la modification de la vitesse acoustique avec la température. Le produit $\rho \times c$ étant plus faible à haute température qu'à basse température (Pour de l'air, $\gamma = 1.4$, à 300K, $\rho \times c = 440 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, et à 1700 K, $\rho \times c = 160 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, à) , à iso rapport de pression, la vitesse acoustique est plus faible (cf. equation 7.1). D'autres éléments peuvent également intervenir, comme la variation de l'intensité de la combustion dans l'écoulement principal au cours du cycle, et la variation de la dilatation de l'écoulement qui tend également à faire varier les vitesses.

Dans la cavité, la détermination de l'origine des fluctuations est plus complexe.

Lorsqu'on trace l'évolution de la vitesse, en sortie de l'injection de cavité figure 8.8, on se rend compte qu'il existe un déphasage dans les vitesses axiales entre l'amont et l'aval de la cavité ($x = 5 \text{ mm}$, $y = -18 \text{ mm}$ et le point $x = 15 \text{ mm}$, $y = -18 \text{ mm}$). Ceci peut s'expliquer par la variation du débit d'injection due à la surpression liée à la combustion : la vitesse de la perturbation semble se décaler avec un déphasage d'environ 30 degrés et compte-tenu de la vitesse (ordre de grandeur 10 m/s), ceci représente un déplacement d'une dizaine de millimètres. Compte-tenu de l'amplitude des variations de vitesse, ceci représente un élément modificateur de la dynamique de la cavité. C'est une cause possible du haut niveau des fluctuations de vitesse à l'intérieur de la cavité dont l'ordre de grandeur est semblable à celui des vitesses moyennes.

La figure 8.9 présente l'évolution du cycle de l'instabilité pour différentes phases clés :

Nous avons pris le minimum d'intensité de combustion comme point de départ pour la description du cycle. A cette étape, l'écoulement principal est quasiment éteint (cf. figure 8.9) et la flamme est située à l'intérieur de la cavité.

La forte richesse dans la cavité et la haute vitesse d'injection (20 m/s) à cet instant, forcent la flamme à brûler après l'injection d'air aval. Les restes de la flamme principale du cycle précédent sont emportés plus en aval, à la sortie de l'écoulement principal. Une faible quantité de radicaux CH^* est présente dans le sillage du barreau : la dépression générée par les barreaux (vitesse de l'écoulement principal dans le PM : $x = 3 \text{ mm}$, $y = 5 \text{ mm}$, $V_x = 20 \text{ m/s}$) aspire les gaz brûlés dans l'écoulement principal, comme le montre le champ de vitesse derrière le barreau ($x = 2 \text{ mm}$, $y = 2 \text{ mm}$, $V_y = 4.5 \text{ m/s}$). Pour la phase suivante, l'intensité de la combustion dans l'écoulement principal augmente (290 - 350 deg). Les gaz brûlés, issus de la cavité et, la zone de faible vitesse, derrière les barreaux, initient la combustion dans le sillage du barreau, près de la cavité. La combustion gagne ensuite la partie externe de la chambre de combustion. Comme nous l'avons vu, l'amplitude des fluctuations des vitesses liées à l'acoustique atteint 20 m/s. La vitesse axiale dans l'écoulement principal décroît en deçà de zéro (110 - 180 deg) jusqu'à atteindre une vitesse minimale et négative de -6 m/s à 145 deg comme le montre la figure 8.7. Avec la diminution de la vitesse de l'écoulement principal et, en raison de son prémélange, la flamme remonte dans l'écoulement principal (90 deg). La vitesse axiale devient négative (100 deg). La propagation de la flamme dans la direction amont est favorisée par la dynamique de la cavité. Ce phénomène est certainement dû à la dilatation de gaz brûlés dans l'écoulement principal, expulsant ainsi les gaz en amont et en aval de l'écoulement principal. De plus, ceci a tendance à fermer la cavité et à maintenir en place le deuxième tourbillon situé à l'interface entre l'écoulement de la cavité et l'écoulement principal. La cavité se vide ensuite dans sa partie aval (190 deg).

Pendant ce temps, le front de la flamme principale se propage plus de 20 mm en amont de la cavité ; La vitesse acoustique augmente (150 deg), la vitesse de l'écoulement devient positive (170 deg) et la flamme principale est progressivement convectée en aval. L'écoulement principal, composé de gaz brûlés, pénètre dans la partie supérieure de la cavité. Ceci cisaille fortement la flamme et en réduit son intensité. La combustion a alors lieu principalement dans la partie aval de la cavité, proche de la paroi, au-dessus de l'injection d'air de refroidissement. En parallèle, l'augmentation de la vitesse principale augmente l'aspiration des gaz brûlés dans l'écoulement

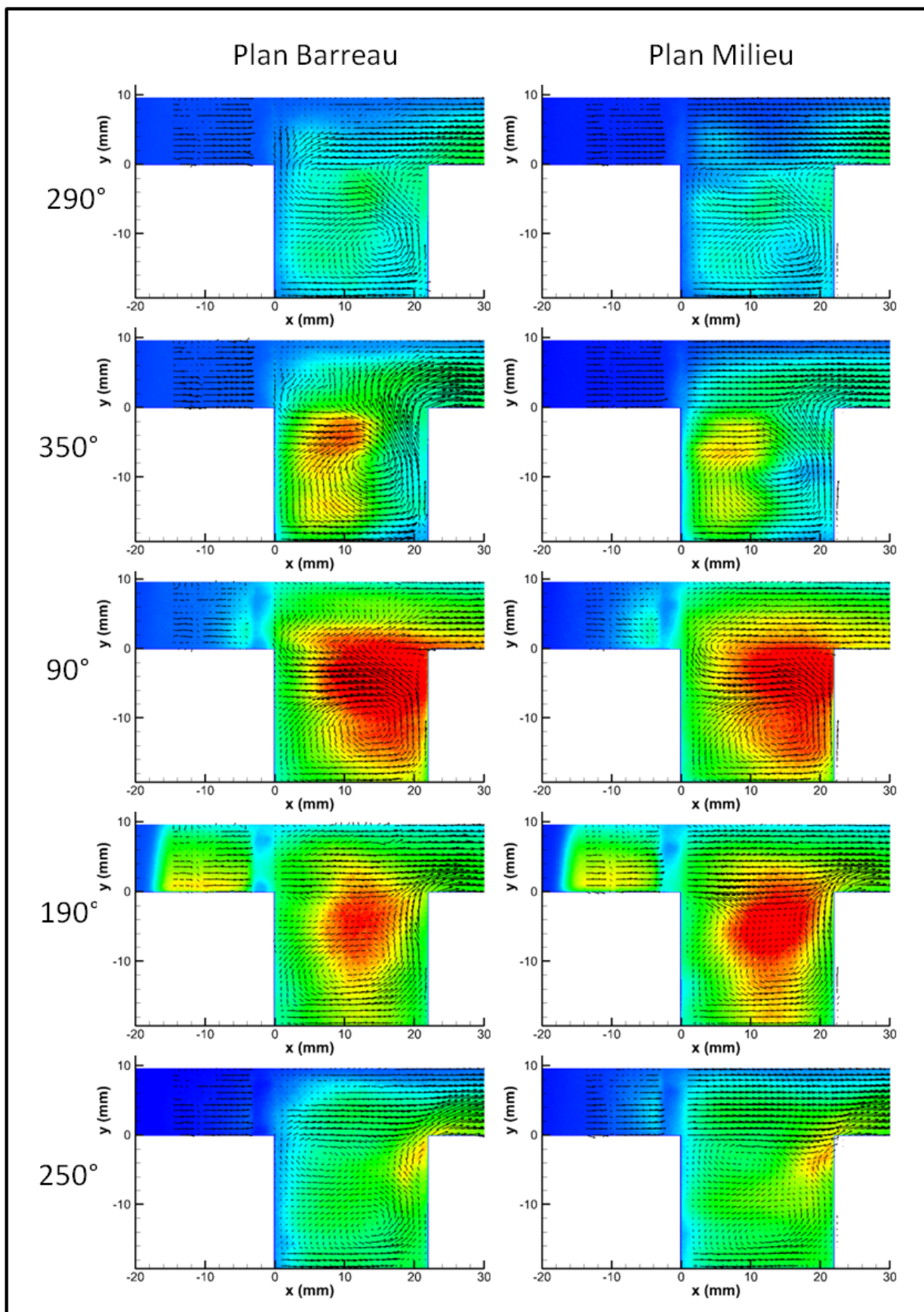


Fig 8.9 – Évolution de la structure de la flamme au cours de l'instabilité.

principal. Ceci est signalé par la présence de radicaux CH^* derrière les barreaux. Le cycle est alors terminé.

8.1.3 Point sur la stabilité

L'écoulement que nous venons d'étudier est instable. Il est cependant possible, grâce à l'étude détaillée du cycle, d'extraire les éléments déterminants pour sa stabilité.

Éléments stabilisateurs :

La structure de type "Clos". La remontée des gaz brûlés à l'intérieur de la cavité est grandement favorisée au cours du cycle par la dynamique de celle-ci. La structure en double vortex est la condition "sine qua" non à la remontée des gaz brûlés. Entre 180 et 240 degrés, cette structure disparaît en raison de l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de la cavité. La remontée des gaz à la base des barreaux est interrompue. A l'inverse, chaque fois que la structure est en place, la remontée est possible.

L'aspiration derrière les barreaux. La brusque augmentation de vitesse dans l'écoulement entre la phase 170 deg et la phase 220 deg souffle la flamme principale. En effet, la vitesse de l'écoulement passe en 2 ms de 2 m/s à plus de 20 m/s dans le PM en $x = 5$ mm. On note cependant, dès le décrochage de la flamme, une forte augmentation de la vitesse radiale qui monte à plus de 5 m/s. On assiste alors à l'apparition puis au développement de la flamme dans le sillage du barreau. L'aspiration joue bien son rôle.

Éléments déstabilisateurs :

Interaction cavité/ écoulement principal. La forte interaction qui existe entre l'écoulement à l'intérieur de la cavité et l'écoulement principal est fortement déstabilisatrice. Cette interaction intervient lorsque la cavité s'ouvre et se vide sur son bord aval (230 deg). L'écoulement principal pénètre à l'intérieur et vient modifier en profondeur sa dynamique. Ceci modifie considérablement la structure de l'écoulement à l'intérieur de la cavité et la position de la flamme.

Les variations de débits. Nous avons fait mention précédemment de variation de débits à l'intérieur de la cavité (Q_{aC}). Cette variation peut également avoir lieu sur le bord aval de la cavité (Q_{aA}). Elle tend à favoriser l'ouverture de la cavité, et à modifier la richesse locale de la flamme. La position de la flamme est alors également déplacée par la variation conjointe de sa vitesse de propagation, et de sa résistance aux contraintes.

En conclusion, une flamme stable est favorisée par un tourbillon stable à l'intérieur de la cavité et par la remontée des gaz brûlés le long du bord amont par l'intermédiaire des barreaux. Elle est déstabilisée par l'interaction de l'écoulement principal et de l'écoulement cavité. Cette interaction a lieu lorsque la cavité s'ouvre. Une modification du débit d'air aval et de cavité est également un élément déstabilisateur.

Nous retrouvons la nécessité de la structure en double vortex et la nécessité de l'isolement de la cavité de l'écoulement principal, obtenu dans le chapitre précédent.

8.2 Influence d'autres paramètres

Voyons à présent l'influence d'autres paramètres sur la stabilité. Les débits d'air correspondent au cas de référence. Toutes les mesures que nous allons présenter correspondent à des cas instables. Toutefois, en utilisant les tendances obtenues en FCS on pourra tenter une extrapolation au cas stable. L'effet sur la qualité de la combustion sera également envisagé. Ce dernier paramètre vise à connaître les conditions favorisant une bonne combustion en mélange pauvre.

8.2.1 Influence de la richesse dans la cavité

L'étude a été réalisée pour le cas nominal ($Q_{aM} = 20$ g/s) avec une longueur de cavité de 25 mm pour différentes richesses de cavité : 3 ; 1.65 ; 1 et 0.8. Afin de comparer au mieux, l'évolution des différents paramètres, il convient de les étudier à la fois en fonction de la richesse globale, ϕ_G , et de la richesse de l'écoulement principal, ϕ_M .

Lorsqu'on étudie la chambre à iso ϕ_G , la quantité totale de carburant injectée dans la chambre, et l'énergie dégagée par la combustion sont constants.

Par ailleurs, nous avons vu dans la partie précédente que la flamme issue de la cavité continuait sa combustion dans l'écoulement principal et que le rendement total est proche de 50 % (cf. Annexe B.2). De plus, une partie de la flamme de la cavité, spécialement pour un débit principal faible, s'échappe sur la partie aval de la cavité. La richesse locale de la flamme principale est donc comprise entre ϕ_M et ϕ_G .

Structure de la flamme : La figure 8.10 présente l'évolution des émissions CH^* pour trois ϕ_C différents ($\phi_M = 0.85$, même échelle de couleur). On décèle ainsi une évolution dans la structure de la flamme. L'intensité maximale de combustion dans la cavité se déplace : pour une richesse de 3, elle se trouve enroulée dans la cavité et le maximum de combustion se situe contre le bord amont, pour une richesse de 1, la flamme se situe en sortie de cavité et semble perdre en intensité au niveau de l'injection d'air aval. Une richesse de 3 apporte donc davantage de radicaux sur le bord amont de la cavité que ne le ferait une richesse de 1.65 et plus encore de 1.

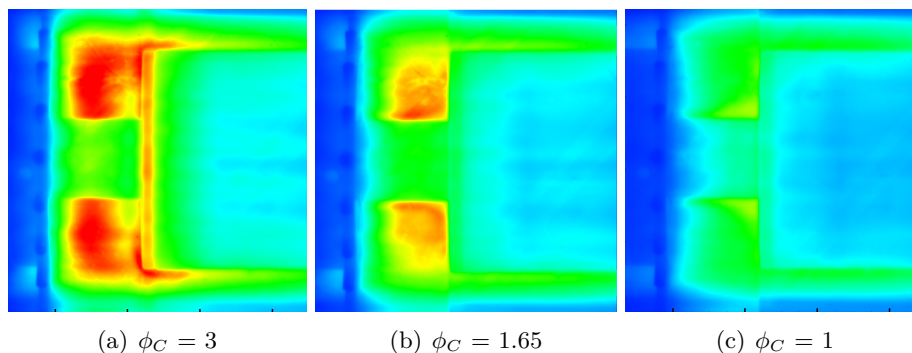


Fig 8.10 – Émissions moyennes de CH^* pour différentes richesses de cavité : $\phi_M = 0.85$. Même échelle de couleur. $L = 25$ mm.

Qualité de la combustion : L'étude porte à présent sur la qualité de la combustion. Les moyens d'investigation sont les moyennes des émissions CH^* (figures 8.11(a) et 8.11(b)), les émissions de CO (figures 8.12(a) et 8.13(a)), d'imbrûlés (figures 8.12(b) et 8.13(b)) et de NO_x (figures 8.12(c) et 8.13(c)). Celles-ci sont étudiées en fonction de la richesse globale et principale. Pour chaque courbe, ϕ_C est fixée et ϕ_M varie.

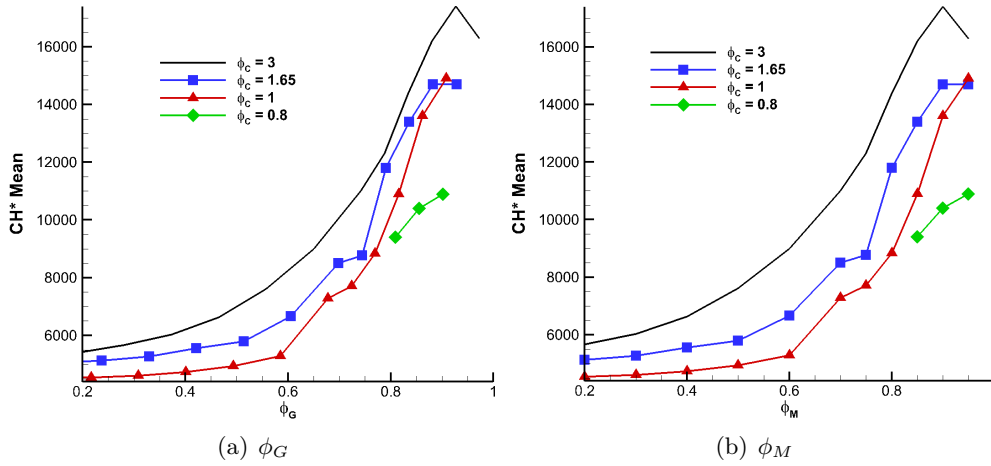


Fig 8.11 – Évolution de la moyenne des émissions CH^* en fonction de ϕ_G et ϕ_M .

En observant l'évolution de la moyenne des émissions CH^* en fonction de ϕ_G ou de ϕ_M , on remarque, quelque soit ϕ_M , que l'augmentation de la richesse de cavité tend à augmenter les émissions CH^* et par extrapolation, l'intensité de la combustion dans la chambre. Cette extrapolation est cependant délicate car le niveau des émissions CH^* croît avec la richesse [77]. De plus, comme l'image obtenue par la caméra CCD intègre l'ensemble de la profondeur de la chambre, il est impossible d'isoler les émissions CH^* issues de la cavité, des émissions de l'écoulement principal, car ϕ_C est importante tout comme les émissions de CH^* . Cette dissociation est possible uniquement dans les zones situées en amont et en aval de la cavité.

Les émissions polluantes fournissent davantage d'informations quantitatives. Ainsi, à richesse principale constante, on observe à travers la diminution de CO et d'imbrûlés, une augmentation de la qualité de combustion avec l'augmentation de la richesse de la cavité (figures 8.13(a) et 8.13(b)), spécialement pour des richesses principales comprises entre 0.6 et 0.85. Cette amélioration, même si elle est moins marquée, se retrouve également en considérant une richesse globale donnée (figures 8.12(a) et 8.12(b)). Cela montre que l'amélioration de la qualité n'est pas uniquement liée à une augmentation de richesse globale en lien avec celle de la cavité, mais bel et bien à un effet de la richesse de la cavité.

En dessous d'une richesse globale de 0.75, la qualité de la combustion se dégrade fortement comme en témoigne l'augmentation des émissions d'imbrûlés. Cette dégradation est cependant moins importante, dans le cas d'une richesse de cavité de 3 que d'une de 1.65, même si les émissions de CO présentent des tendances opposées. Ce sont davantage les imbrûlés qui sont émis.

On remarque également qu'une forte richesse dans la cavité tend logiquement à produire davantage de NO_x qu'une faible richesse. Lorsqu'on se place à iso ϕ_M cette augmentation traduit alors potentiellement une augmentation de la richesse locale

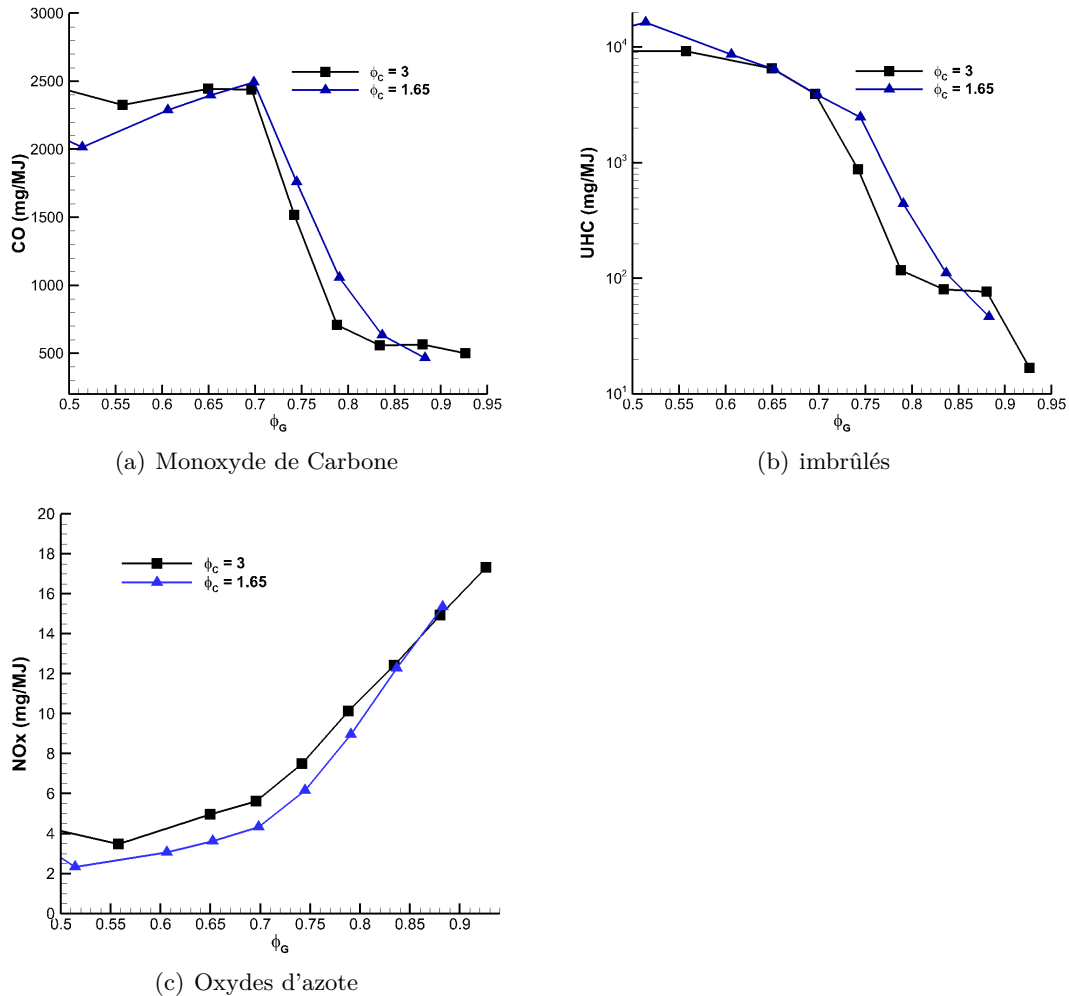


Fig 8.12 – Emissions polluantes en fonction de la richesse globale de la chambre.

à la base de la flamme principale : une partie des gaz non brûlés, issus de la cavité, passent dans l'écoulement principal et stabilisent la flamme en augmentant localement la richesse. Ceci s'observe en mode FCS pour ϕ_C élevé : on voit la flamme de cavité continuer sa combustion dans l'écoulement principal. La richesse de la flamme principale est alors plus importante que celle théorique et donc les températures de combustion plus importantes.

Cette augmentation est également présente lorsqu'on se place à iso ϕ_G . La combustion dans la cavité influe donc sur les émissions de NO_x : il se crée des zones de fortes températures dans le cas d'une richesse de cavité importante, zones inexistantes à plus faibles richesses.

L'origine de cette augmentation tient, sans doute, dans la structure de la flamme : nous avons vu dans les mesures en mode FCS et dans l'analyse du cycle de l'instabilité que la flamme, dans la cavité, ne brûlait pas en sortie de l'injection de cavité mais après l'injection d'air aval. La richesse locale de la flamme est alors bien moins importante. Si on fait l'hypothèse que l'air aval se mélange parfaitement avec le pré-mélange issu de la cavité, on obtient une richesse locale de 1.23 soit une température adiabatique de fin de combustion de 2110 K contre 1800 K et 1000 K pour respectivement une richesse de cavité de 1.65 et 3 (logiciel Gaseq). Ceci est corroboré par les simulations numériques effectuées par Merlin qui prédisent une richesse locale

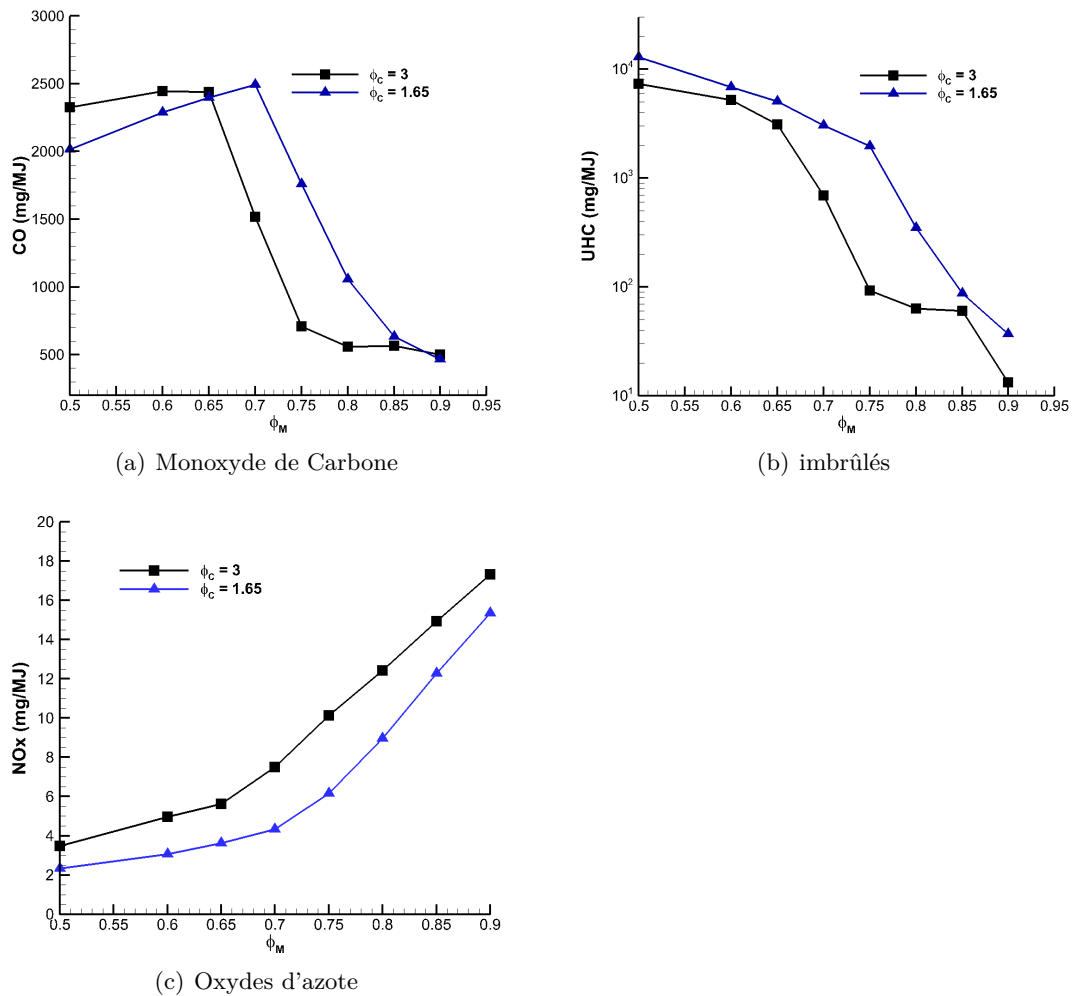


Fig 8.13 – Emissions polluantes en fonction de la richesse de l'écoulement principal.

proche de la stoechiométrie pour ce point de fonctionnement [138].

Stabilité de la flamme : Intéressons-nous à présent à l'évolution de la stabilité avec la richesse de cavité.

Nous nous plaçons tout d'abord à richesse principale fixée à 0.85. La figure 8.14 présente les fluctuations relatives des émissions CH^* (Image RMS / Image moyenne) pour trois richesses différentes de cavité. Ceci vise à prendre en compte les écarts de fluctuations générés par les différentes intensités moyennes.

On observe davantage de fluctuations relatives pour de plus faibles richesses de cavité. Ces fluctuations portent sur l'ensemble de la chambre. A l'inverse, pour une richesse de cavité plus importante, ces fluctuations sont bien moindres et localisées principalement en amont et en aval de la chambre.

Pour différentes valeurs de ϕ_C , les figures 8.15 et 8.16 montrent respectivement l'évolution de la stabilité de la flamme en fonction de ϕ_M et ϕ_G au travers de l'énergie des fluctuations de pression et des fluctuations des émissions CH^* .

Là encore, une forte richesse dans la cavité conduit à une meilleure stabilité de la flamme. Ainsi à énergie constante (c'est à dire à iso ϕ_G), lorsque la flamme principale

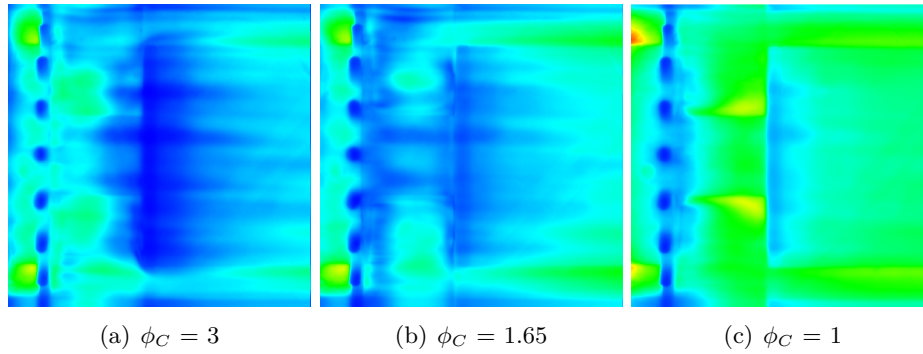


Fig 8.14 – Fluctuations relatives des CH* pour différentes richesses de cavité. $\phi_M = 0.85$. Même échelle de couleur. $L = 25$ mm.

brûle (richesse principale supérieure à 0.7), les fluctuations de pression sont toujours plus importantes à faible richesse de cavité. Cette observation est corroborée par les mesures des fluctuations relatives d'émissions CH*. Comme annoncé précédemment, les courbes mettant en jeu les émissions CH* sont à manier avec précaution, compte-tenu de l'aspect qualitatif des mesures et de leur forte dépendance avec la richesse.

Pour des régimes critiques, proches d'une richesse globale de 0.7, une forte richesse de cavité procure également un surcroît de stabilité.

Pour des richesses globales inférieures à 0.65, la combustion est de moins bonne qualité. Pour une faible richesse de l'écoulement principal, on note néanmoins de fortes fluctuations d'émissions CH* caractéristiques d'une combustion intermittente dans l'écoulement principal.

La richesse de cavité de 0.8 quant à elle, conduit à une extinction prématurée de la chambre : ceci est sans doute lié à une suppression de l'effet stabilisateur de la flamme pilote par l'air aval qui éteint la flamme de cavité.

En dépit de l'instabilité de la combustion, l'effet de la richesse de cavité prévu en mode FCS sur la stabilité de la flamme, est notable.

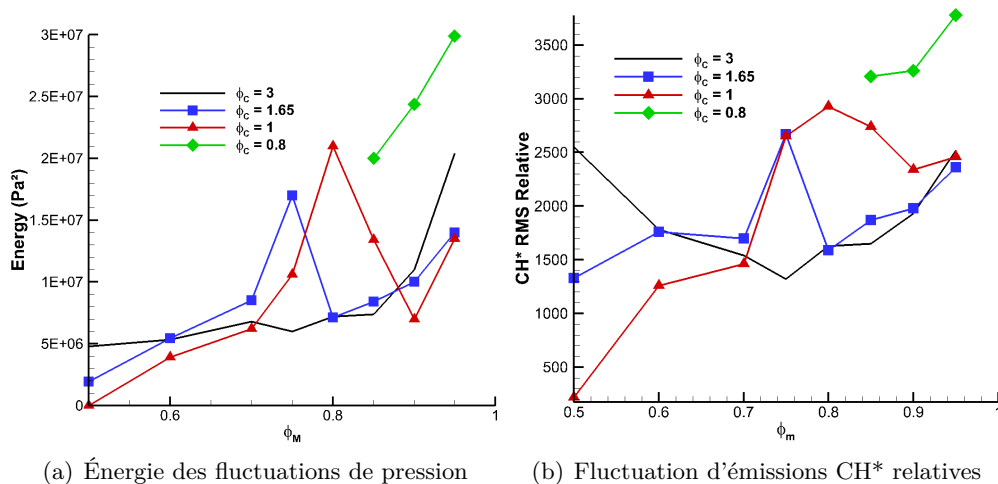


Fig 8.15 – Évolution de l'énergie des fluctuation de pression et des fluctuations d'émissions CH* relatives en fonction de la richesse de l'écoulement principal.

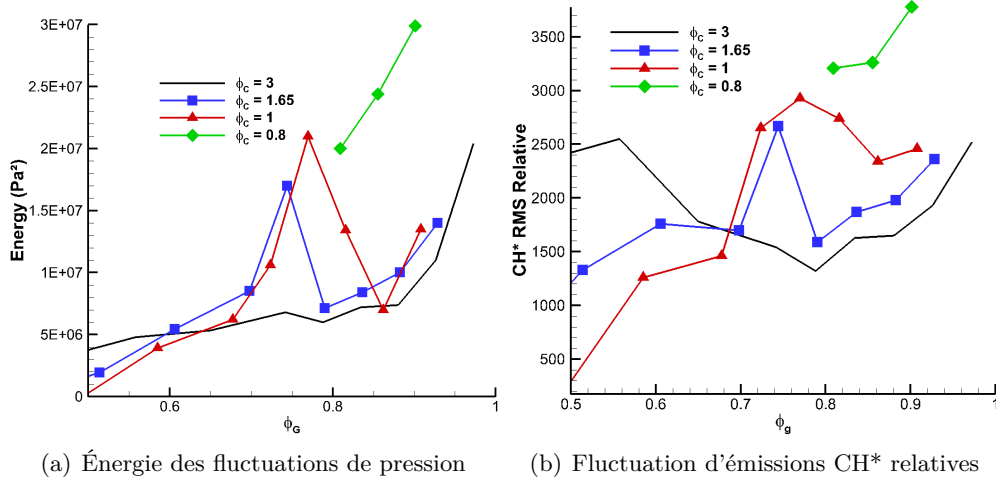


Fig 8.16 – Évolution de l'énergie des fluctuations de pression et des fluctuations d'émissions CH^* relatives en fonction de la richesse globale de la chambre.

Conclusion Dans le cas de la combustion avec une cavité pauvre (richesse de cavité inférieure à 1), l'air d'injection aval tend à éteindre la flamme de la cavité. Elle lui enlève une grande partie de son pouvoir stabilisateur et la combustion est de faible qualité. Une flamme de cavité riche (3 par exemple) dégage une quantité importante de radicaux. La combustion se situant proche du bord supérieur amont de la cavité, se poursuit dans l'écoulement principal. La combustion est globalement de meilleure qualité et plus stable, même si elle émet davantage de NO_x .

En dépit de l'instabilité de combustion, nous retrouvons les prédictions du fonctionnement lorsque, seule, la cavité est alimentée en carburant (FCS) : une forte richesse de cavité est favorable à une meilleure stabilisation de la flamme.

8.2.2 Influence de la longueur de la cavité

Nous avons étudié l'influence de la longueur de la cavité sur le comportement de la chambre. Pour cela, nous avons réalisé des mesures avec des longueurs de 19, 22 et 25 mm. Les mesures ont été réalisées pour deux richesses différentes de cavité : 1.5 et 3. Pour des mesures avec des longueurs inférieures à 18 mm, compte-tenu de l'instabilité (en mode FCS la longueur a pu être réduite à 14 mm), il n'était pas possible d'atteindre le point nominal de fonctionnement sans éteindre l'ensemble de la chambre de combustion.

Structure et stabilité de la flamme : Pour des richesses principales supérieures à 0.75, les courbes présentant l'évolution des moyennes et des fluctuations relatives des émissions CH^* (cf. figure 8.17) en fonction de ϕ_M , pour différentes longueurs de cavités sont sensiblement identiques.

Pour des richesses de l'écoulement principal plus faibles, et pour ϕ_C élevé, on trouve davantage de fluctuations pour une longueur de cavité plus réduite ($\phi_M = 0,5$, $\phi_C = 3$, RMS Relatif = 247 ($L = 25$ mm) contre 586 ($L = 19$ mm)).

On retrouve également des fluctuations moindres, à faible richesse de cavité, pour des richesses ϕ_M inférieure à 0.7.

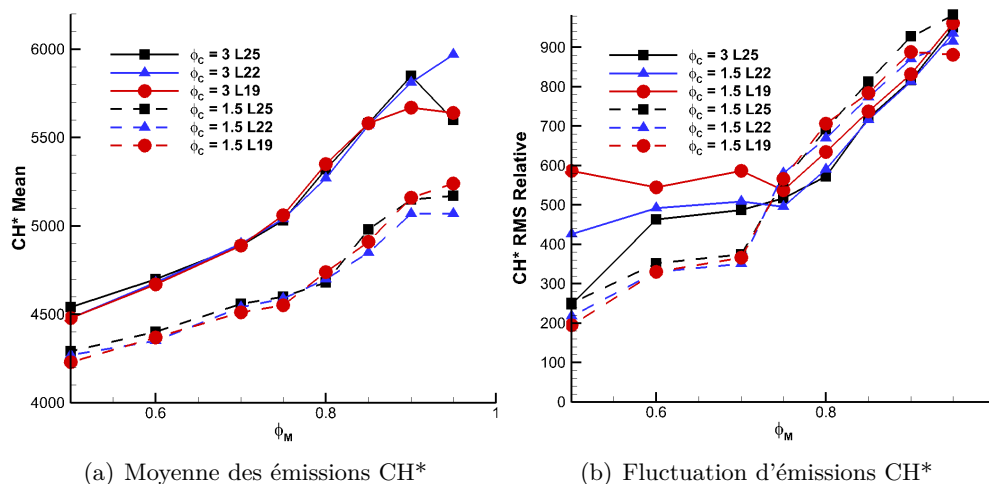


Fig 8.17 – Évolution des émissions CH^* de la chambre pour différentes longueurs de cavités.

Qualité de la combustion : Les courbes présentant l'évolution des émissions de CO et d'UHC en fonction de la richesse de l'écoulement principal (figure 8.18) sont sensiblement identiques pour les différentes longueurs de cavité. A noter, l'appareil utilisé pour mesurer les polluants est différent de celui utilisé pour mesurer les polluants dans les autres paragraphes. Ainsi, la valeur absolue des mesures peut être légèrement différente.

Du point de vue des CO , la qualité de la combustion semble meilleure pour de plus faibles longueurs de cavité. Cette amélioration est d'autant plus importante que la richesse de la cavité est élevée. Les imbrûlés pour leur part, quelque soit ϕ_C paraissent insensibles aux variations de longueurs.

Nous pouvons faire l'hypothèse qui suit : comme en témoigne les faibles rendements de combustion observés en mode FCS dans ces conditions (cf. tableaux B.1 et B.2), la part de la flamme de cavité continuant sa combustion dans l'écoulement principal est d'autant plus importante que longueur de la cavité est faible et que sa richesse est importante. L'augmentation de la richesse locale de la flamme principale par les gaz, issus de la cavité, et par conséquent, l'amélioration de la qualité de combustion est donc d'autant plus importante que la longueur de la cavité est faible.

Conclusion Une faible longueur de cavité tend à favoriser une combustion de meilleure qualité, en particulier, si on considère les niveaux des émissions de CO . Cependant pour une forte richesse de cavité et à faible richesse principale (inférieur à 0.75), une diminution de la longueur tend à augmenter les fluctuations de la combustion.

Nous ne retrouvons pas les résultats obtenus en mode FCS qui prédisaient, pour de plus faibles longueurs, une meilleure qualité et une meilleure stabilité de la combustion dans tous le cas.

Il ne faut cependant pas oublier que toutes ces mesures ont été réalisées avec des flammes instables, la conclusion serait peut être différente avec des flammes stables.

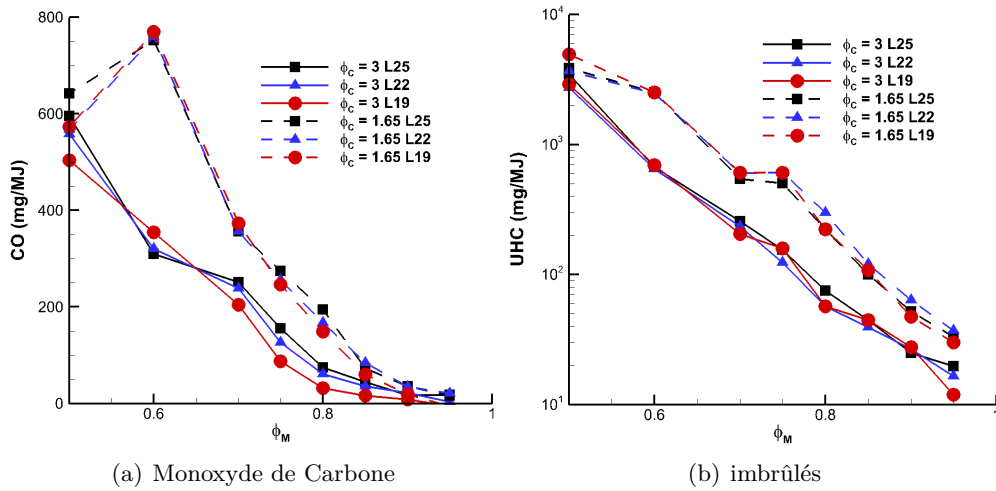


Fig 8.18 – Évolution des émissions polluantes de la chambre pour différentes longueurs de cavité.

8.2.3 Influence de l'air principal

Étudions à présent l'influence de l'air principal. Pour limiter la puissance thermique dégagée par la chambre avec l'augmentation du débit principal, ϕ_M vaut 0.7. La richesse de cavité est de 3. Du fait de l'encrassement du hublot, il n'est pas possible de faire des mesures quantitatives sur les mesures de chimiluminescence CH^* .

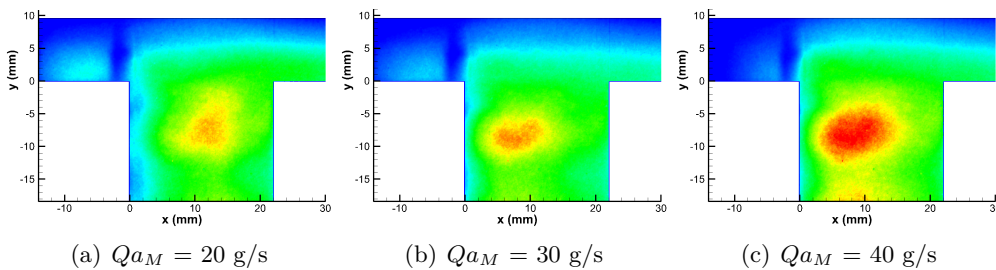


Fig 8.19 – Émissions moyennes de CH^* pour différents débits d'air principal : $\phi_M = 0.70$, $\phi_C = 3$.

Structure de la flamme : Les structures moyennes de flamme sont présentées sur la figure 8.19 : quand le débit principal augmente, le maximum d'intensité de combustion se déplace du milieu de la cavité vers le bord amont de la cavité. Ce déplacement est néanmoins moins sensible entre 30 g/s et 40 g/s. On observe également une diminution de la remontée de flamme en amont des barreaux.

Deux phénomènes peuvent expliquer la faible évolution de la structure moyenne de la flamme à l'intérieur de la cavité : le cisaillement, et l'aspiration.

En raison de l'augmentation de la différence de vitesse entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité, le cisaillement auquel est soumis la partie supérieure de la cavité augmente. Ceci génère alors une augmentation des pertes thermiques au niveau de la flamme de la cavité, qui comme nous l'avons vu précédemment, est

située dans sa partie supérieure. Ceci empêche alors le positionnement de la flamme dans la partie centrale de la cavité.

L'augmentation de l'aspiration peut également tendre à déplacer la flamme vers le bord amont. Ces hypothèses nécessiteraient cependant d'être étayées par la mesure du champ de vitesse à l'intérieur de la cavité.

Par ailleurs, l'ordre de grandeur de l'amplitude des fluctuations de pressions sont identiques dans les trois cas (environ 18 000 Pa) et la température moyenne de la chambre reste constante (toutes les fréquences sont de 125 Hz, et la richesse de la flamme est inchangée). On peut donc faire l'hypothèse de fluctuations de vitesses acoustiques d'amplitudes identiques qui, lorsque le débit d'air principal augmente, deviennent en proportion faibles, et ne permettent plus la remontée de la flamme en amont des barreaux.

Stabilité de la flamme : Pour quantifier la stabilité, nous avons calculé la variance du spectre de pression pour différents débits d'air principal. Les résultats sont représentés sur la figure 8.20.

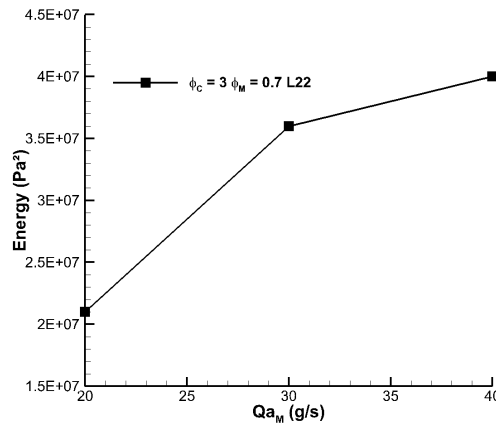


Fig 8.20 – Évolution de l'énergie des fluctuations de pression en du débit de l'écoulement principal. $\phi_M = 0.7$, $\phi_C = 3$.

Nous remarquons une augmentation de l'intensité des fluctuations avec l'augmentation du débit d'air principal ce qui est naturel dans le cas d'une flamme instable. En effet, le débit massique de carburant à l'intérieur de la chambre augmente, l'énergie potentielle chimique, injectée dans la chambre, augmente également fournissant ainsi davantage de fluctuations d'énergie en cas du maintien de l'instabilité. On note cependant entre 30 et 40 g/s une rupture de pente dans l'augmentation de la variance. Une explication pourrait être l'atteinte du cycle limite de l'amplitude de l'instabilité, les gains favorisant l'instabilité égaleraient alors les pertes par dissipation.

Qualité de la combustion : Les figures 8.21(a) et 8.21(b) présentent les émissions polluantes de la chambre. Lorsque le débit passe de 20 à 30 g/s, la qualité de la combustion décroît fortement : les émissions d'imbrûlés doublent (900 à 2100 mg/MJ) et les émissions de CO sont multipliées par 1.5 (1580 à 2200 mg/MJ). Entre 30 et 40 g/s, les émissions de CO diminuent légèrement et passent de 2200 à 2000

mg/MJ. Les imbrûlés continuent d'augmenter et passent de 2100 mg/mJ à 2700 mg/mJ.

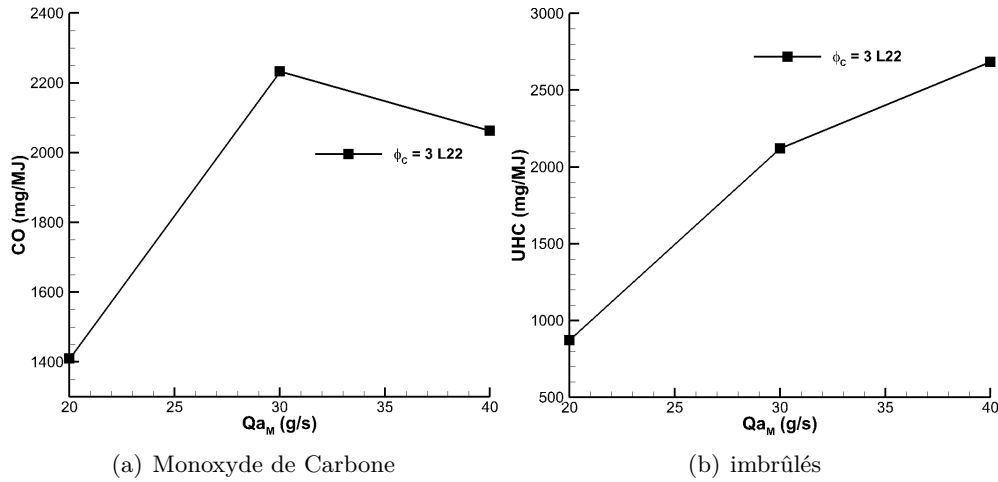


Fig 8.21 – Émissions polluantes en fonction du débit d'air principal, $\phi_M = 0.7$.

L'interprétation est complexe, mais deux phénomènes antagonistes peuvent l'expliquer.

Avec l'augmentation du débit principal, la longueur de la flamme principale augmente et peut être "figée" partiellement par l'apport d'air de dilution en sortie du brûleur. On observe alors de plus grandes émissions de CO .

A contrario, l'augmentation du débit intensifie le phénomène d'aspiration des gaz brûlés derrière les barreaux améliorant ainsi la richesse d'accrochage et donc la qualité de combustion.

Conclusion Nous retrouvons bien le résultat obtenu en FCS : un fort débit tend à déplacer la flamme de la cavité vers le bord amont de la cavité. En contre partie, l'instabilité semble augmenter les émissions polluantes.

8.2.4 Influence de l'air principal : simulation numérique

L'étude de la structure et de la stabilité du brûleur pour une très forte augmentation du débit principal a été réalisée numériquement.

L'augmentation du débit d'air principal conduit à une flamme d'une plus grande stabilité, comme le montre la simulation numérique effectuée par Merlin durant sa thèse [138]. Le point simulé ($Qa_M = 60$ g/s sans swirl) voit ses fluctuations de pression réduites à 4000 Pa contre 15 000 Pa pour le cas de référence. Le cycle de l'instabilité est présenté dans l'annexe D.

8.2.5 Influence de l'ajout du swirl

Nous avons ajouté un swirler dans l'écoulement principal de manière à le mettre en rotation.

L'angle d'incidence de 60° produit un nombre de swirl de 1.52. Ce dernier a été calculé au paragraphe 4.2.5.

Un débit de 20 g/s, génère une vitesse tangentielle de 13,5 m/s ainsi qu'une accélération centrifuge de 500 g_0 calculée à partir de la formule suivante [206] :

$$a = \frac{V_\theta^2}{R * g_0} \quad (8.1)$$

avec V_θ la vitesse tangentielle de l'écoulement, R le rayon de la chambre (ici 40 mm) et g_0 l'accélération gravitationnelle au niveau du sol. Pour un débit principal de 30 g/s et 40 g/s, on obtient respectivement 1000 g_0 et 1900 g_0

Cette accélération centrifuge s'exerce sur l'écoulement et tend à séparer les gaz frais des gaz brûlés [118]. Ainsi les gaz chauds immergés dans les gaz frais sont soumis à une force volumique donnée par la formule [118] :

$$F = \rho \times a \times (1 - T_f/T_c) \quad (8.2)$$

Avec F, la force de gravité par unité de volume en N/m^3 , a, l'accélération centrifuge auquel est soumis l'écoulement, ρ la densité des gaz frais, T_f leur température, T_c la température des gaz chauds. Les gaz frais de densité supérieure ont tendance à être expulsés vers l'extérieur de la chambre, à l'inverse, les gaz brûlés, moins denses, ont tendance à être repoussés vers le centre de la chambre.

Dans la géométrie actuelle, la flamme pilote annulaire est située au centre de la chambre de combustion. Bien que l'écoulement à l'intérieur de la cavité ne soit pas directement en rotation, l'effet du swirl tend cependant par entraînement, à confiner les gaz chauds à l'intérieur de la cavité. L'effet du swirl est donc négatif quant au mélange entre les gaz issus de la cavité et les gaz issus de l'écoulement principal.

Présentation : Les effets présentés dans les paragraphes suivants concernent des configurations dans lesquelles le swirl a été ajouté. Les flammes restent cependant toujours instables.

Structure de la flamme : Les mesures de chimiluminescence, avec et sans swirler, ont été conduites au cours des campagnes d'essais PIV. La présence d'oxyde de zirconium sur les hublots rend difficile l'analyse quantitative des mesures de chimiluminescence CH^* , on peut cependant comparer la structure moyenne de la flamme.

La figure 8.22 présente les émissions CH^* moyennes de la flamme dans la configuration, avec et sans swirl, pour une richesse de 0.75. On remarque une légère différence de structure à l'intérieur de la cavité. L'ajout de swirl tend à placer davantage contre la paroi amont la position du maximum d'intensité de combustion dans la cavité. On note également que la flamme principale remonte sur une moins grande distance dans l'écoulement principal.

Ce phénomène peut être expliqué par la simple augmentation de la vitesse au-dessus de la cavité (paragraphe 8.2.3(le swirler de 60° double la vitesse), ou par la modification de la dynamique de l'instabilité liée à l'ajout de swirl.

Stabilité de la flamme : Lorsqu'on mesure l'énergie des fluctuations de pression (cf. figure 8.23(a)), on remarque tout de suite une différence d'intensité entre les deux configurations. Les énergies associées aux fluctuations de pression sont beaucoup plus faibles avec le swirl, et ce, quelque soit la richesse de l'écoulement principal.

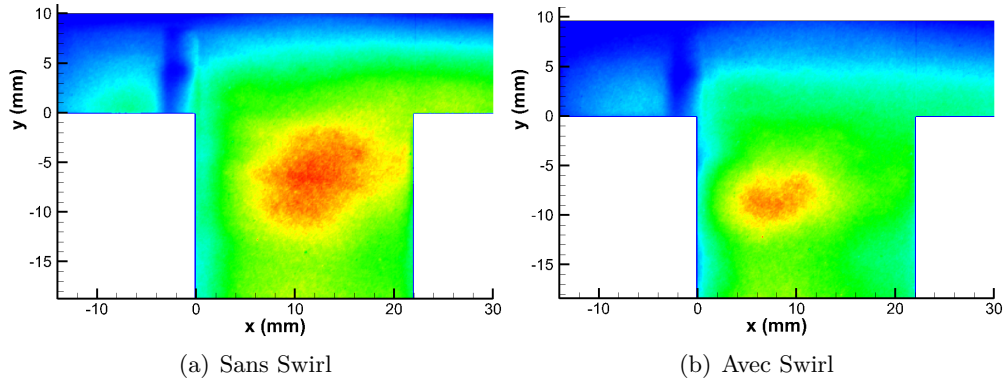


Fig 8.22 – Émissions moyennes de CH^* avec et sans swirl : $\phi_M = 0.75$, $\phi_C = 3$.

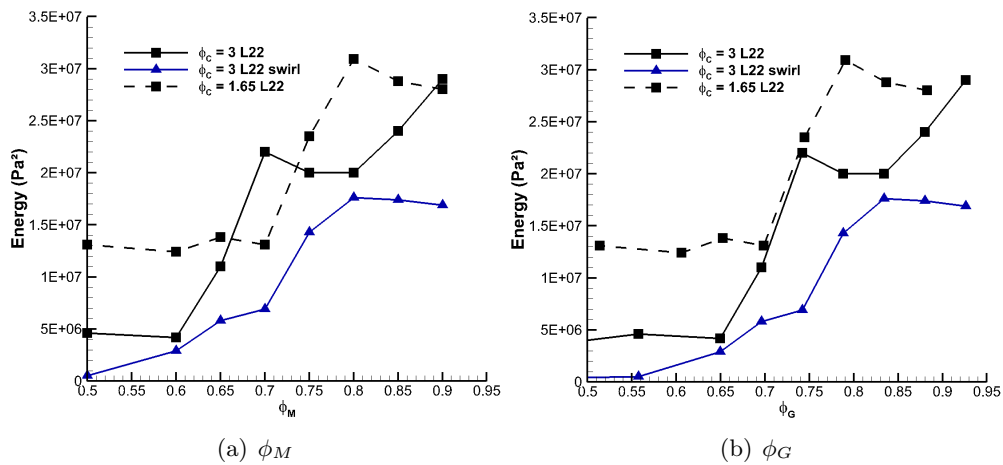


Fig 8.23 – Évolution de l'énergie des fluctuations de pression avec et sans swirl.

On peut établir trois origines possibles si l'on se réfère au bilan énergétique établi précédemment (equation 2.13). Nous nous plaçons à énergie injectée constante.

- La première : la combustion est de moins bonne qualité ce qui diminue l'énergie apportée à l'instabilité. Cependant pour une richesse globale de 0.93, bien que les niveaux CO et d'imbrûlés soient identiques dans les deux configurations (figure 8.26(a) et figure 8.26(b)), les niveaux des fluctuations de pression sont plus faibles avec le swirler (figure 8.23(b)). Cette hypothèse n'est donc pas bonne.
- La seconde : les conditions aux limites sont modifiées, ce qui change les pertes et les gains énergétiques aux limites. La seule modification structurelle à la chambre est l'ajout du swirler. En raison de la section de passage et des vitesses mises en jeu largement subsoniques, il est peu probable que ceci modifie l'impédance de l'ensemble.

- Une autre possibilité pourrait consister en une meilleur stabilisation de la chambre. Ceci diminuerait alors simultanément l’amplitude des fluctuations de pression et de dégagement de chaleur.

Cette amélioration de la stabilisation peut être due à plusieurs éléments.

- Tout d’abord, une augmentation de l’aspiration de gaz brûlés dans le sillage des barreaux créée par l’augmentation de la norme de la vitesse.
- Ensuite, une remontée de gaz brûlés accrue, liée au déplacement de la flamme de cavité vers le bord amont.
- Enfin, une plus faible interaction entre l’écoulement principal et l’écoulement de cavité.

Nous avons dit précédemment que la giration tendait à placer les gaz brûlés sur la partie interne de la chambre et les gaz moins chauds sur la partie externe. Durant le cycle de l’instabilité (figure 8.24), les gaz de l’écoulement principal, plus frais, ont tendance à se placer dans la partie externe de la chambre (Leur température maximale est comprise entre 300 K (flamme soufflée) et $T_{adiabatique} = 2000$ K) alors que les gaz de la cavité, plus chauds, (la flamme est toujours positionnée après l’air d’injection avale, la richesse est de $\phi_{CG} = 1.23$, soit $T_{adiabatique} = 2100$ K) ont tendance à rester à l’intérieur de la cavité. Ceci réduit alors l’interaction entre l’écoulement principal et l’écoulement de cavité.

Ceci irait également dans le même sens que les résultats obtenus par simulations numériques à froid qui prédisaient une plus faible interaction entre l’écoulement principal et l’écoulement de cavité avec swirl que sans swirl.

On obtient ainsi une plus faible variation de l’intensité de la combustion durant le cycle avec swirl et donc de plus faibles variations de pression.

D’autres paramètres peuvent également intervenir : des variations de débits, modification des mélanges au niveau des barreaux etc. Compte-tenu de la complexité de la configuration il est difficile de fournir davantage de précisions.

L’ajout de swirl semble donc augmenter la stabilité de la chambre de combustion.

Qualité de la combustion : Avec l’ajout du swirler, pour une richesse principale de 0.75, les imbrûlés (figure 8.25) passent de 85 mg/MJ à 1700 mg/MJ et les CO, de 540 mg/MJ à 1970 mg/MJ. L’ajout diminue donc très fortement la qualité de la combustion. Ces différences s’atténuent néanmoins lorsqu’on augmente la richesse de l’écoulement principal.

L’étude des émissions polluantes est complexes car de nombreux phénomènes interviennent : l’aspiration derrière les barreaux accrue, les fluctuations de vitesse plus importantes en norme (hypothèse d’une fluctuation de pression identique, d’une fluctuation de vitesse axiale identique) , une modification de la dynamique de la chambre, et un cisaillement plus important etc...

Il est cependant intéressant de mettre en parallèle un autre phénomène. Sans le swirler, lorsque la richesse passe de 1.65 à 3 (cf. figure 8.25), pour $\phi_M = 0.75$ les émissions chutent et les courbes présentent les mêmes allures : les imbrûlés passent de 2300 à 85 mg/MJ et les CO de 1700 mg/MJ à 540 mg/MJ. Sur cet aspect, l’ajout de swirl possède donc un effet similaire à la réduction de la richesse dans la cavité.

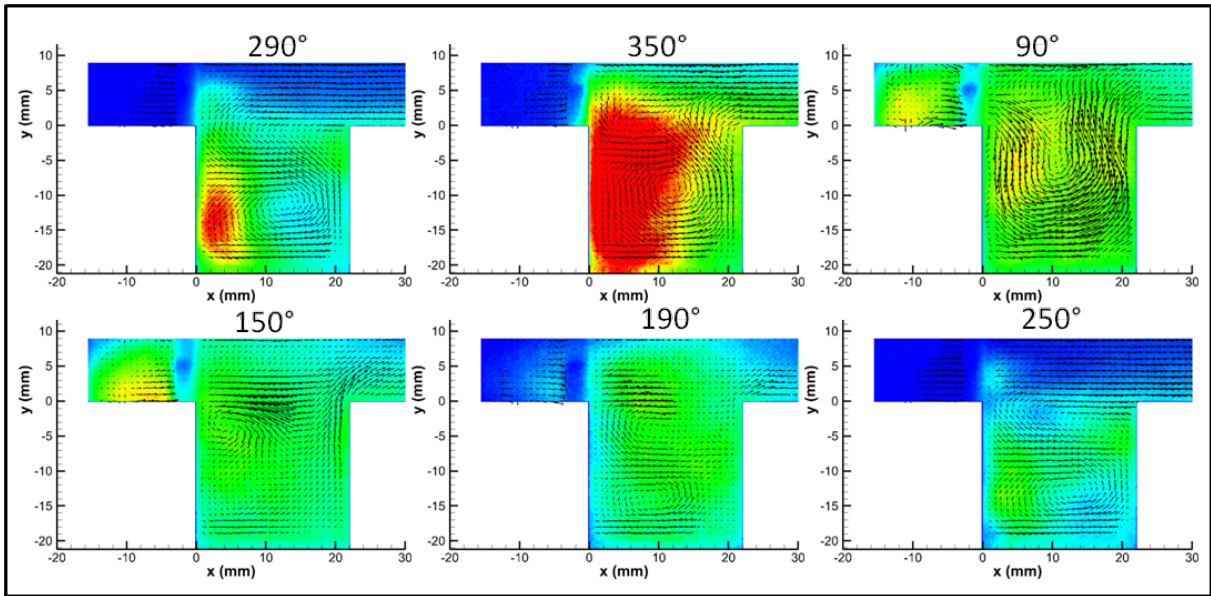


Fig 8.24 – Évolution de la structure du cas instable avec Swirl, $\phi_C = 3$, $\phi_M = 0.85$.

Plusieurs causes pourraient expliquer cela : la première serait un plus grand isolement de la cavité avec le swirler. La giration réduirait la remontée des gaz brûlés de la cavité dans l'écoulement principal ce qui tendrait à augmenter les émissions de CO modifiant la richesse à la base de la flamme. Cet effet serait contrebalancé par l'augmentation de la norme de la vitesse qui augmente l'aspiration (un swirl de 60 degré multiplie par deux la norme de la vitesse au niveau des barreaux).

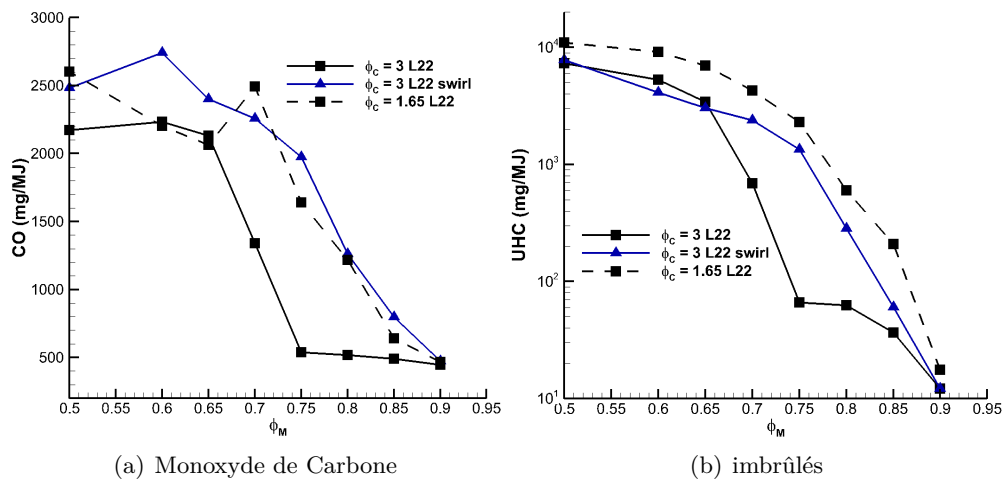


Fig 8.25 – Emissions polluantes en fonction de la présence du swirl et de la richesse principale.

Du point de vue des imbrûlés, pendant le cycle de l'instabilité, l'amplitude des fluctuations de vitesse augmente (La norme de la vitesse est le double de celle de la vitesse axiale, une variation de cette dernière, présente une variation double de la première), ce qui entraîne pour la flamme, une difficulté accrue pour s'accrocher lorsque la combustion se rétablit. Ceci augmente alors les imbrûlés.

Pour une richesse principale plus importante, ces différences diminueraient en raison de la moins grande sensibilité de la flamme aux fluctuations de vitesse et au

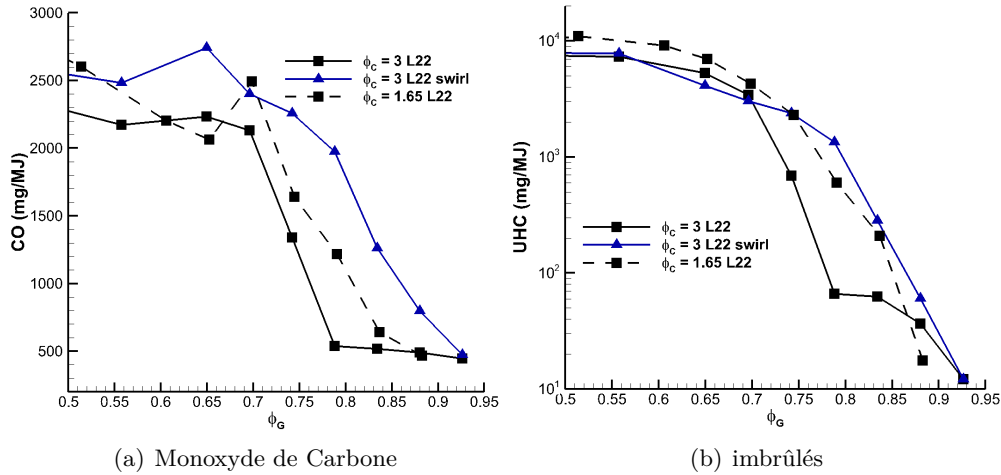


Fig 8.26 – Emissions polluantes en fonction de la présence du swirl et de la richesse globale.

cisaillement. Ceci est lié à l'augmentation de la vitesse de flamme.

Conclusion. L'ajout de swirl semble donc posséder, dans le cas instable, un rôle stabilisateur. Tout d'abord, le swirl tendrait à déplacer la flamme dans la cavité contre le bord amont, et en second lieu, à favoriser la fermeture de la cavité lors du développement de l'instabilité. En contre partie, la qualité de la combustion est moins bonne.

A l'inverse, on peut penser que, dans le cas d'une cavité située à l'extérieur de la chambre, la giration de l'écoulement tendrait à favoriser l'ouverture du second vortex et donc la vidange de la cavité sur son bord aval. Ceci augmenterait ainsi l'instabilité.

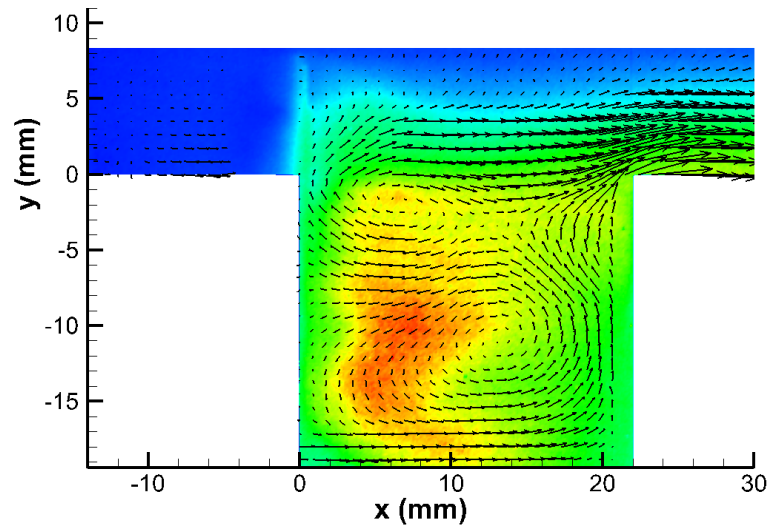
8.3 Le cas *stable*

Tous les cas présentés précédemment étaient instables. Il existe cependant certains points de fonctionnement avec le swirler dans lesquels la flamme est stable.

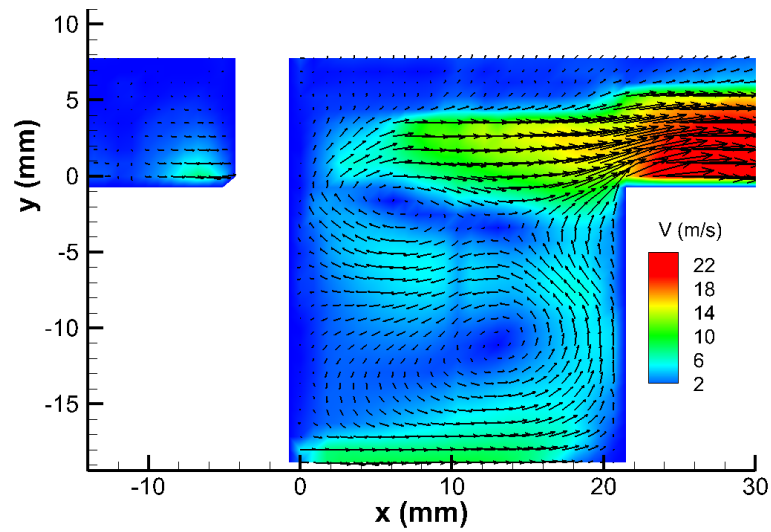
Par exemple, un débit principal de 20 g/s, une richesse principale de 0.70 et une richesse cavité de 1.65 conduisent à une flamme stable alors qu'une richesse plus grande (0.75) ou plus petite (0.65) conduit à une flamme instable. On observe alors une brusque diminution de CO et d'imbrûlés et une légère augmentation des NO_x .

Par la même occasion, toujours avec le swirler, une diminution du débit de l'air de cavité aval tend également à modifier le comportement de la chambre : lorsque $\phi_C = 3$, $\phi_M = 0.7$, $Q_{aM} = 20$ g/s, la réduction du débit air aval Q_{aA} de 1 g/s à 0.5 g/s rend la flamme stable.

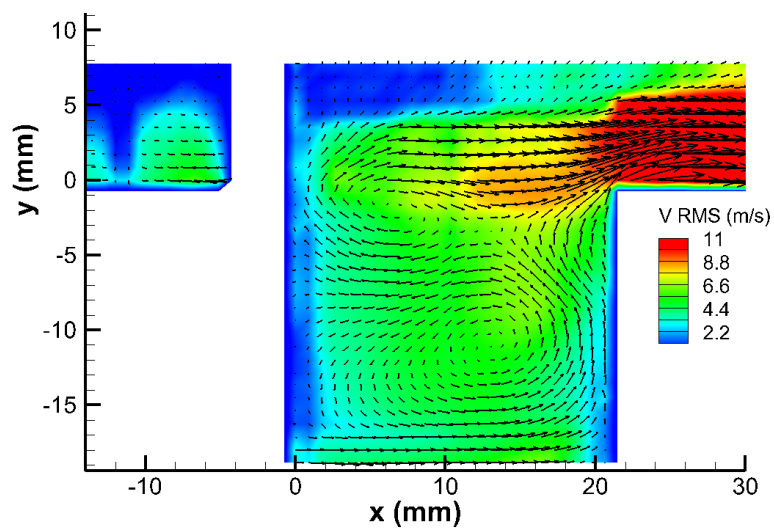
Toujours avec le swirler, une augmentation du débit principal de 20 à 30 g/s stabilise également la flamme.



(a) Emissions CH*



(b) Normes du vecteur vitesse



(c) Fluctuations de vitesses

Fig 8.27 – Emissions CH* et champ PIV dans le cas stable (avec Swirl), mesure dans le PM.

8.3.1 Modification apportée par la stabilité

Structure de la flamme : Les mesures simultanées de CH^* et de PIV (cf. figure 8.27) ont été réalisées avec Q_{aM} de 30 g/s, ϕ_C de 3, Q_{aA} de 1 g/s, et une richesse principale ϕ_M de 0.75. Le plan d'étude est le plan milieu.

La giration de l'écoulement éjecte l'oxyde de zirconium contre la paroi et génère un fort encrassement. Les mesures proches de la paroi des hublots sont de mauvaise qualité.

La structure de l'écoulement est en double vortex et on observe également la remontée des gaz de la cavité le long des barreaux. L'effet de l'air aval est également visible. On remarque qu'il dévie l'écoulement et qu'il favorise ainsi la création de la structure en double vortex.

On note la vidange de la cavité au niveau du barreau et sur le bord aval de la cavité.

On observe sur la figure 8.27(c) des fluctuations de vitesse de l'ordre de 5 m/s dans la cavité et des fluctuations beaucoup plus importantes dans l'écoulement principal montant jusqu'à 14 m/s. A l'intérieur de la cavité, l'amplitude des fluctuations de vitesse est sensiblement identique à celle observée dans le cas instable (cas de référence). Les fluctuations, en sortie d'injection cavité, sont cependant beaucoup plus faibles.

A l'intérieur de la cavité, la flamme est répartie sur les deux branches du vortex. Le maximum d'intensité se situe cependant au fond de la cavité, sur le bord amont.

Dans l'écoulement principal, les émissions CH^* ne sont pas présentes en amont des barreaux. Il n'y a donc plus de remontée de gaz brûlés dans l'écoulement principal.

Stabilité de la flamme : Lorsqu'on s'intéresse à la stabilité, on note que l'énergie des fluctuations de pression chute radicalement lorsqu'on ajoute le swirler. Ainsi, pour une richesse principale de 0.7, un débit principal de 30 g/s et une richesse de cavité de 3, l'ajout de swirl fait passer l'énergie de $36 * 10^6 \text{ Pa}^2$ à $0.14 * 10^6 \text{ Pa}^2$. Le spectre des fluctuations de pression est également radicalement modifié (cf. figure 8.28) : Les modes acoustiques disparaissent et les pics d'intensité diminuent de plus de 40 dB.

Qualité de la combustion : La figure 8.29 présente les variations des émissions polluantes pour différentes conditions. Le débit d'air principal est de 20 g/s et la richesse de cavité de 1.65. Avec le swirler les émissions d'imbrûlés passent ainsi de 4300 mg/MJ pour une richesse de 0.75 à 170 mg/MJ pour une richesse principale de 0.7 (point stable) avant de remonter à 3300 pour une richesse de 0.65. Sans le swirl, on observe aucune variation de stabilité.

Cette forte variation des imbrûlés avec l'apparition de l'instabilité, confirme l'hypothèse d'émissions d'imbrûlés contrôlés par la combustion intermittente à l'intérieur de la chambre.

On peut noter également dans une moindre mesure une réduction des émissions de CO : 2730 mg/MJ un ϕ_M de 0.65, 810 pour un ϕ_M de 0.7 stable et 2200 pour un ϕ_M de 0.75 instable.

En contre partie les émissions d'oxydes d'azote augmentent comme le montre le léger pic sur la courbe avec swirl de la figure 8.29(c).

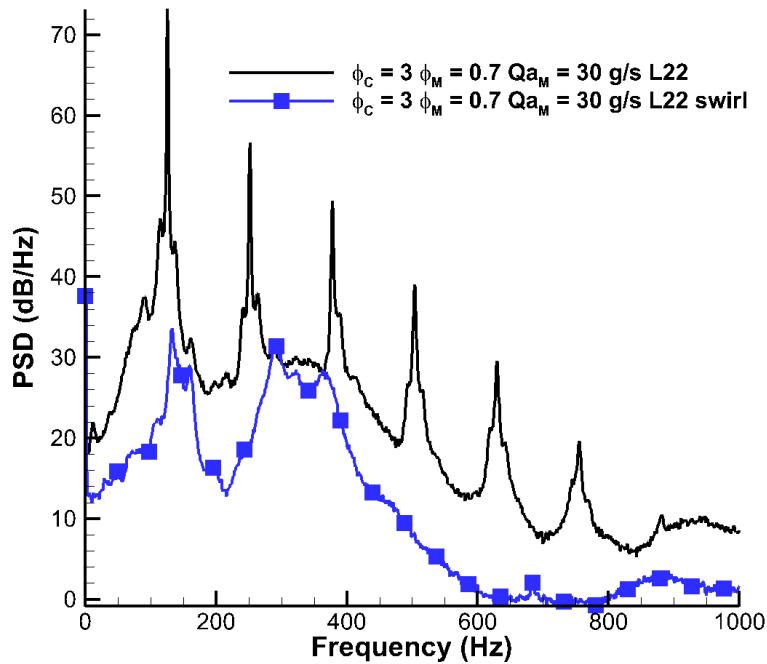


Fig 8.28 – Spectre de pression d'un cas stable et d'un cas instable.

Conclusion Le swirler permet dans certaines conditions, d'obtenir une flamme quasiment stable. La structure en double vortex est toujours présente, tout comme la remontée des gaz brûlés sur le bord amont. Une flamme stable diminue alors fortement les émissions d'imbrûlés et de CO.

8.3.2 Évolution de la structure au cours d'un cycle

Il convient à présent, d'étudier plus en détail la structure de l'écoulement afin d'observer quels sont les phénomènes stabilisateurs et déstabilisateurs qui sont impliqués.

la figure 8.30 présente l'évolution du cycle de la combustion dans le cas d'une flamme stable. L'intensité maximale de la combustion est initialement située au fond de la cavité tandis qu'une partie se trouve sur le second vortex (10 deg). Cette partie alimente en gaz brûlés la flamme principale, via les barreaux.

Au fond de la cavité, l'intensité de la flamme augmente progressivement et remonte l'écoulement de manière à se diriger vers le bord amont (70 deg). Cette combustion dilate l'écoulement, écrase le second vortex et contribue à l'augmentation de la pression dans la chambre.

En parallèle, l'effet de la déviation de l'écoulement par l'air aval se fait de moins en moins sentir. Plusieurs raisons à cela : du fait de la suppression, il y a une variation du débit d'air issu de la cavité(cf. figure 8.32, le minimum de vitesse est convecté) ainsi qu'une variation du débit d'air aval (cf. figure 8.33). Cette dernière information mériterait cependant à être validée par d'autres mesures, en mettant un traceur dans l'écoulement d'air aval par exemple.

L'écoulement de la cavité s'ouvre (110 deg) et libère ses gaz directement en aval

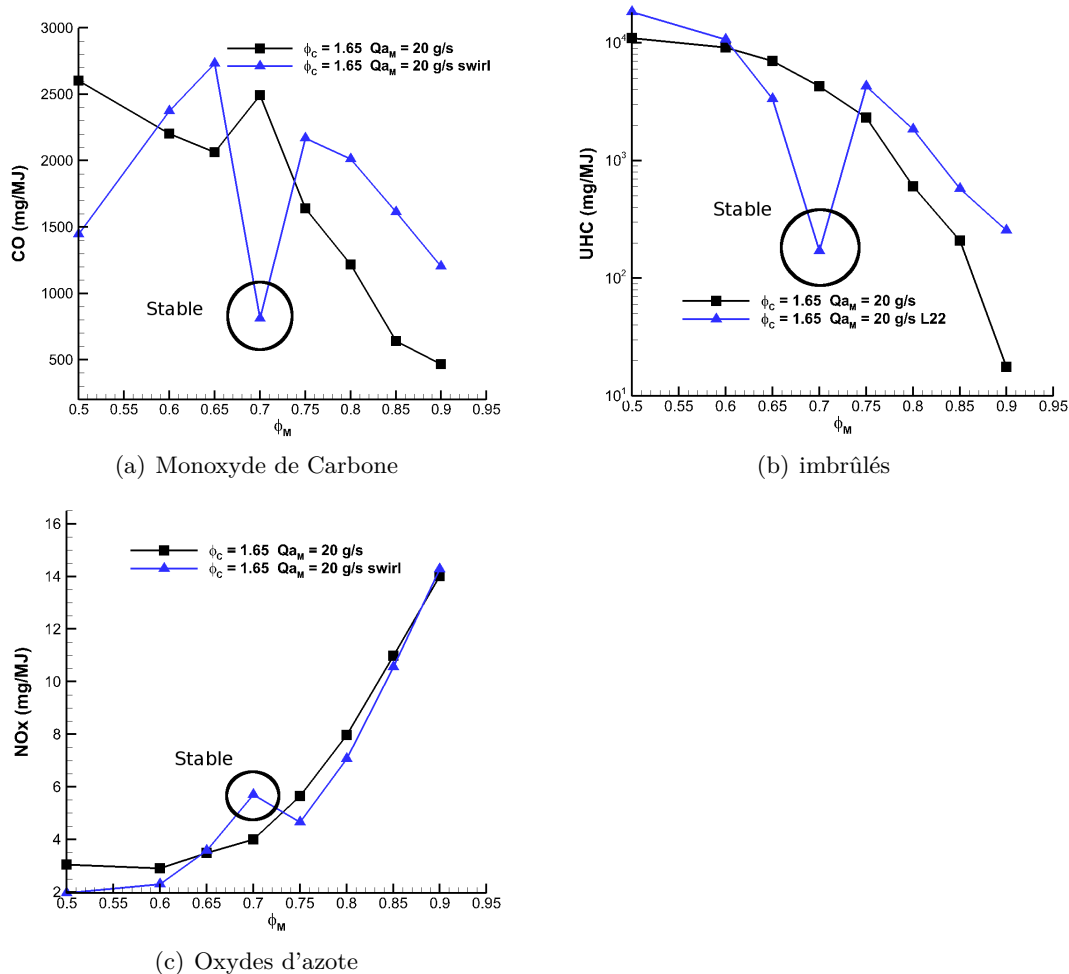


Fig 8.29 – Effet de la stabilité sur les émissions polluantes : Le point $\phi_C = 1.65$, $\phi_M = 0.7$ avec swirler est stable.

de la cavité, dans l'écoulement principal (110 - 150 deg) où la combustion est toujours active. L'écoulement principal pénètre à l'intérieur de la cavité grâce à l'espace créé par l'ouverture de celle-ci, et en perturbe la dynamique : la structure en double vortex est supprimée et l'intensité de la combustion à l'intérieur de la cavité décroît fortement. L'effet de l'air aval se fait ensuite davantage sentir (200 deg), et favorise la fermeture de la cavité. La structure en double vortex se forme à nouveau (230 deg) : la flamme dans la cavité se sépare en deux parties (330 deg) : l'une à l'emplacement du vortex supérieur mais avec une faible intensité, l'autre à l'emplacement du vortex inférieur avec une forte intensité.

Durant tout ce temps nous n'avons que très peu d'information sur l'évolution de la dynamique de l'écoulement principal. Son intensité varie peu.

Pendant le cycle, on observe la remontée de gaz brûlés derrière les barreaux ainsi que la présence d'émission CH^* au niveau de la couche de cisaillement entre l'écoulement de cavité et l'écoulement principal contre la paroi amont. Cependant, du fait de la présence de hublots, il est difficile de déterminer, compte-tenu des niveaux de fluctuation des intensités, si ces variations proviennent de la flamme principale elle-même ou des émissions émises par le hublot.

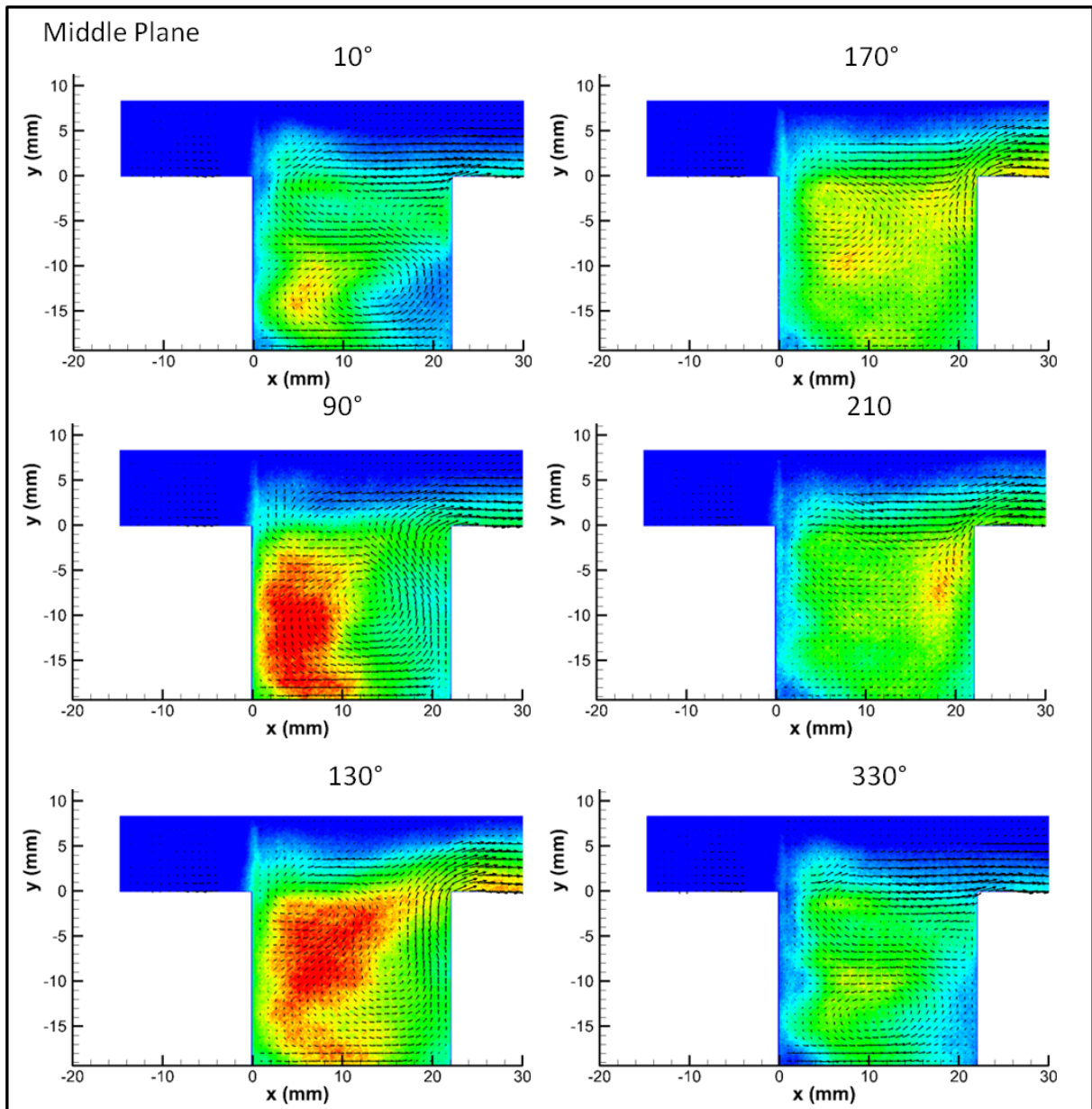


Fig 8.30 – Évolution de la structure de la flamme lorsque la flamme est stable.

$$Q_{aM} = 30 \text{ g/s}, \phi_C = 3, \phi_M = 0.75.$$

On retrouve les éléments stabilisateurs (structure en double vortex, remontée de gaz brûlés derrière les barreaux) et déstabilisateurs (interaction écoulement principal/cavité, variations de débits) observés dans les conditions fortement instables. Cependant, en dépit de la présence de ces éléments stabilisateurs, l'instabilité de combustion a quasiment disparu. Il est donc difficile de conclure quant à la cause précise de l'apparition de l'instabilité.

8.3.3 Conclusion sur le cas *stable*

Les cas stables ont tous été obtenus avec l'ajout de swirl, soit en réduisant le débit d'air aval, soit en diminuant la richesse de la cavité soit en augmentant le débit d'air principal. Il s'en suit à chaque fois une brusque diminution des imbrûlés et du CO, une diminution de l'énergie des fluctuations de pression et une disparition

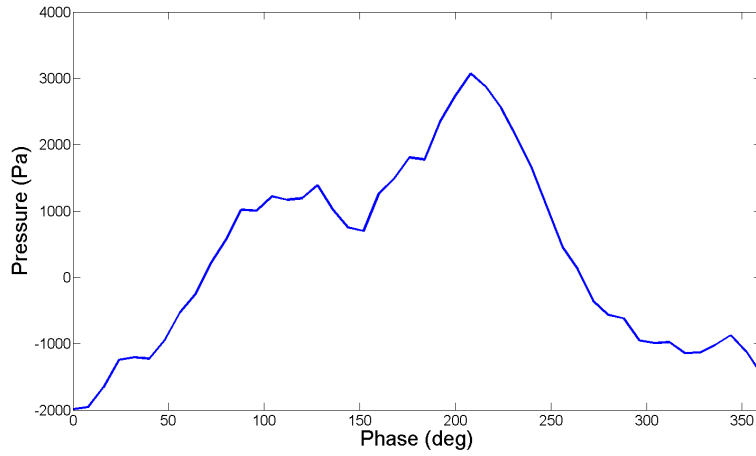


Fig 8.31 – Cycle de pression du cas stable. $Q_{aM} = 30$ g/s, $\phi_C = 3$, $\phi_M = 0.75$.

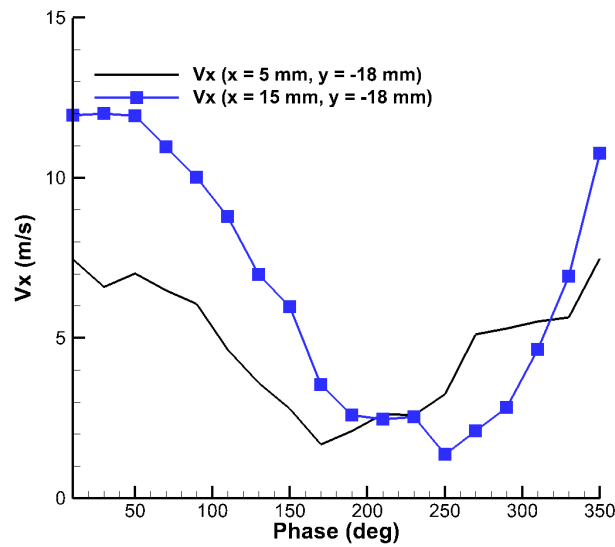


Fig 8.32 – Vitesse axiale de l'écoulement en fonction de la phase au fond de la cavité.

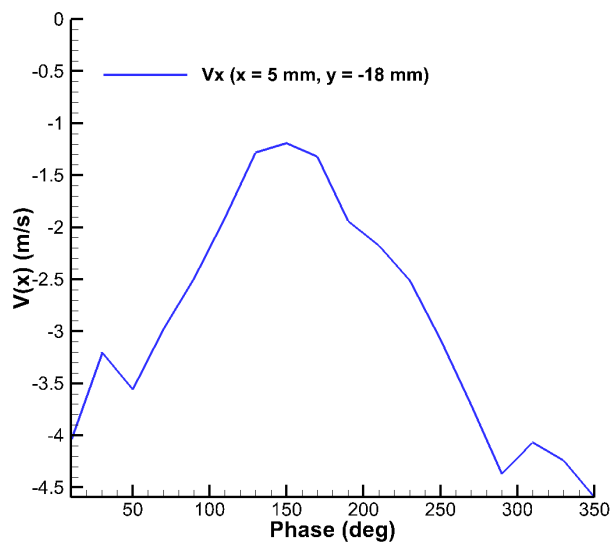


Fig 8.33 – Vitesse axiale de l'écoulement en fonction de la phase en sortie de l'injection d'air aval.

des modes acoustiques. Les fluctuations de pression restent cependant relativement importantes.

Des modifications de structure de l'écoulement à l'intérieur de la cavité persistent tout comme des fluctuations de débits. L'intensité des fluctuations tant de pression que de vitesse est cependant beaucoup plus faible et permet de maintenir cette instabilité à un niveau raisonnable.

8.4 Conclusion

Les mesures ont toutes été effectuées dans des situations plus ou moins instables, même lorsque l'instabilité ne semblait plus exister. Les instabilités de combustion modifient fortement la structure de l'écoulement au cours d'un cycle. L'étude des différents cycles d'instabilité, couplée avec l'étude faite en mode FCS (Flamme Cavité Seule), permettent néanmoins de comprendre la dynamique et la structure de la chambre. On peut ainsi établir les éléments stabilisateurs et déstabilisateurs influant sur la combustion.

Éléments stabilisateurs :

- Une structure en double vortex dans la cavité. Cette structure est fondamentale pour la bonne stabilisation de la flamme. Elle apporte des gaz brûlés le long du bord amont de la cavité et par la même occasion, elle tend à isoler la flamme de la cavité, de l'écoulement principal. L'écoulement est ainsi de type "Clos" (figure 6.27). Cette structure en double vortex est favorisée par l'ajout de swirl dans l'écoulement principal.

Les études en mode FCS permettent de fournir davantage de paramètres favorisant cette structure. Ainsi, les mesures effectuées avec $\phi_C = 1.65$, mettent en évidence qu'un débit principal important favorise cette structure puisqu'on passe d'un écoulement de type "Vidange" à un écoulement "Clos". Les mesures en mode FCS permettent également de prédire, même si cela n'a pas été observé dans le cas instable des écoulements réactifs, que l'écoulement de type "Clos" est favorisé par une faible longueur de cavité.

- La remontée des gaz brûlés le long des barreaux. La remontée des gaz brûlés à la base de la flamme principale est un autre élément stabilisateur de la chambre. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire d'avoir une flamme de cavité positionnée près du bord amont. Différents paramètres favorisent une telle situation. Ils sont liés avec ceux trouvés pour obtenir une structure en double vortex : l'ajout de swirl, une vitesse principale importante, une forte richesse de cavité. Une faible longueur de cavité est également susceptible de favoriser cette remontée même si l'effet dans le cas instable n'a pratiquement pas été vu.

Plusieurs éléments déstabilisateurs sont observés lors de l'étude des flammes instables. Il est cependant difficile de savoir s'ils sont la cause réelle de l'instabilité ou s'ils en sont une conséquence. En effet l'instabilité de combustion par les fortes variations de vitesse et de pressions associées, provoque une profonde modification de la dynamique de la chambre. L'expérience permet d'en capter les effets. Remonter aux causes est un exercice plus délicat.

Éléments déstabilisateurs :

- L'interaction écoulement principal/écoulement de cavité. Cette interaction est fortement déstabilisatrice : l'écoulement principal pénètre à l'intérieur de la cavité et en modifie en profondeur la dynamique. L'écoulement y fait ainsi varier l'intensité de la combustion et provoque la disparition de la structure en double vortex. La cavité peut ainsi se vider sur son bord aval. A partir de l'étude en mode FCS, il est possible d'établir des conditions favorisant une

telle interaction : Une forte longueur de cavité, un faible débit principal, une faible richesse de cavité (proche de la stœchiométrie) et un écoulement sans swirl. La dynamique de l'écoulement faisant abstraction de l'instabilité, serait alors proche de celle des modes "Mixte" ou "Vidange" obtenus à froid.

- Les variations de débits. Les mesures dans les cas *stable* et instable ont mis en lumière des variations de débits dans l'alimentation en fluide de la chambre. Ces fluctuations sont cependant beaucoup plus faibles dans les cas stables. Ces variations de débits tendent à favoriser l'ouverture de la cavité sur le bord aval et à augmenter l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité. Elles sont une conséquence de l'instabilité car elles proviennent des fluctuations de pressions.

Les émissions polluantes sont fortement dépendantes de la stabilité. Néanmoins, une forte richesse de cavité ϕ_C , tend à diminuer les CO et les imbrûlés, et à augmenter les émissions de NO_x . Pour de fortes richesses de cavité, les émissions de NO_x sont en lien direct avec la structure et la richesse locale de la flamme de cavité.

Les pistes pour améliorer le comportement de la chambre seraient en premier lieu de limiter l'interaction avec l'écoulement principal et l'écoulement de cavité.

Pour cela la réduction du diamètre du bord aval serait une bonne amélioration.

On peut également envisager une augmentation du débit d'air principal ainsi qu'une réduction du débit d'air de cavité aval.

L'effet bénéfique de la forte augmentation du débit principal a été évalué numériquement lors de la thèse de C. Merlin [138].

La réduction du débit d'air pour sa part, limiterait fortement les variations d'intensité de combustion dans la cavité, générées par les variations de débits. Celle-ci tendrait certes à former un écoulement davantage de type "Vidange" comme l'ont montré les mesures à froid, mais cette réduction pourrait être compensée par l'augmentation du débit d'air principal.

Deuxième partie

**Ajout de dopant dans un
injecteur de kérosène
aéronautique**

L'hydrogène est un gaz hautement réactif puisqu'il possède une très grande vitesse de flamme laminaire stœchiométrique (3.2 m/s maximum aux conditions ambiantes de température et de pression [128] contre 0.38 m/s pour le méthane [191] et 0.917 m/s à 470 K pour le kérosène (Jet-A1) [34]).

Son emploi, en tant que dopant, a donc été largement étudié. Ainsi remarque-t'on que son ajout augmente les vitesses des flammes laminares des composés auxquels il est associé, que ce soit à pression atmosphérique [89, 66, 177], ou sous pression [132], que ce soit pour des composés hydrocarbonés légers tels que le méthane, intermédiaires tels que le propane [113], ou plus lourds tel que l'isooctane [132]. L'ajout d'hydrogène rend la flamme moins sujette à l'extinction en présence de fort cisaillement [90, 66]. Du fait d'un nombre de Lewis inférieur à 1, l'hydrogène possède une longueur de Markstein négative, que ce soit à pression atmosphérique ou à haute pression [105]. Ainsi, contrairement au méthane et aux autres hydrocarbures plus lourds tel que le kérosène, le cisaillement augmente la vitesse de flamme laminaire de l'hydrogène [105]. Il permet, en outre, de diminuer la limite d'extinction pauvre des flammes swirlées, prémélangées, de composés hydrocarbonnés de faible masse molaire tel que le méthane [181, 103], ou de forte masse molaire tels que le kérosène [57]. Une des explications à de telles modifications de comportement réside sans doute, lors de l'ajout d' H_2 , dans la forte augmentation de la concentration en radicaux OH dans la flamme, radicaux intervenant dans de nombreuses réactions clés dans le processus de combustion. Ceux-ci interviennent même pour de faibles proportions ajoutées (fraction molaire de 2%). Ceci a bien été mis en évidence pour des mesures de LIF sur OH (Laser Induce Fluorescence) [177, 176].

Cette augmentation de la réactivité n'est pas sans conséquences sur les émissions de NO_x . Ainsi, pour une flamme de prémélange swirlé, à même température adiabatique de fin de combustion, on observe une légère augmentation des émissions de NO_x en sortie de chambre [176, 103]. Cette hausse n'est cependant absolument pas comparable à celle que l'on obtiendrait en flamme de diffusion sans ajout d'hydrogène [103]. Cet accroissement des émissions de NO_x peut cependant être contrebalancé par la possibilité de brûler en mélange plus pauvre. Par la même occasion, l'ajout d' H_2 tend à diminuer fortement les émissions de CO que ce soit pour des flammes de prémélange de méthane [103] ou de kérosène [57]. Il est donc envisageable de brûler en mélange plus pauvre, d'émettre moins de NO_x sans pour autant augmenter les émissions de CO [103, 57]. Les études réalisées jusqu'alors ont toutes été effectuées sur des injecteur swirlés académiques monophasiques.

Cependant la production d' H_2 pur à partir d'hydrocarbures est difficile. Lors de sa production, il est presque toujours mélangé à d'autres gaz tels que le CO ou le CO_2 .

Le procédé d'obtention des composés hydrogénés le plus simple est le vapo-

formage (SR : Steam Reforming). Celui-ci oxyde partiellement l'hydrocarbure en présence de vapeur. Ce procédé est malheureusement endothermique et requiert une grande quantité d'énergie, ce qui rend impossible son utilisation directe à bord d'un avion.

Une autre possibilité est d'oxyder partiellement l'hydrocarbure en présence d'eau et de dioxygène pour former du CO et de l' H_2 . Cette réaction appelée reformage autotherme (ATR : Auto Thermo Reforming) ne nécessite pas d'apport extérieur de chaleur [81] mais requiert toujours l'ajout de vapeur d'eau.

Une technique, moins efficace en terme de rapport molaire H_2/CO produit, mais ne requérant que du dioxygène existe également : il s'agit du procédé d'oxydation partielle (POX : Partial Oxidation). Celui-ci ne nécessite pas d'eau mais provoque un très fort dégagement de chaleur. La réaction peut cependant être réalisée de manière catalytique afin de diminuer les températures mises en jeu. Il s'agit alors d'oxydation catalytique partielle (CPOX : Catalytic Partial Oxidation) [81].

Selon le procédé utilisé, les gaz issus des processus de reformage du kérosène, ont donc des compositions différentes. Les réacteurs de type CPOX produisent des gaz contenant moins d' H_2 et de CO_2 mais davantage de CO que les gaz issus des réacteurs de type ATR.

L'étude de l'effet de l'ajout de gaz de reformeur est complexe car de nombreux paramètres interviennent. Ainsi, à conditions ambiantes, la vitesse de flamme laminaire stoechiométrique d'un mélange $CO/H_2/Air$ dépend très fortement du rapport molaire CO/H_2 . Celle-ci a fait l'objet de nombreuses études répertoriées dans la thèse de Bouvet [16] : Lorsque ce rapport est de 05/95, la vitesse de flamme laminaire maximale est de 45 cm/s. Elle passe à 120 cm/s pour un rapport 25/75 et monte à 175 cm/s pour un rapport 50/50 [17]. Cette tendance se retrouve également sous haute pression (10 atm) [183]. Deux gaz de reformeur de teneur différente en CO et en H_2 n'auront pas le même impact sur une flamme d'hydrocarbures.

Les gaz inertes rencontrés dans les gaz de reformeur affectent également la vitesse de flamme laminaire des combustibles auxquels ils sont ajoutés. Ainsi, l'ajout de CO_2 [148] ou de N_2 [161] diminue celle du mélange H_2/CO . L'effet du CO_2 est cependant plus important que celui du N_2 [162]. Les tendances observées lors de l'ajout de N_2 et de CO_2 se retrouvent également pour des flammes de CH_4 et de H_2 [129].

L'ajout de gaz de reformeur à des gaz tels que le méthane [163] ou le butane [184] (gaz de reformeur : H_2 30 %, CO 25 %, N_2 45 %) peut présenter un effet positif sur la vitesse de flamme laminaire. Cet effet positif se retrouve pour des hydrocarbures plus lourds tels que l'iso-octane [86] (gaz de reformeur : H_2 28 %, CO 25 %, N_2 47 %).

L'effet sur la vitesse de flamme dépend cependant fortement de la composition des gaz ajoutés. Ainsi, si la concentration en gaz inerte est trop élevée (par exemple CO_2 20 % et N_2 35 %) par rapport à la concentration en gaz réactif (H_2 45 %), l'effet de l'ajout peut être quasiment nul à pression atmosphérique, voire même négatif à haute pression [184]. Très peu d'études sont disponibles sur l'effet des gaz de reformeur sur les émissions polluantes.

Afin d'étudier les gaz issus des ATR et CPOX, deux gaz de reformeur ont été sélectionnés. Ceux-ci sont composés d'un mélange dans différentes proportions

	Kérosène	CO	H_2	RG_1 (CPOX)	RG_2 (ATR)
Propane (% mol)	0	0	0	2	2
CO (%mol)	0	100	0	22	10
H_2 (%mol)	0	0	100	24	36
N_2 (%mol)	0	0	0	59	39
CO_2 (%mol)	0	0	0	2	13
ρ ($kg/(n)m^3$)	-	1.25	0.089	1.01	0.98
PCI (MJ/kg)	43.1	10.11	119.87	7.42	7.47

Tableau 9.1 – Composition des carburants utilisés dans le dispositif expérimental.

de gaz inertes (N_2 , CO_2), de gaz à faible Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) (C_3H_8 , CO), et d' H_2 . La composition des deux gaz ainsi que leur mode de production sont présentés dans le tableau 9.1. Le premier gaz de reformeur RG_1 issu du procédé CPOX, contient moins de H_2 mais davantage de CO que celui issu du procédé ATR (RG_2). Il contient également davantage de gaz inertes, très majoritairement du N_2 .

Étude de l'injection d' H_2 dans un injecteur

Sommaire

10.1 Introduction	177
10.2 Experimental set-up	178
10.2.1 Experimental facility	178
10.2.2 Optical diagnostics and measurements	179
10.2.3 Experimental conditions	180
10.3 Non-reacting burner characterization	181
10.4 Results in reactive configuration	183
10.4.1 Flame stability and lean blow off	183
10.4.2 Pollutant emissions	184
10.5 Conclusions	186

Ce chapitre reproduit intégralement l'article publié dans les *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 33, Issue 2, 2011, Pages 2927-2935 : *Effects of H_2 enrichment on flame stability and pollutant emissions for a kerosene/air swirled flame with an aeronautical fuel injector*. Les auteurs sont Joseph Burguburu, Gilles Cabot, Bruno Renou, Abdelkrim M. Boukhalfa et Michel Cazalens.

10.1 Introduction

Currently, lean combustion is considered as a promising strategy to achieve the ambitious pollutants emissions reduction targets set by the Advisory Council for Aeronautical Research in Europe (ACARE). Given the state of the art for the year 2000, the targets consist of reducing 80% of NO_x emissions and 50% of CO_2 emissions by 2020 without enhancing CO and soot emissions. Because lean combustion is achieved by increasing the ratio of airflow allocated to the fuel injection system to up to 80% of the total air mass flow rate in the combustor, CO emissions become difficult to control at low operating rate of the engine [29]. Moreover, it is well known that NO_x and CO emissions are linked through the combustor volume. Reducing the combustor volume would reduce the NO_x emissions at high operating rate of the engine, while increasing the combustor volume would reduce CO emissions at low operating rate of the engine [116]. Therefore there is a strong trade off that can only be solved by adding some new degrees of freedom to the system.

Several studies have assessed the impact of H_2 addition on the methane/air flames stability [177, 90, 57, 181, 204]. Their main conclusion was that adding a small amount of hydrogen extends the lean operating limit and increases the methane/air flames stability. Flame stability is controlled by laminar flame speed, which has been measured for CH_4/H_2 /air mixtures in numerous experimental [45, 66, 89, 145] and numerical [70] studies for various pressure and temperature conditions. It was

shown that for a small amount of hydrogen in the methane/air mixtures, the laminar flame speed increased dramatically. Increasing the maximum heat release rate, mainly driven by the chain-branching reaction $H + O_2 \rightarrow O + OH$, enhances the reaction rate of the highest heat-release-rate contributing reaction, when CH_4 is H_2 enriched [109]. Also, the effects of H_2 enrichment were studied in terms of pollutant emissions (NO_x and CO), for kerosene/air mixtures in a swirled flow, [90] as well as for opposed jet flames with N-heptane/air or CH_4 /air mixtures [147]. The conclusions were rather similar and indicated an overall decrease in CO emissions even with little H_2 enrichment, and a slight decrease of NO_x emissions. This unexpected decrease is due to the modification of the mechanism of prompt NO formation, especially for N-heptane/air mixtures [147]. The conclusions of these recent studies are attractive and promising. However, they are restricted to academic flows configuration, to fuel injection systems with simplified geometries, generally to atmospheric pressure conditions, and without preheated gases. The extrapolation of these results in "real" configurations is still out of reach and requires follow-up studies on aeronautical fuel injection systems in combustion chambers in realistic conditions, in terms of fuel, pressure and injection systems.

The purpose of this study is to evaluate, in a two phase flow configuration, the impact of H_2 injection on a genuine aeronautical kerosene/air injection system and to demonstrate the effects of adding H_2 on the extension of the domains of flame stability and on the pollutant emissions for conditions at higher pressure ($P = 0.3$ MPa) with preheated air ($T=500K$). First, the experimental device is detailed by describing the fuel injection system and the combustion chamber, then the non-reactive flow properties are laid out in terms of velocity fields, and finally the experimental results are exposed for various H_2 enrichment rates according to the stability and pollutant emissions diagrams. This part also discusses the impact of the H_2 injection mode on the flame structure.

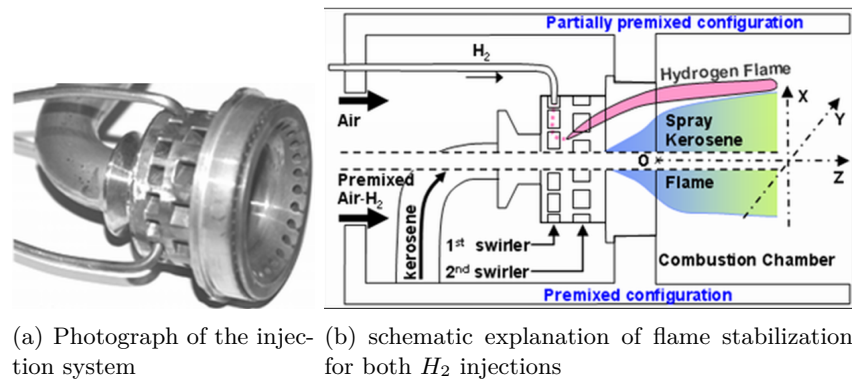
10.2 Experimental set-up

10.2.1 Experimental facility

The experimental device is a laboratory scale gas turbine combustion chamber [57, 188] in which a real aeronautical injection system is installed. The combustion chamber is composed of independent modules : the injection system, combustion chamber and exhaust. Therefore, the experimental facility can be used for various combustion regimes, including liquid or gaseous fuel. The combustion chamber is made of a cylindrical optical access with an internal diameter of 80 mm and a length of 200 mm. A secondary air flow used as dilution gas at the exit of the combustion chamber cools the quartz tube wall. To limit the pressure on this quartz tube, the combustion chamber is set in an external pressurized chamber equipped with three quartz windows for optical access. The exhaust is composed of an adjustable sonic nozzle to vary the pressure within the combustion chamber.

The pressure in the combustion chamber is fixed at 0.3 MPa. Gases mass flow rates are measured by thermal mass flow-meters (Bronkhorst In-Flow®) and liquid kerosene flow rate is controlled by a Coriolis mass flow meter (Bronkhorst Mini Cori-Flow®) coupled to a gear pump. Primary air flow is heated to 500K with a 50kW electrical heater in order to replicate the inlet temperature condition behind

the compressor of an idle industrial aircraft engine.



(a) Photograph of the injection system (b) schematic explanation of flame stabilization for both H_2 injections

Fig 10.1 – Description of the injector and of the injection modes.

The injection system (10.1(a)) studied matches the geometry used on a service engine. A single injection system is coupled to two air swirlers and two supplying pipes. Considering the operating condition (1/15 of the take off setting), only the first kerosene supplying pipe is used. The airblast injector generates a spray SMD close to $50 \mu\text{m}$. The swirlers' effective area is 150 mm^2 and the blades' orientation are at an angle of 60° which produces an aerodynamical swirl number of 0.73 leading to an internal recirculation zone. The details of its calculus are presented in paragraph 10.3.

Injecting hydrogen is a delicate task in the industrial injection system configuration. Mechanical access to hydrogen pipes is very restricted, and the flame configuration may differ according to where H_2 is injected. Therefore hydrogen is introduced in two different ways.

- At first, hydrogen is injected directly into three vanes (120°) of the injection system first air swirler by three pipes with an external diameter of 3 mm (Figure 10.1). Hydrogen and air mix only partially in the center part of the injection system. Three rich hydrogen/air pilot flames can be observed at the burner exit during the ignition procedure. This configuration is called “partially premixed” (hereafter PP).
- Since air and hydrogen mix perfectly, when hydrogen is injected far upstream the injection system into the primary air supply tube, flashback may occur into the injection system. To prevent this, hydrogen is injected once the primary air flow rate is set to the operating point (Air mass flow rate of 54 g/s). This configuration is called “full premixed” (hereafter FP).

10.2.2 Optical diagnostics and measurements

Various optical diagnostics and measurements have been used to characterize both the non-reacting flow and the combustion properties in terms of flame structure and pollutant emissions.

First, the cold flow imposed by the swirlers (without fuels injection) is investigated by PIV in order to determine the flow topology and the statistical properties of turbulence (mean and rms). A laser sheet with a 0.6 mm thickness is obtained with a Nd :YAG laser (Big Sky laser, 120 mJ/pulse). Two different measurement planes (longitudinal yz and transversal xy) are used to build the three dimensional

statistics. The flow is seeded with DEHS particles with a typical diameter of 2 μm and the scattered light is collected by a CCD camera (FlowMaster LaVision, 12 bits, $1280 \times 1024 \text{ pixel}^2$) with a 50 mm Nikon lens (f/1.2) giving a magnification ratio of 15.2 and 10.1 pixel/mm for the longitudinal and transversal planes respectively.

Flame location and instantaneous flame structure in the combustion chamber are investigated through the chemiluminescence of OH^* . The system is composed of a 16 bit ICCD camera (Ropers Scientific $512 \times 512 \text{ pixel}^2$, Gen II) coupled to a Nikkor lens (105 mm, f/4.5 UV), and a narrow band pass filter centered at 308 nm to collect OH^* radicals chemiluminescence and to avoid the intense black body emissions of the combustion chamber walls and of the soot. Each experimental condition has been measured by 300 instantaneous records, which have been used to compute averaged and rms images. Gain and exposure time have been kept constant throughout all the measurements.

Exhaust gas composition downstream the dilution air injection are obtained from a 5-gas analyzer HORIBA 1500. NO_x emissions are detected by a chemiluminescence sensor, and CO emissions are detected by a non-dispersive infrared (NDIR) sensor. Considering the change of dilution due to the variation of the equivalence ratio and the change of the fuel characteristics with the injection of H_2 in the kerosene spray, pollutants emissions (x) are expressed in mg/MJ :

$$x(\text{mg/MJ}) = x^{\text{measured}}(\text{ppmv})\rho_x^{(n)} \frac{V_{F,\text{Blend}}^n}{LHV_{\text{Blend}}} \quad (10.1)$$

LHV_{Blend} is the low heating value of the blended fuel expressed in MJ/kg, $\rho_x^{(n)}$ the density of the studied pollutant (NO_x or CO), and $V_{F,\text{Blend}}^n$ the volume of the dry combustion gases produced by 1kg of blended fuel. The (n) exponent indicates normal pressure and temperature conditions. Meanwhile, the reproducibility of the measurements is less than 3 mg/MJ for CO and NO_x .

10.2.3 Experimental conditions

Throughout this study, all measurements in reacting flow are obtained with an inlet temperature of 500 K and under 0.3 MPa and with primary (\dot{m}_{Prim}) and secondary (\dot{m}_{Sec}) air flow rates of 54 g/s and 27 g/s respectively. The reference flame is a result of a nominal kerosene mass flow rate (\dot{m}_{kero}) and equals 2g/s. This reference case has been chosen in order to achieve a good quality of spray atomization and a stable flame condition.

Hydrogen enrichment rate Ψ_{H_2} of the mixture can be expressed in mass ratio according to the following relation , $\Psi_{\text{H}_2} = \frac{\dot{m}_{\text{H}_2}}{\dot{m}_{\text{kero}}}$ where \dot{m}_{kero} and \dot{m}_{H_2} are the mass flow rates of H_2 and kerosene. Since the LHV (Low Heating Values) of these fuels differ with an order of magnitude, the enrichment rate can be corrected using the ratio LHV of hydrogen and kerosene to highlight the Energy Contribution of this enrichment rate EC.

$$EC = \frac{LHV_{\text{H}_2}}{LHV_{\text{kero}}} \Psi_{\text{H}_2} (\text{MJ}_{\text{H}_2} / \text{MJ}_{\text{kero}}) \quad (10.2)$$

Where $LHV_{\text{H}_2} = 119.9 \text{ MJ/kg}$ and $LHV_{\text{kero}} = 43.1 \text{ MJ/Kg}$. In this study, the main parameter used to compare the different operating conditions is the hybrid combustion kerosene/ H_2 /air equivalence ratio (ϕ) defined as

$$\phi = \frac{\dot{m}_{kero}}{\frac{\dot{m}_{Prim}(1 + \Psi_{H_2})}{FAR_{Blend}^0}} \quad (10.3)$$

Where FAR_{Blend}^0 is the fuel air ratio defined in the stoichiometric condition of blended fuel :

$$FAR_{Blend}^0 = \frac{1 + \Psi_{H_2}}{\frac{1}{FAR_{kero}^0} + \frac{\Psi_{H_2}}{FAR_{H_2}^0}} \quad (10.4)$$

With $FAR_{kero}^0 = 0.0682$ based on a H/C ratio of 1.98 and $FAR_{H_2}^0 = 0.029$. The calculated accuracy of equivalence ratio is estimated with 1.5% error due to the use of mass flow meters. All results presented in this study are obtained using the following procedure. The flame is ignited under reference case conditions. Then, both air flow rates are kept constant and the fuel flow rates (H_2 and kerosene) are modified to vary the energy contribution EC and the equivalence ratio ϕ .

10.3 Non-reacting burner characterization

The velocity measurements were performed at atmospheric pressure ($P = 0.1MPa$) and for a fixed temperature of 300K, without fuel injection and dilution air. Even if the main flow topology obtained in the cold flow (internal and corner recirculation zones, shear layers) will be slightly modified by heat release [93] as the internal recirculation zone weakens, it is of interest to present the mean flow properties within the combustion chamber. The primary air flow rate is fixed at 23.4 g/s in order to roughly achieve the same injection velocity as the reference case at 0.3 MPa and $T=500K$. An aerodynamical swirl number $Sn = \frac{G_\theta}{G_x d/2}$ can be determined, where $d/2$ is the nozzle radius, G_x , Figure 11.8, is the axial flux of swirl momentum and G_θ , Figure 11.7, is the axial flux of the axial momentum, with u,v,w velocity components in (x,r, θ) cylindrical polar coordinates directions. In this study, the turbulent stress term and the pressure term are neglected. From the azimuthal velocity profiles Figure 10.3, 10 mm downstream the injector nozzle, a Swirl number (Sn) of $0.73(\pm 0.02)$ is obtained. As the mean velocity field is not uniform, the swirl number corresponds to the average Sn calculated by the different half space delimited by the injector nozzle exit.

$$G_\theta = \int_0^\infty (\rho u w + \overline{\rho u' v' r^2}) dr \quad (10.5)$$

$$G_x = \int_0^\infty (\rho u^2 + \overline{\rho u'^2} + (p - p_{inf}) r^2) dr \quad (10.6)$$

The mean flow is represented in figure 10.2 and 10.3, for radial (Vy), axial (Vz) and azimuthal (Vx) velocity components. Three main zones can be clearly identified.

The intense swirl motion generated by the injection system creates an Internal Recirculation Zone (IRZ). For a swirl number greater than the critical value of 0.6, strong radial and axial pressure gradients are set up near the nozzle exit, resulting in axial recirculation in the form of a central toroidal recirculation zone [64]. The swirl motion is clearly identified on mean velocity measurements in the (xy) plane, with a symmetrical shape 10.3. At the injection system exit, the mean flow motion

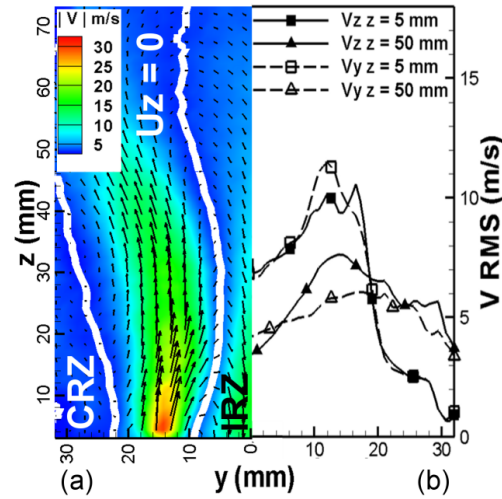


Fig 10.2 – (a) Mean velocity field, (b) RMS radial velocity profiles for various axial locations of the axial and radial velocity components.

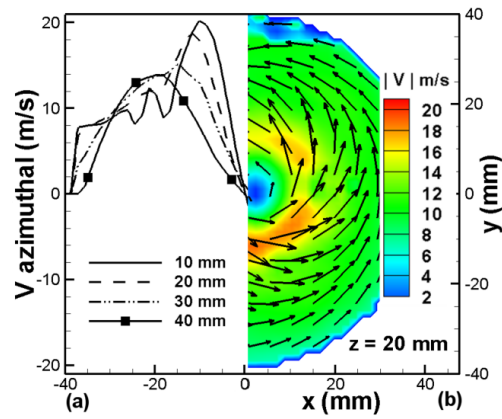


Fig 10.3 – (a) Mean radial profile of azimuthal velocity at different axial locations, (b) Mean velocity field at $z = 20\text{mm}$.

puts forth an annular shape where the tangential velocity is very high. This mean structure of the flow is still observed for downstream locations but with a lower intensity of the annular shape. Close to the injection system exit ($z = 20\text{ mm}$), the azimuthal velocity grows linearly from the injection system center until reaching a maximum before slightly decreasing inversely proportional to the radius.

A corner recirculation zone (CRZ) appears due to the flow’s sudden widening at the outlet of the injection system [192]. This widening is usually estimated by a containment ratio $B = 0.25$, defined as $B = \frac{A_{in}}{A_{ch}}$, where A_{in} and A_{ch} are the flow injection and the combustion chamber section areas.

The last zone, located between the CRZ and IRZ, is characterized by a local counter-current flow. Most of the time, the reaction takes place close to this intense shear layer [110].

Figure 10.2 shows the radial profiles of velocity fluctuations at various axial locations and indicates a central zone with a flat distribution, surrounded by intense turbulence peak corresponding to the shear layer zone. The axisymmetrical flow motion, created by the injection system and the combustion chamber geometry, leads

to approximate isotropic velocity fluctuations, regardless of the axial location, with a slightly decreasing intensity.

10.4 Results in reactive configuration

10.4.1 Flame stability and lean blow off

The stability diagram and the lean blow off limit (LBO) are plotted on Figure 10.4. First, the combustion chamber is ignited for the reference case. Next, for both configurations and for a constant hydrogen mass flow rate, the kerosene mass flow rate is decreased until lean extinction occurs.

It appears that for both cases, hydrogen enrichment has a positive effect in the widening of the flame stability domain, as reported by numerous previous studies [57, 70, 176, 32]. For the PP configuration, Fig. 4 shows that injecting hydrogen strongly decreases the LBO limit, and consequently enlarges the flame domain. The LBO equivalence ratio is significantly reduced and varies from 0.53 without hydrogen injection to 0.37 for an EC of 8%. The results from the FP configuration show a smaller enlargement of the stability domain compared to the first configuration : the LBO equivalence ratio varies only from 0.53 without hydrogen injection to 0.48 for an EC of 8%.

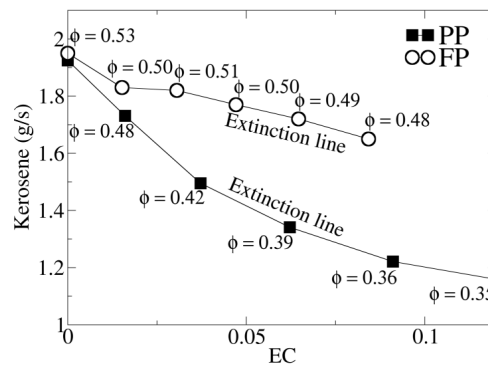


Fig 10.4 – Stability diagram and LBO limit for various EC.

The difference between the two configurations can be explained by the analysis of the flame structure. For the PP configuration, photographs of the flame only fuelled by hydrogen suggest that hydrogen/air pilot flames, generated by the partial premixing of H_2 with air of the first swirler, are located in the injection system center core and are stabilized at the first swirler exit. This is due to the high burning velocity of H_2 /air flames. These flames powerfully preheat the air from the second swirler. This heat flux improves the fuel droplets' evaporation rate and helps preheat and homogenize the mixture. These pilot flames are absent from the FP injection configuration. As the mixing between the hydrogen and the primary air occurs far upstream the swirler, the local H_2 equivalence ratio is too lean to generate a pilot flame into the swirler. Hydrogen mixes with the vapors of kerosene before burning downstream. Its main role will be to increase the flame speed of this mixture and thus extend the flame stability domains. To complete the previous analysis, Abel Transform of OH^* Chemiluminescence (Abel- OH^*) images and profiles are reported in Figure 10.5 at constant power ($P=86kW$), for 0 and 7.4% energy contribution and

for the FP and PP configurations.

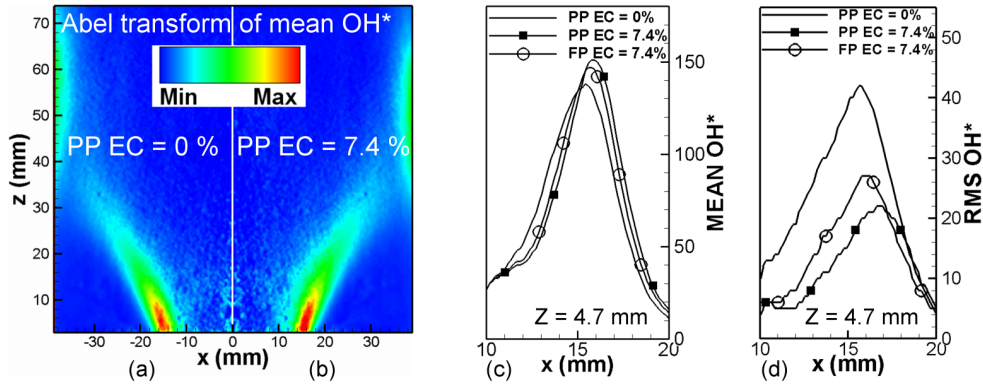


Fig 10.5 – Abel- OH^* Chemiluminescence at constant power, (a,b) Mean Images for $\text{EC} = 0\%$ and 7.4% for PP configuration, (c) mean radial profiles at $z = 4.7\text{mm}$ for PP and FP configurations for $\text{EC} = 0\%$ and 7.4% , (d) RMS radial profiles at $z = 4.7\text{mm}$ for PP and FP configurations for $\text{EC} = 0\%$ and 7.4%

Temporally averaged Abel- OH^* chemiluminescence images (Figure 10.5.a,b) exhibit three zones. The first one, the closest to the injection system, is a very intense reaction zone, close to the shear layers. In an inter-zone just downstream of the first reaction zone, the intensity of the reaction rate decreases noticeably. This is the region where the flame impacts the optical access wall. Downstream, a third zone shows a weaker intensity than the first one. This structure is almost unchanged by addition of H_2 . When H_2 is added, we observe a slight decrease in the total flame length close to the injector (Figure 10.5.c) and a small increase of the combustion intensity. The positive impact of the H_2 addition is highlighted in the RMS Abel OH^* profiles (Figure 10.5.d). A strong reduction in the intensity fluctuations of the flame OH^* emissions is observed with the increase of EC. As for the LBO limit (Figure 10.4), the impact is less significant in the FP configuration than in the PP configuration.

10.4.2 Pollutant emissions

NO_x emissions Fig. 6a shows the NO_x emissions for the PP H_2 injection. For a given EC (0% , 1.4% , 2.8% and 6.9%), the kerosene mass flow rate is decreased until the flame is extinguished. For constant kerosene mass flow rates, the emission curves demonstrate that the hydrogen injection dramatically increases the NO_x emissions, since the equivalence ratio increases. For a 2 g/s kerosene mass flow rate, NO_x emissions jump from 16mg/MJ ($\text{EC} = 0\%$, $\phi = 0.55$) to 53 mg/MJ ($\text{EC} = 6.9\%$, $\phi = 0.58$). For all the EC, decreasing the kerosene mass flow rate (i.e. equivalence ratio) logically leads to reducing NO_x emission to a minimum value imposed by the equivalence ratio at extinction, which is lower for the high EC. This can be improved through an analysis at constant power, fixed at 86kW , corresponding to a quasi-constant equivalence ratio of $\phi = 0.542 \pm 0.002$. Consequently, we can evaluate the impact of H_2 enrichment on NO_x emission independently from the power and the equivalence ratios (Figure 10.6.b). Overall, the NO_x emissions increase with the EC.

However, the total impact in the FP configuration is much smaller than in the

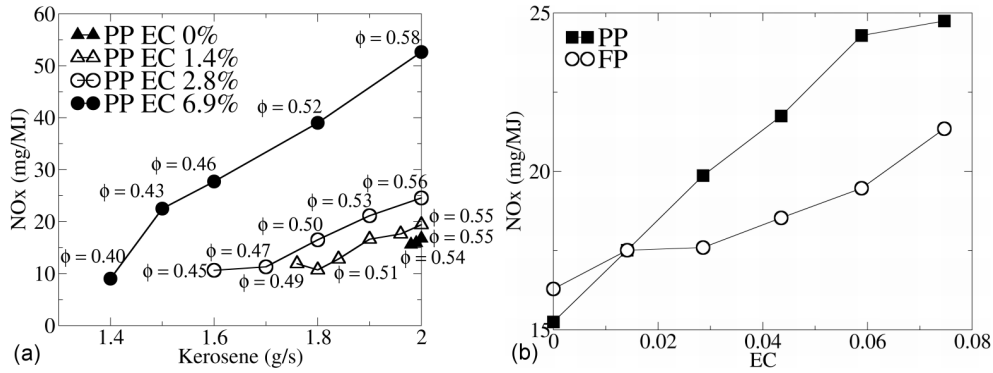


Fig 10.6 – (a) NO_x emissions for different EC for the PP configuration, (b) NO_x emissions for different EC at constant power.

PP configuration. Indeed, for $EC = 7.4\%$ ($\dot{m}_{kero} = 1.87$ g/s, $\dot{m}_{H_2} = 0.05$ g/s), NO_x emissions are equal to 25 mg/MJ and 21 mg/MJ for the PP configuration and the FP configuration respectively. This difference is due to the hydrogen/air pilot flame in the PP configuration. In this zone, the flame temperature is maximal and the thermal NO_x rate production is increased. The increase in NO_x emissions for both configurations is also linked to a chemical modification in the flame. If we consider a perfect mix of the reactants, the adiabatic flame temperature can be estimated by using a PSR model (Cantera software package) coupled with a chemical mechanism of kerosene [131] where H_2 is added in small percentages. This is a pertinent assumption for the FP configuration. For the operating conditions, at constant power, adiabatic temperature is almost constant ($\phi=0.55$ constant, $T_{ad} = 1773$ K for $EC = 0\%$ and $T_{ad} = 1769$ K for $EC = 7.4\%$). Consequently, the increase in NO_x emissions cannot be fully explained by an increase in the adiabatic flame temperature, chemical effects should be considered as well. This unexpected phenomena has been observed for CH_4/H_2 /air flames in a gas turbine facility [32], with a higher H_2 concentration than this study. A different behavior was also observed for kerosene [57] and N-heptane [147] in different configurations. Further studies are needed to identify the mechanism of the NO_x overproduction.

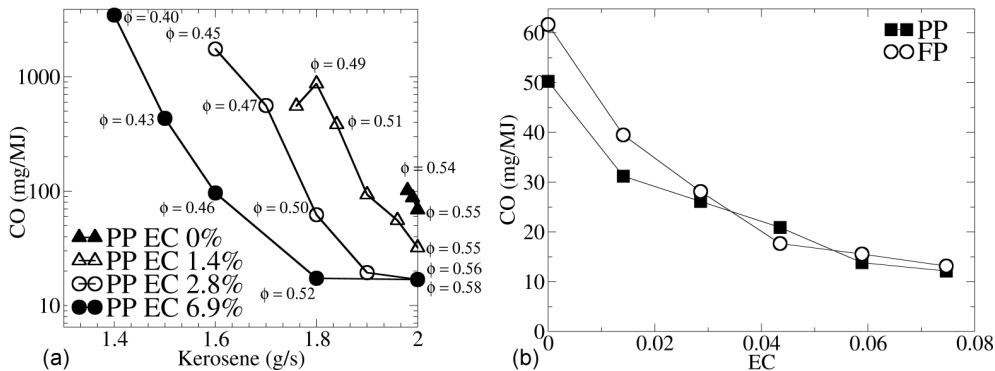


Fig 10.7 – (a) NO_x emissions for different EC for the PP configuration, (b) NO_x emissions for different EC at constant power.

CO emissions Figure 10.7 shows the CO emissions for the PP H_2 injection. For a given EC (0%, 1.4%, 2.8% and 6.9%), the kerosene mass flow rate is decreased until flame extinction. Close to this limit, emissions burst due to the poor combustion quality. At a given kerosene flow rate, increasing EC leads to a strong decrease in CO emissions. Two factors explain this reduction. The first factor is the replacement of a carbon-containing fuel by a carbon-free fuel. The substitution effect increases along with the increase of the percentage of added H_2 , until the limit of pure H_2 where CO emissions are eliminated. A second factor is the changes in the chemical kinetics brought on by the hydrogen addition. It has been shown that the contribution of the first factor was very low, especially for the typical ranges of EC [95]. The oxidation mechanism for CO depends on the presence of hydrogen containing compounds. In absence of hydrogen donors, CO is oxidized by the reaction with O and O_2 . This explains the slow oxidation rate of CO into CO_2 in dry system [146]. In this study, particularly in the PP configuration, a part of the H_2 molecules are oxidized into H_2O . Small quantities of H_2 or H_2O increase tremendously the oxidation rate of CO . The CO oxidation is achieved through mechanisms involving hydroxyl radicals. This one is formed from $O + H_2 \leftrightarrow H + OH$ or $H_2O + O \leftrightarrow OH + OH$. Under this condition, CO is largely oxidized by this fast reaction $CO + OH \leftrightarrow CO_2 + H$, which is highly exothermic and responsible for a large fraction of the heat release that occurs in the hydrocarbon fuelled combustion. Under some conditions, an additional CO consumption reaction may contribute to the oxidation process : $CO + HO_2 \leftrightarrow CO_2 + OH$. This last reaction is especially important with high HO_2 concentrations, even at low H_2 enrichment rate [109] and high pressure [146].

The effect of the H_2 injection can also be evaluated at constant power on Figure 10.7.b. Considering the measurements' uncertainty, CO emissions are equal in both configurations. At constant power, an EC of 1.4% reduces CO emissions by a factor of 2, underlining the major advantage of fuel enrichment by H_2 in terms of CO emissions.

10.5 Conclusions

An experimental study has been performed on an aeronautical fuel injection system to evaluate the effects of hydrogen enrichment of kerosene under high pressure and temperature conditions. These effects have been quantified in terms of combustion stability diagrams, flame structure, and pollutant emissions.

Cold flow analysis of the flow generated by the aeronautical fuel injection system is first investigated to describe the flow topology induced by a measured swirl number of 0.73.

The hydrogen injection mode has a deep impact on the flame stability. A PP hydrogen injection leads to the formation of a pilot hydrogen flame which considerably reduces the lean blow out limit and the flame fluctuations. Though the impact of the FP hydrogen injection is weaker in term of LBO limit and flame fluctuations, it also enhances the flame stability.

The hydrogen FP and PP injections increase NO_x emissions at constant power. This increase can be explained through the modifications in flame structure in comparison with the reference case. The differing structures of the PP and the FP configurations explain the different NO_x emissions levels. Other factors have to

be considered : though the calculated adiabatic flame temperature is constant for a constant power realized, adding hydrogen increases NO_x emissions. Further studies would identify the NO_x overproduction mechanism.

The reduction in the CO emissions seems to be independent from the hydrogen injection mode. A small amount of hydrogen drastically reduces the emissions because of the chemical effect of the enhancement of the CO oxidation by OH radicals issued from H_2 combustion.

This study, conducted on an industrial spray injection system in high temperature and pressure conditions, confirms current academic trends. We have demonstrated the feasibility and the value of using H_2 enrichment (which could be produced in situ by a kerosene reformer) in an aeronautical fuel spray injector. H_2 injection during idle phase will significantly increase flame stability and drastically reduce CO . Consequently, it becomes possible to reduce the size of combustion chambers and to use more primary air to decrease NO_x emissions during take-off or climb settings. However, the main obstacle, which prevents the use of hydrogen as a fuel, is storage because current technologies for on-board storage of hydrogen still are still neither economically attractive nor safe. On-board hydrogen production starting from a kerosene reformer [31] appears to be a practical option in a short-medium term perspective.

Injection de gaz de reformeur dans un injecteur de kérosène

Sommaire

11.1 Introduction	189
11.2 Experimental set-up	191
11.2.1 Experimental facility	191
11.2.2 Optical diagnostics and measurements	192
11.2.3 Experimental conditions	193
11.3 Non-reacting burner characterization	194
11.3.1 Cold flow topology	194
11.3.2 Granulometry	196
11.4 Results in reactive configuration	197
11.4.1 The flame stability and LBO	197
11.4.2 Pollutant emissions	200
11.5 Conclusions	203

Ce chapitre reproduit intégralement l'article publié dans the *International Journal of Hydrogen Energy*, Volume 36, Issue 11, June 2011, Pages 6925-6936 : *Comparisons of the impact of reformer gas and hydrogen enrichment on flame stability and pollutant emissions for a kerosene/air swirled flame with an aeronautical fuel injector*. Les auteurs sont Joseph Burguburu, Gilles Cabot, Bruno Renou, Abdelkrim M. Boukhalfa et Michel Cazalens.

11.1 Introduction

International emission standards for aircraft engines are becoming increasingly restrictive; this, consequently, obliges the manufacturers to adapt current engines and develop new concepts with low emissions. These standards are particularly constraining for taxi and low height phases (LTO cycle) and concern mainly HC, CO and NO_x emissions. NO_x is produced during a high-temperature combustion, corresponding to the phases of take-off and climb-out, while HC and CO are essentially produced during an incomplete combustion of fuel, corresponding to periods of idling and taxiing. These requirements have created a need for ultra-low emission aircraft engines. Reductions of NO_x emissions can be achieved by a low flame temperature in the combustion chamber or by reducing the residence time in the combustion chamber though reducing the combustor volume. Currently the use of lean premixed combustion to reduce NO_x emissions is a favored approach, as it is necessary to reduce the flame temperature. Unfortunately, this approach is limited because of flame stability problems and the increase in CO emissions that occurs under ultra-lean conditions. Moreover, reducing the combustor volume will strengthen CO emissions at idle.

To avoid these drawbacks, various strategies can be proposed : new designs of combustion chambers with hot products recirculation to increase flame stabilization or alternate fuel strategies [177]. This last approach implies modifying the kerosene composition according to the engine phases by injecting an additive, which is expected to affect the stability of the combustion (especially for operating points close to the lean flammability limit) and pollutant emissions.

Thanks to its intrinsic qualities (abundance, production facilities, high mass diffusivity, high laminar burning velocity), hydrogen is commonly used as fuel enrichment [123]. This is why many numerical and experimental studies have been conducted to examine the influence of H_2 addition on flame structure and flame stability. Flame stability is controlled by laminar flame speed which has been measured for CH_4/H_2 /air mixtures in numerous experimental [45, 66, 89] and numerical [70] studies for various pressure and temperature conditions. It was shown that even for small amounts of hydrogen in methane/air mixtures, the laminar flame speed increased dramatically. The effects of H_2 enrichment were also studied in terms of pollutant emissions (NO_x and CO), for kerosene/air mixtures in a swirled flow [57, ?] as well as for opposed jet flames with N-heptane/air or CH_4 /air mixtures with similar results [147]. The last study shows that, for a small amount of H_2 , there is a strong decrease in CO emissions and a slight decrease in NO_x emissions. This last unexpected decrease can be explained by a modification of the mechanism of prompt NO formation, in particular for mixtures N-heptane/air [147]. However, the main obstacle preventing the use of using hydrogen as a fuel is storage [190], since current technologies for the “on-board” storage of hydrogen are still neither economically attractive nor safe. On-board hydrogen production from a suitable liquid source appears to be the practical option in a medium-short perspective. Hydrogen can be produced from kerosene through different processes such as steam reforming (SR), partial oxidation (POX) or auto-thermal reforming (ATR). The advantages and the drawbacks of such processes are discussed in [31]. The composition of the gases (mainly of CO, H_2 , N_2 and CO_2), obtained with kerosene reforming, is controlled by the reaction parameters (ratio O_2/C , residence time, velocity and temperature), whatever the process used. Previous studies have been conducted to analyze the impact of the composition of the reformer gases on the laminar flame speed of butane [184], N-heptane, and iso-octane [86]. One of the conclusions of these works indicates that the concentration of combustible gases (CO, H_2) cannot sufficiently explain the effects of fuel enrichment with a gas reformer. The concentration of inert gas (CO_2 , N_2) must also be taken into account. Other studies have highlighted the benefits of reformer gas containing H_2 and CO on the flame speeds of methane [163, 208].

The previous studies are limited to simplified geometries. Extrapolation of their results to industrial configurations (gas turbine, aircraft engine . . .) remains difficult due to their specific operating conditions : liquid fuel atomization and evaporation, high pressure, fuel and air preheating, complex injector geometry.

The purpose of this study is to evaluate, in a two phase flow configuration, the impact of reformer gas injection on a real aeronautical kerosene/air injection system, in comparison with a reference case where only H_2 is injected [25]. Two reformer gas compositions are used in order to take into account the process of kerosene reforming. The first reformer gas (hereafter, RG1) is produced from the POX process and the second gas (hereafter, RG_2) is from ATR or STR processes [185]. Their

	Kerosene	CO	H_2	RG_1 (POX)	RG_2 (ATR)
N_2	0	0	0	59	39
CO_2 (% mol)	-	0	0	2	13
CO	-	100	0	22	10
H_2	-	0	100	24	36
Propane (% mol)	-	0	0	2	2
ρ ($kg/(n)m^3$)	-	1.25	0.089	1.01	0.98
LHV_{RG} (MJ/kg)	43.1	10.11	119.87	7.42	7.47

Tableau 11.1 – Properties of used fuels.

typical compositions are reported in Table 11.1. Their low heating values (LHV) and densities are almost identical, even though their compositions differ significantly. Also, the objective of this work is to demonstrate the effect of this addition of reformer gas on the flame stability map and on pollutant emissions for medium pressure conditions (0.3 MPa) with preheated air ($T= 500K$) in a real aeronautical fuel injector.

11.2 Experimental set-up

11.2.1 Experimental facility

The experimental device is a laboratory scale gas turbine combustion chamber [57, 188, 109] in which a real aeronautical injector is installed (Figure 11.1). The combustion chamber is composed of various independent parts (injection system, combustion chamber, and exhaust) which can be easily changed. This modularity allows the experimental facility to be used for various combustion regimes, including liquid or gaseous fuels, and laboratory scales or industrial injectors. The injection system is composed of fuel (kerosene), enrichment gases (Hydrogen or Reformer Gases), air pressurized supply pipes, and fuel injector. The combustion chamber is composed of a Herasil cylindrical tube that is 250mm long and 80mm in diameter. The tube is cooled by a secondary air flow which is then used as dilution gas 300 mm downstream the injector nozzle. This dilution air flow is injected radially, like in a real aircraft engine, in order to dilute and cool hot gas products after the combustion. An adjustable converging nozzle located at the combustor exit controls the operating pressure condition at 0.3 MPa. Ignition is done by a spark plug located at the exit of the combustion chamber. The mass flow rates of the inlet gases are measured by thermal mass flow-meters (Bronkhorst In-Flow®) and the liquid kerosene flow rate is controlled by a Coriolis mass flow meter (Bronkhorst Mini Cori-Flow®) coupled to a gear pump. Primary air flow is heated to 500K with a 50kW electrical heater, representing the inlet condition of temperature behind the compressor of an industrial aircraft engine at idle conditions.

The injection system (Figure 10.1(b)) is an aeronautical fuel injector of an aircraft engine and considering the operating condition (1/15 of the take off regime), only the pilot injector is kerosene fueled. The effective area of both the swirlers is 150 mm² and the blades are positioned at an angle of 60°. The determination of the swirl number will be done experimentally in the next part of this paper. Injecting

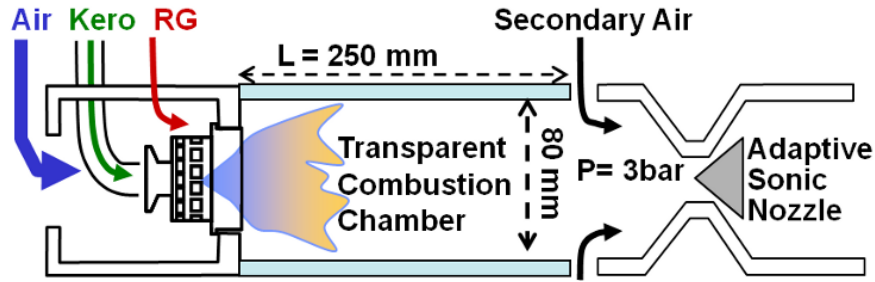


Fig 11.1 – Experimental facility

the reformer gas (or hydrogen) into the industrial injector configuration is a delicate task. Mechanical accesses to the gaseous pipes are very restricted, and according to where the added fuel is injected, the flame structure could be very different. On the basis of these considerations, gas has been introduced in two different ways. In the first configuration, reformer gases are directly injected into three vanes (120°) of the central air swirler of the injector by three pipes, with an external diameter of 3 mm (Figure 10.1.b). A partial mixing between gas and air occurs in the center part of the injector, upstream kerosene atomization. When hydrogen is used, this can lead to three hydrogen/air pilot flames (Figure 11.2.) at the exit of the burner. This configuration will be called “partially premixed” (PP). In the second configuration called, “fully premixed” (FP), the reformer gases are injected far upstream the injector into the primary air supply tube in order to perfectly mix air and added gas. To prevent flash-back into the injector, gas is injected once the primary air flow rate has reached the operating point (air mass flow rate of 54g/s).

11.2.2 Optical diagnostics and measurements

Various optical diagnostics and measurements have been used to characterize both the non-reacting flow and the combustion properties, in terms of flame structure and pollutant emissions. The cold flow imposed by the swirlers (without fuel injection) is first investigated by PIV in order to estimate the flow topology and the statistical properties of turbulence (mean and rms). A laser sheet with a thickness of 0.6 mm is obtained with a Nd :YAG laser (Big Sky laser, 120 mJ/pulse). Two different measurement planes (the longitudinal yz and transversal plane xy) are used for the measurement of the three components of the velocity. The flow is seeded with DEHS particles with a typical diameter of $2 \mu\text{m}$. The scattered light is collected by a CCD camera (FlowMaster LaVision, 12 bits, $1280 \times 1024 \text{pixel}^2$) with a 50 mm Nikon lens (f/1.2) giving a magnification ratio of 15.2 and 10.1 pixel/mm for the longitudinal and transversal planes respectively. The PIV algorithm is taken from the standard commercial package available in Davis 6.2 (LaVision) and relies on a multi-pass algorithm with an adaptive window deformation. The initial size of the interrogation window is 64^2 pixels and three iterations are used to obtain a final interrogation window whose size is 32^2 pixels, with a 50 % overlap.

- The distribution of the fuel droplets size is determined (in cold conditions) by a Malvern Spraytec 97 (EPCS-F model). The laser is characterized by a beam with a 10 mm diameter and a wavelength of $\lambda = 670 \mu\text{m}$. The focal length of the device ($f = 200 \text{mm}$) allows us to measure diameters ranging from 5 to 500

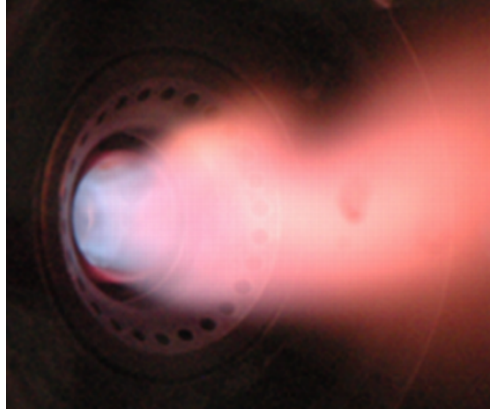


Fig 11.2 – Typical picture of the flame fuelled with only H₂, in PP mode $m_{H_2} = 0.05$ g/s, $m_{Prim} = 7$ g/s, $m_{Sec} = 7$ g/s.

μm . In this study, we only focus on the Sauter Mean Diameter, SMD, which corresponds to the diameter of a drop whose volume/surface ratio is the same as the ratio of the whole spray.

- Flame location and instantaneous flame structure in the combustion chamber are investigated by chemiluminescence of OH*. The system is composed by a 16 bit ICCD camera (Ropers Scientific 512×512 pixels², Gen II) coupled with a Nikkor lens (105 mm, f/4.5 UV), and a narrow band pass filter centered at 308 nm in order to collect OH* radicals chemiluminescence and avoid light emission from the wall of the combustion chamber and from soot. Each experimental condition has been characterized by 300 instantaneous recordings, which have been used to compute averaged and RMS images. Gain and exposure time of the camera have been kept constant during all the measurements.
- Pollutant emissions are obtained from a 5-gas analyzer HORIBA 1500. NO_x emissions are measured by a chemiluminescence sensor and CO emissions are measured by a non-dispersive infrared (NDIR) sensor. Pollutants emissions are expressed in mg/MJ to account for the change in dilution due to the variation of the equivalence ratio and the change in fuel characteristics with the injection of reformer gases in the kerosene spray :

$$NO_x(mg/MJ) = NO_x^{measured}(ppmv) \rho_{NO_x}^{(n)} \frac{V_{F,Blend}^n}{LHV_{Blend}} \quad (11.1)$$

$$CO(mg/MJ) = CO^{measured}(ppmv) \rho_{CO}^{(n)} \frac{V_{F,Blend}^n}{LHV_{Blend}} \quad (11.2)$$

Where $\rho_{NO_x}^n$ and ρ_{CO}^n are the density of the CO and NO_x , LHV_{Blend} the low heating value of the fuel blend expressed in MJ/kg, and $V_{F,Blend}^n$ the volume of the dry combustion gases produced by 1kg of the fuel blend. The (n) exponent indicates normal conditions of pressure and of temperature, corresponding to $P = 101325$ Pa and $T = 273$ K.

11.2.3 Experimental conditions

For this study, a kerosene/air flame with an inlet temperature of 500 K and under a pressure of 0.3MPa is used as a reference case. The reference flame is obtained

with a kerosene mass flow rate (\dot{m}_{kero}) of 2g/s and nominal primary (\dot{m}_{Prim}) and secondary air (\dot{m}_{sec}) flow rates of 54g/s and 27 g/s respectively. This reference case has been chosen to achieve a good quality of spray atomization and a stable flame condition.

The gas enrichment rate Ψ_{RG} of the mixture can be expressed in a mass percentage according to the following relation $\Psi_{RG} = \dot{m}_{RG}/\dot{m}_{kero}$, where \dot{m}_{RG} and \dot{m}_{kero} are the mass flow rates of the added gas and kerosene. Since the Low Heating Values (LHV) of these fuels differ with an order of magnitude, the enrichment rate can be corrected by the ratio of Low Heating Values of the reformer gases and kerosene to point out the Energy Contribution (EC) of the added fuel :

$$EC = \frac{LHV_{RG}}{LHV_{kero}} \frac{\dot{m}_{RG}}{\dot{m}_{kero}} \quad (MJ_{RG}/MJ_{kero}) \quad (11.3)$$

Another enrichment rate can be defined that accounts for the contribution of only hydrogen contained in the reformer gas.

$$EC_{H2} = \frac{LHV_{H2}}{LHV_{kero}} \frac{\dot{m}_{H2}}{\dot{m}_{kero}} \quad (MJ_{H2}/MJ_{kero}) \quad (11.4)$$

where \dot{m}_{H2} is the mass flow rate of Hydrogen due to the reformer gas. In this study, we use the combustion kerosene/gas/air equivalence ratio (ϕ) to compare the different operating conditions. This ratio is defined as :

$$\phi = \left(\frac{\dot{m}_{kero}}{\dot{m}_{Prim}} (1 + \Psi_{RG}) / FAR_{Blend}^0 \right) \quad (11.5)$$

where FAR_{Blend}^0 is the stoichiometric blend fuel air ratio :

$$FAR_{Blend}^0 = \frac{1 + \Psi_{RG}}{\frac{1}{FAR_{kero}^0} + \frac{\Psi_{RG}}{FAR_{RG}^0}} \quad (11.6)$$

with $FAR_{kero}^0 = 0.0682$ based on a H/C ratio of 1.98, $FAR_{H2}^0 = 0.029$, $FAR_{RG1}^0 = 0.542$, $FAR_{RG2}^0 = 0.485$ All the results presented in this study are obtained using the following procedure. The flame is ignited under the conditions of the reference case. Then, while both air flow rates are kept constant, the fuel flow rates are changed to reach the goal parameters (enrichment rate EC, equivalence ratio ϕ and power).

11.3 Non-reacting burner characterization

Knowledge about the non-reactive conditions of the burner is of great interest because it corresponds to the typical flow conditions necessary for combustion to occur. The results obtained present a good description of an aeronautical injector. This characterization concerns the flow topology and the fuel droplets distribution.

11.3.1 Cold flow topology

The velocity measurements have been performed at atmospheric pressure for a fixed temperature of 300K, without fuel injection. The primary air flow rate is fixed at 23.4g/s to attain the same volumetric flow rate (i.e. the same injection velocity) as the reacting reference case of 0.3MPa and 500K. The mean flow is first represented

in Figure 11.3.a in the XZ plan for mean V_x and V_z velocity components and in Figure 11.3.b for non axial velocity components (V_x and V_y).

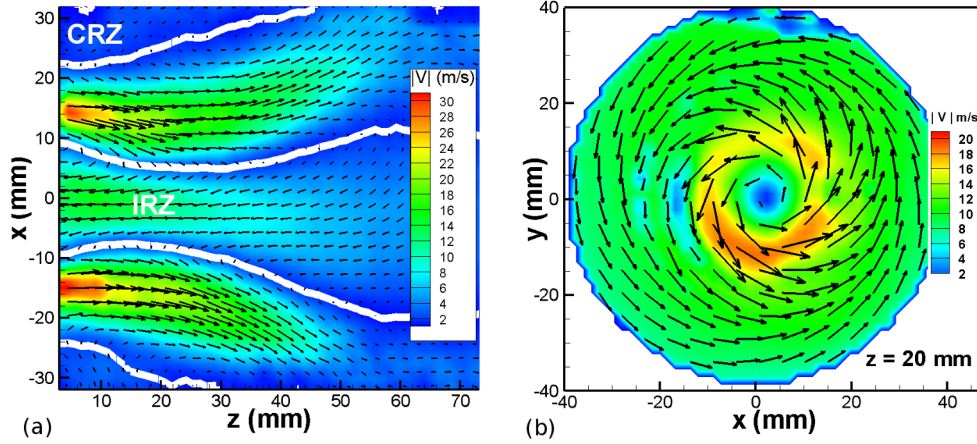


Fig 11.3 – (a) Mean axial velocity field in axial map. White lines point out the mean cold flow limits of the recirculation zones ($\dot{m}_{Prim} = 23.4\text{g/s}$, $P=0.1\text{MPa}$, $T=300\text{K}$), (b) Mean (V_x , V_y) velocity field in a XY plan for $z = 20\text{mm}$.

Three main zones can be clearly identified.

- The intense swirl motion generated by the injection system creates an Internal Recirculation Zone (IRZ). For a Swirl number greater than the critical value of 0.6, strong radial and axial pressure gradients are formed near the nozzle exit, resulting in axial recirculation in the form of a central toroidal recirculation zone [64]. The swirl motion is clearly identified on the mean velocity field in the (xy) plane, which shows a very symmetrical shape (Figure 11.3.b). At the injection system exit, the mean flow motion presents an annular shape where the tangential velocity is very high. The mean structure of the flow is still observed at downstream locations, but with a less intense annular shape. Close to the injection system exit ($z = 20\text{ mm}$), the azimuthal velocity grows linearly from the injection system center, reaching a maximum, before slightly decreasing inversely proportional to the radius 11.4.
- A corner recirculation zone (CRZ) occurs due to the flow's sudden widening at the outlet of the injection system [20] ($B = 0.25$). Here, B is the containment ratio defined by $B = \frac{A_{inj}}{A_{ch}}$, and A_{inj} and A_{ch} are the areas of the flow injection and the combustion chamber.
- The last zone, located between the CRZ and IRZ, is characterized by a local counter-current flow. Most of the time, the reaction takes place close to this intense shear layer [18].

The cold flow velocity measurements allow us to determine the aerodynamic injection swirl number of the injector $S = G_\theta / (G_z d/2)$, where $d/2$ is the nozzle radius, G_θ the axial flux of swirl momentum, G_z the axial flux of axial momentum :

$$G_\theta = \int_0^\infty (\rho V_z V_y + \rho \overline{V_z' V_y'})_{x=0} y^2 dy \quad (11.7)$$

$$G_z = \int_0^\infty (\rho V z^2 + \rho \overline{V z'^2} + (p - p_{inf}))_{x=0} y^2 dy \quad (11.8)$$

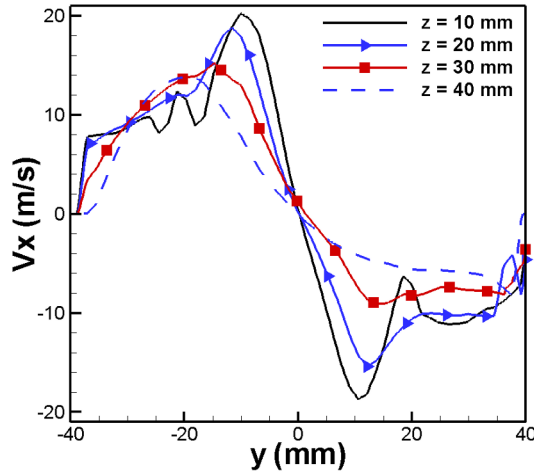


Fig 11.4 – (a) Mean azimuthal velocity radial profiles for different axial positions ($\dot{m}_{Prim} = 23.4\text{g/s}$, $P=0.1\text{MPa}$, $T=300\text{K}$)

In the present study, the turbulent stress term $\overline{Vz'Vy'}$ et $V_z'^2$ term and the pressure term ($p - p_{inf}$) are neglected. From the V_x velocity profiles (Figure 11.4), 10 mm downstream the injector nozzle, neglecting the velocity fluctuations and the differential term source, a Swirl number (Sn) of 0.76 is obtained. This value of Sn is fully in agreement with the flow topology previously described.

The radial profiles of velocity fluctuations at various axial locations are reported in Figure 11.5. They clearly indicate a central zone with a flat distribution, surrounded by intense turbulence peak corresponding to the shear layer zone. Whatever the axial location, the axisymetrical flow motion created by the injector and the geometry of the combustion chamber leads approximately to isotropic radial velocity fluctuations of V_{XRMS} and V_{YRMS} . The intensity of the velocity fluctuations slightly decreases as the distance from the injector exit increases. It is obvious that measurements taken in reactive conditions ($P = 0.3\text{MPa}$, $T = 500\text{K}$ and $P = 86\text{kW}$) would have been more relevant for an analysis of the flow, but the experimental conditions (injection of liquid fuel, high radiation of soot, windows abrasion by solid particles for PIV, ...) make these measurements extremely difficult. The effects of heat release on the aerodynamic flow field were previously calculated by [93, 92] but for different burner configurations. It was shown that combustion heat release weakens the reversed flow at the centerline, and also slightly shortens and broadens the recirculation zone. Logically, the effects of heat release are less important with lower values of the equivalence ratio. As we work with ϕ lower than 0.55, these effects will be more limited.

11.3.2 Granulometry

To determine the distribution of droplet diameters, the Malvern system was located at the exit of the aeronautical injector by removing the transparency combustion chamber. Measurements were done in-situ, at ambient temperature and pressure with a kerosene mass flow rate fixed at 2 g/s. The air flow rates were 23.4 g/s and 40 g/s. The laser beam was passed through the spray perpendicularly to the axis of the burner. The diameter measurements are performed at two different locations, $z = 10\text{mm}$ and 50mm . The results show a decrease in the droplet size when the air

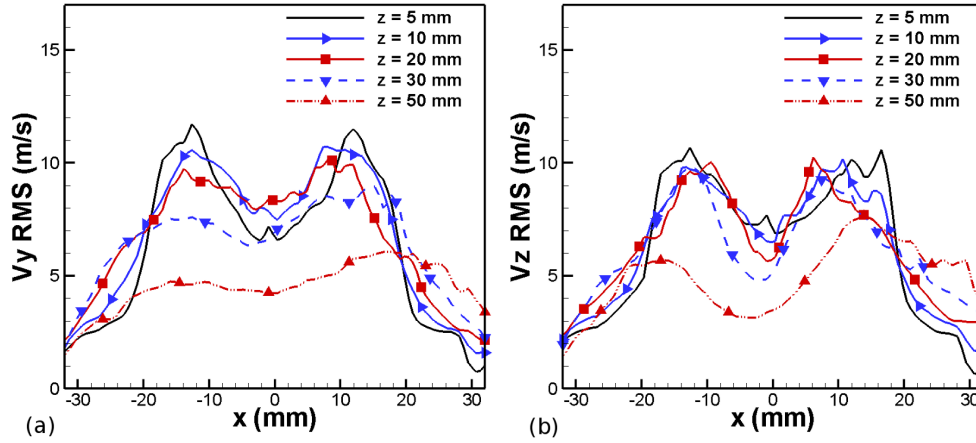


Fig 11.5 – Rms velocity profiles for various axial locations for the axial (a) and radial (b) velocity components ($\dot{m}_{Prim} = 23.4\text{g/s}$, $P=0.1\text{MPa}$, $T=300\text{K}$)

mass flow increases. At $z = 50\text{mm}$, SMD varies from 40 to 20 μm as the air flow rate increases from 23.4 to 40 g/s. Results from measurements taken at 10mm from the injector's outlet show a SMD of 50 μm for a 23.4 g/s air flow rate and SMD of 18 μm for a 40g/s air flow rate. It is worth noting that the size of the droplets is minimized because we neglect the effect of vapor kerosene in the surrounding gas (air). However, in the 500 K preheated flow, droplets diameters will be reduced.

11.4 Results in reactive configuration

The objective of this work is to study the effects of RG_1 and RG_2 enrichment on a kerosene/air flame for the different methods of gas injection, in terms of flame stability and pollutant emissions. A comparison with H_2 enrichment will be systematically done.

11.4.1 The flame stability and LBO

The stability diagram and the lean blowout limit (LBO) are obtained using the following procedure. First, the combustion chamber is ignited under the reference case conditions ($T=500\text{K}$, $P=0.3\text{MPa}$, $\dot{m}_{kero}=2\text{g/s}$, $\dot{m}_{Prim}=54\text{g/s}$ and $\dot{m}_{Sec}=27\text{g/s}$). Then, while maintaining a constant mass flow rate of added gas, the kerosene mass flow rate is decreased until lean extinction occurs. This procedure is carried out for both types of injection configurations (partially premixed and fully premixed). For both cases, the LBOs are reported in Figure 11.6 as a function of the Energy Contribution of the added gas (EC) and of the hydrogen Energy Contribution (EC_{H_2}). All the enrichments widen the stability map. This result is in agreement with the trend observed in previous studies [70, 57, 176, 32].

First, the way that hydrogen is injected has a deep impact on the flame stability. Figure 11.6.a shows that the PP injection of hydrogen strongly decreases the LBO limit of the combustion chamber, and consequently enlarges the flame domain. The lean blow-off equivalence ratio is significantly reduced and varies from 0.53 without hydrogen injection to 0.37 with an EC of 8%. The results obtained from the FP configuration present a smaller enlargement of the stability map, as compared to

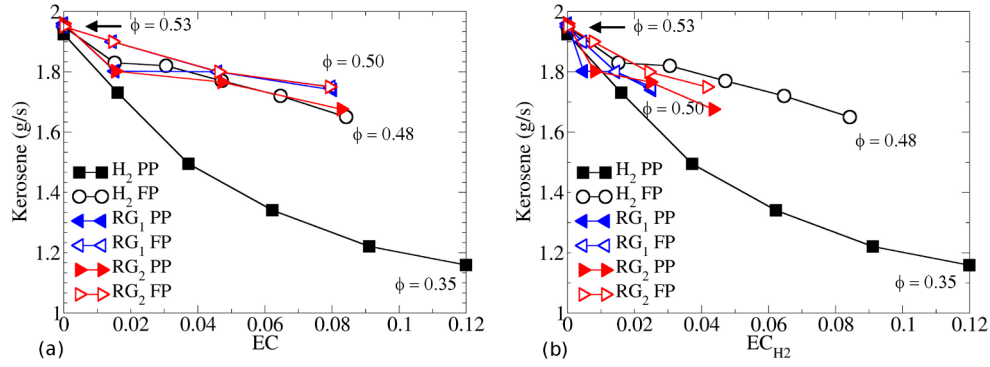


Fig 11.6 – LBO limit as a function of the global Energy Contribution (a) and of the H₂ Energy Contribution (b) for the different enrichment configurations. For each configuration : upper the line, flame alighted, below the line, flame extinguished.

the PP configuration, since the lean blow-off equivalence ratio slightly varies from 0.53 without hydrogen injection to only 0.48 for an EC of 8%. This flame behavior can be explained by an analysis of the hydrogen flame structure. In Figure 11.2, we report a picture of the fuel injector in the PP configuration only, fueled with hydrogen (H_2 and air mass flow rates are respectively 0.05g/s and 7g/s). We clearly observed 3 hot zones inside the burner where three H_2 /air flames are anchored. Their presences are due to the partial premixing of H_2 with the first air swirler, leading to H_2 -air flame stabilization because of its high local burning velocity. This enabled the flames to strongly preheat the air coming from the second swirler, allowing the kerosene droplet to evaporate earlier. As a result, the combustion was enhanced and the stability of the kerosene flame is highly increased for the H_2 PP configuration. In the FP H_2 configuration, the process of stabilization is different because the local H_2 /air mixture equivalence ratio ($\psi_{H_2} = 0.03$ maximum) is too lean to generate a pilot flame. For this reason, hydrogen is mixed with air and the vapors of kerosene before burning. For the FP H_2 configuration, the main role of hydrogen will be to increase the flame speed of this mixture, consequently weakening the expansion of the flame stability map.

Concerning the injection of the reformer gas for a constant EC, in whichever injection mode (FP or PP), the flame roughly demonstrates the same LBO limit than the FP H_2 configuration. It means that reformer gas behave whichever the injection like a fully premixed injection with the partially premixed diphasic combustion flame. RG mixes with the air before burning due to its low flame velocity [148] which prevents the stabilization of the gas reformer flame in the high stretched conditions, located at the exit of the swirler.

To highlight the effects of the amount of H_2 in the reformer gas, we represent the LBO limit as a function of EC_{H_2} in Figure 11.6.b. In this graph, the correlation of LBO with EC_{H_2} is less strong than in the graph, represented in Figure 11.6.a. This result indicates that the enhancement of flame domain is principally due to the heat release rather than the rate of injected H_2 , except when H_2 is relatively pure and PP injected.

As the behavior of the RG_1 and RG_2 are similar, we will focus the study on the results obtained by with the RG_1 gas on regards of the flame stability.

The stability diagram is completed by the analysis of the flame structure using

OH* chemiluminescence imaging for constant energy contribution and power. For all the gas injections studied, photographs and OH* chemiluminescence pictures clearly present three zones (Figure 11.7). The first one, close to the injector exit, is characterized by a very intense reaction zone, where OH* chemiluminescence is the highest. Downstream the first reaction zone, an inter zone takes place where the reaction rate decrease noticeably. It corresponds to the part of the flame that comes into contact with the optical access. The third zone corresponds to the intense soot emissions.

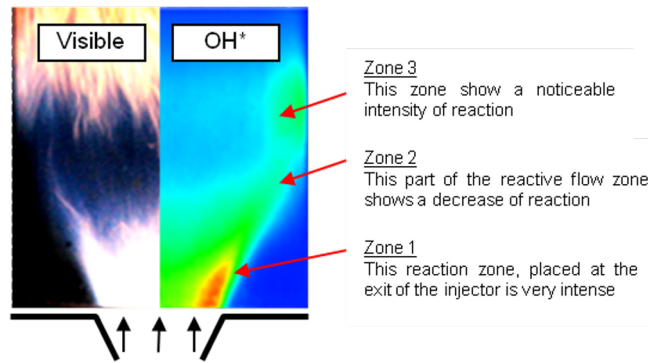


Fig 11.7 – Flame structure analysis from visible emission and OH* chemiluminescence. Reference Case.

For the same EC, the effect of gas addition on OH* emissions, is more important with H_2 than with RG but independent of the gas injection configuration. Whatever the injection mode and the added gas, the pictures and profiles of OH* chemiluminescence (Figure 11.8) show a slight evolution in the mean flame structure, indicating an enhancement of the combustion. Figure 11.8.b shows the enhancement of the combustion by the added gas, in zone 1 and close to the injector, as evidenced by the increase of spontaneous OH emissions. We also notice in Figure 11.8.c that enrichment shortens the flame length.

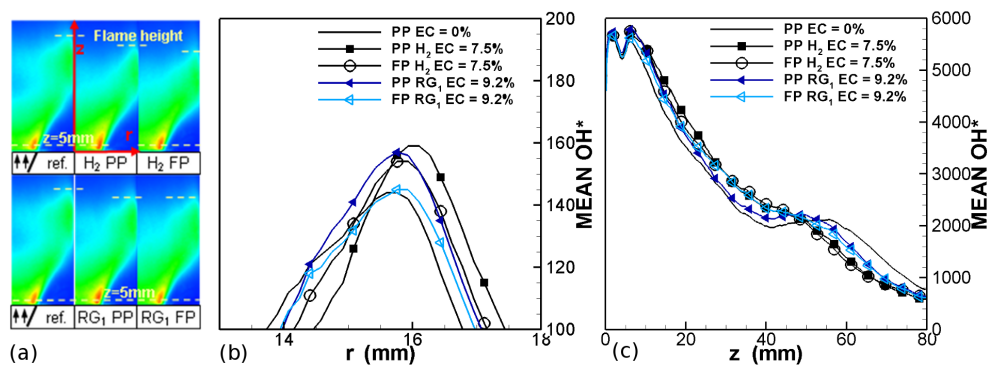


Fig 11.8 – Mean OH* chemiluminescence for PP and FP configurations and for H_2 and RG_1 injections

The flame stability can be also characterized by RMS images of the OH* emissions, where low fluctuations are an indicator of a more stable flame. It can be noticed (Figure 11.9) from RMS pictures or profiles that the stability of the flame is improved regardless of the injection configuration and the added gas. For the H_2

injection, the stability is drastically increased in both injection configurations, but the increase is more pronounced with the PP geometry. Generally, the OH^* fluctuations are reduced by half in zone 1 (Figure 11.9.b). In the case of RG_1 for the same EC, an increase in the stability of the flame is present, as shown by the 30% reduction of OH^* fluctuations. However, this increase is weaker than with the H_2 injection. With this injection, no differences can be observed between FP and PP configuration. This last difference agrees with the previous explanation : the presence of a hydrogen pilot flame in the partially premixed hydrogen fueled configuration enhances the stabilization of the kerosene flame. In the other configurations, the energy contribution seems to be the driving factor.

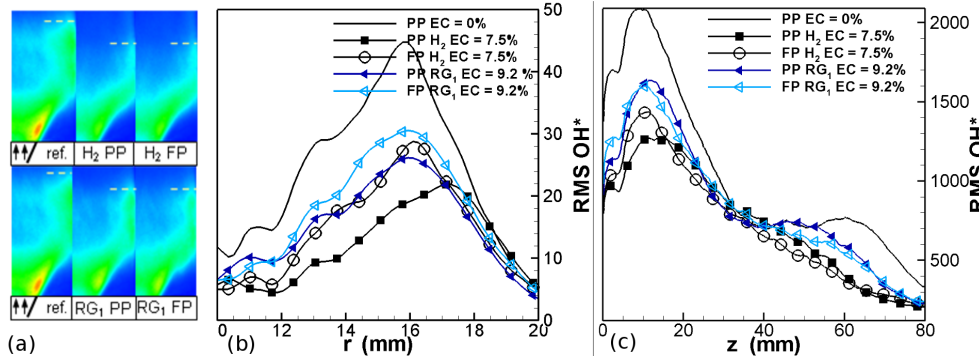


Fig 11.9 – RMS OH^* chemiluminescence for PP and FP configurations and for H_2 and RG_1 injections

11.4.2 Pollutant emissions

As we have previously shown, the injection of H_2 and RG in the combustion chamber decreases the LBO and the flame instability. This part is dedicated to studying how enrichment affects pollutant emissions in order to draw attention to their benefits for aeronautical injectors.

NO_x emissions For given enrichment rates (EC = 1.4%, 2.8% 6.9%), the kerosene mass flow rate is decreased until the extinction of the flame occurs. For a constant kerosene mass flow rate, the curves (Figure 11) highlight that H_2 injection dramatically increases the NO_x emissions. For a kerosene mass flow rate of 2 g/s, NO_x emissions jump from 16 mg/MJ (EC=0%, $\phi=0.546$) to 53 mg/MJ (EC=6.9%, $\phi=0.578$), principally due to the increase in the equivalence ratio. For each EC curve, decreasing the kerosene mass flow rate (i.e. equivalence ratio) leads to reductions in NO_x emissions until a minimum value, set by the equivalence ratio at extinction is reached. These NO_x emissions at extinction decrease when the EC increases. A similar, yet lower, trend can be observed for RG_1 injection. Indeed, for a 2 g/s kerosene mass flow rate, NO_x emissions increase from 16 mg/MJ (EC=0%, $\phi=0.546$) to only 21 mg/MJ (EC=6.9%, $\phi=0.574$) due to the increase in the flame equivalence ratio. For each EC curve, decreasing the kerosene mass flow rate also leads to a decrease in NO_x emissions until the extinction limit is reached. It is worth noting that, at a constant enrichment rate, for the minimum value of kerosene mass flow rate, NO_x emission is slightly higher for RG_1 than for H_2 enrichment gas injection.

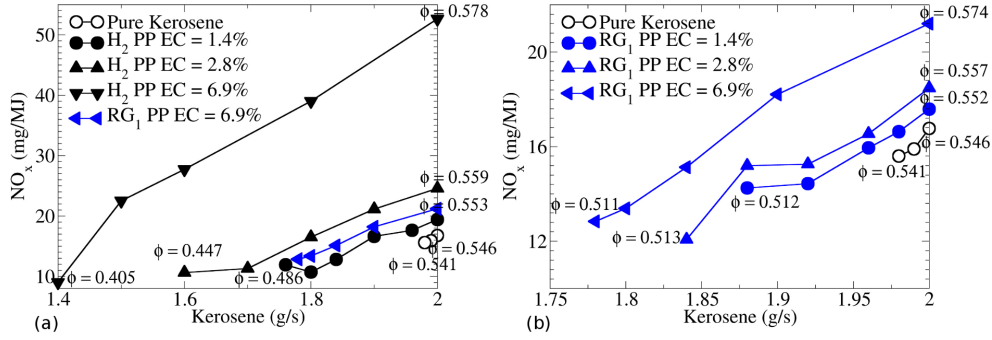


Fig 11.10 – : NO_x emissions for different EC for partially premixed H₂ and RG₁ injections.

To pay attention to the effects of the added gas independent of the power and the equivalence ratio, we perform a complementary study. The power is fixed at 86kW approximately corresponding to a constant equivalence ratio of 0.54 ($\phi=0.546$ @EC=0%, $\phi=0.540$ @H₂-EC=7.4%, $\phi=0.533$ @RG1-EC=9.2%, $\phi=0.533$ @RG2-EC = 9.2%). The results are presented showing the influence of EC and EC_{H_2} on NO_x emissions (Figure 12). For all the gas injection configurations, the general effect is an increase in NO_x emissions as the EC increases (Figure 11.11.a). With the FP configuration, the impact of hydrogen injection is much smaller than with the PP configuration. Indeed, for EC = 7.4% NO_x emissions are equal to 25 mg/MJ for the PP configuration (and 21 mg/MJ for FP configuration). The NO_x excess confirms the existence of the supposed H₂/air “pilot flame” in the PP configuration, or at least the existence of a richer zone close to the injector. This is due to the non-mixing of H₂, which generates a higher flame temperature and then increases the thermal NO formation. For both reformer gases and whatever the gas injection configuration, NO_x emissions are the same, considering the measurement uncertainty. This confirms, in the PP RG configuration, the hypothesis of the non existence of richer reaction zone. Results from RG₂ injection are not shown since the results are exactly the same as those obtained with RG₁.

As we noticed in Figure 11.11.a, the H₂ PP configuration produces more NO_x than the RG PP configuration, highlighting the effect of the quality of the added gas (H₂ or RG). Figure 11.11.b, which shows NO_x emissions as a function of EC_{H_2} according to the ratio of injected H₂, demonstrate a strong correlation between the H₂ and RG curves.

Increases in NO_x emissions are usually explained by the high temperature in the combustion chamber (thermal NO_x). With a PSR model (Cantera software package), we were able to evaluate the adiabatic flame temperature with a chemical mechanism of kerosene [131]. For the operating conditions and at constant power, the adiabatic flame temperature is almost constant (Pure Kerosene : $\phi=0.55$, $T_{ad}=1773K$ – Kero/H₂, EC=7.4%, $\phi=0.54$, $T_{ad}=1769K$ – Kero/RG1, EC=9.2%, $\phi=0.53$ $T_{ad}=1750K$). Consequently, the increase in NO_x emissions cannot be explained only by an increase in the adiabatic flame temperature. Studies on the detailed chemistry of the H₂ and RG enriched flame are needed to identify the mechanism that produces excess NO_x . Moreover, a previous study on perfectly premixed pre-vaporized kerosene injection [57] has shown that, at constant power, NO_x emissions

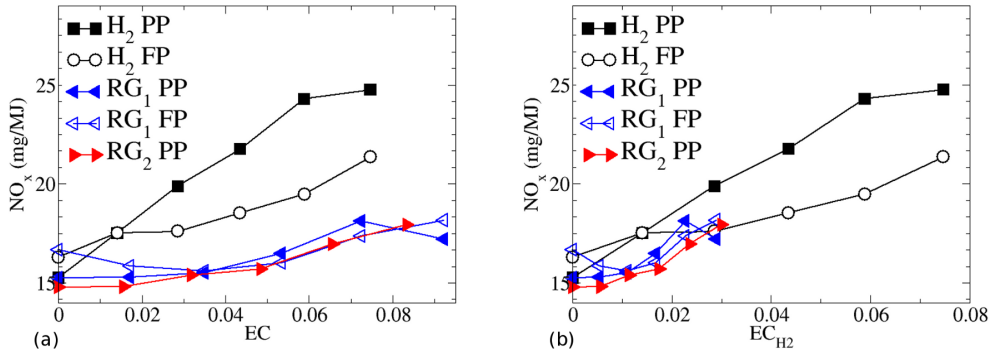


Fig 11.11 – NO_x emissions at constant power and equivalence ratio for PP and FP H₂ and RG injection configurations versus EC (figure a) and versus EC_{H_2} (figure b)

decrease with the increase in H_2 enrichment rate. The two-phase flow character of our flame does play a role on NO_x emissions and should be investigated.

CO emissions Figure 11.12 presents the CO emissions for the PP H_2 and PP RG_1 injections, with a constant air flow rate of 54g/s. For given enrichment rates ($EC = 0\%$, 1.4%, 2.8% 6.9%), the kerosene mass flow rate is decreased until the extinction of the flame occurs. During this process, the flow rate of the added gas is adjusted to maintain a constant EC.

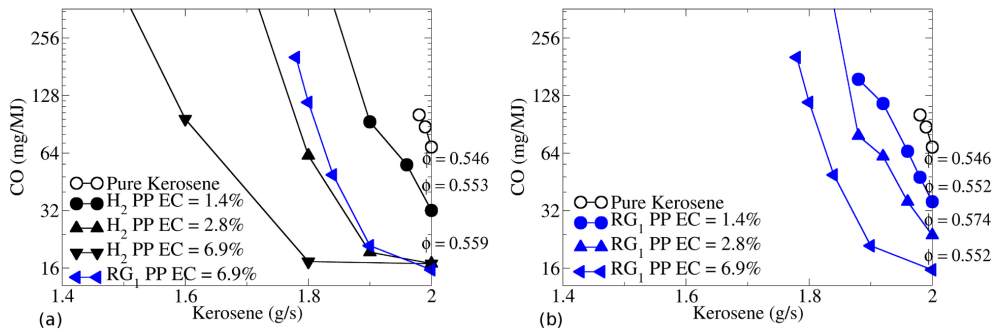


Fig 11.12 – CO emissions for different EC for PP H₂ and PP RG₁ injection.

At a constant kerosene mass flow rate, an increase in the EC systematically leads to a drastic decrease in CO emissions. Indeed, for $\dot{m}_{kero} = 2\text{g/s}$, and an EC of 2.8%, CO emissions are reduced by 75% for the H_2 PP injection (16.9 mg/MJ) and by 65% for the PP RG_1 injection (15.7 mg/MJ) in comparison with pure kerosene injection (68.8 mg/MJ). Exactly same results were obtained with RG_2 enrichment. At a given EC and kerosene mass flow rate, the reduction in CO emissions is less significant with the RGs than with H_2 . Close to the LBO limit, CO emissions burst out due to the poor quality of the combustion.

CO measurements, performed at constant power and constant equivalence ratio, are presented as a function of EC and EC_{H_2} in Figure 11.13. For the H_2 injection case, we can notice first that (Figure 11.13.a) contrary to the NO_x emissions, the CO emissions are independent of the injection configuration (PP or FP), and second that with an EC of 1.4% CO emissions are reduced by a factor of 2. This highlights

the importance of such enrichment. The effect of RG enrichment is similar but more moderate; a RG enrichment of 1.4% leads to a reduction of CO emissions by 25%. The CO emissions as a function of EC_{H_2} are reported by the curves in Figure 11.13.b. The curves show a very strong correlation, independent of the added fuel and injection configuration. This demonstrates that the driving factor for the reduction in CO emissions is the amount of H_2 in the added gas and that a small amount of hydrogen containing gas is sufficient to strongly reduce CO emissions.

The reductions in CO emission levels come from two factors : the replacement of the carbon containing fuel by a free-carbon fuel [95] and the change of the chemical kinetics brought on by the addition of the added gas. Considering the variation in the kerosene mass flow rate, the first effect is negligible (around 8% of the kerosene mass flow rate for the different gas injected). Hydrogen containing components are the principal agents in the CO oxidizing mechanism. Thus, CO oxidation rate is very slow in dry system. CO oxidation is greatly enhanced by the presence of H donor components like H_2 or H_2O and hydroxyl radicals [146]. In an H_2 containing mixture (pure hydrogen and reformer gas), hydroxyl radicals are formed from the chain branching reactions $H + O_2 \leftrightarrow OH + O$ and $O + H_2 \leftrightarrow H + OH$). Then CO is reduced in a highly exothermic reaction responsible for a large fraction of the heat release in combustion of hydrocarbon fuels.

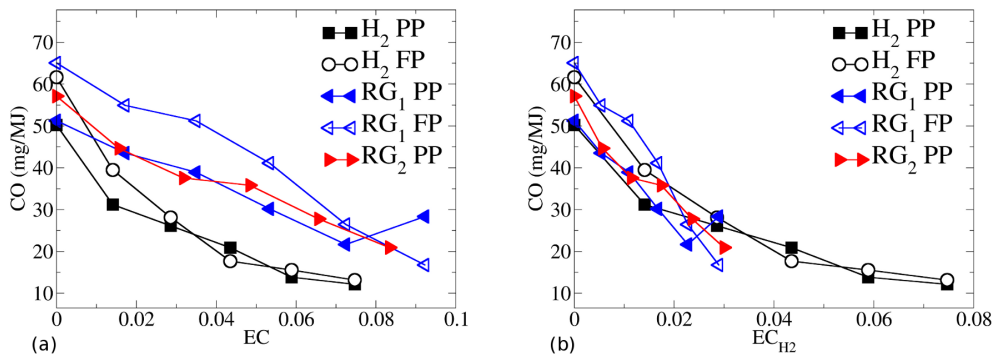


Fig 11.13 – CO emissions at constant power and equivalence ratio for PP and FP H_2 and RG injection configurations versus EC (figure a) and versus EC_{H_2} (figure b)

11.5 Conclusions

An experimental study has been performed on an aeronautical fuel injector to evaluate the effects of different reformer gas enrichment of kerosene, for high pressure and temperature conditions. A comparison with H_2 enrichment is performed in order to demonstrate the interest of RG as a fuel additive. Two different gas injection configurations have been tested (partially premixed (PP) and fully premixed (FP)) to evaluate the consequences of the fuel injection mode on gas enrichment. These effects have been quantified in terms of combustion stability diagrams, flame structure and pollutant emissions. The way that hydrogen is injected strongly affects the stability diagram and the flame fluctuations. The PP H_2 configuration leads to the formation of a hydrogen pilot flame which greatly stabilizes the kerosene flame and enlarges the flame stability map. For FP H_2 configuration, this effect is weaker

because the dilution of H_2 prevents the formation of a pilot flame. The effects of the injection of RGs are roughly independent from the injection mode because, in both cases, the formation of a pilot flame is not possible due to either its high dilution with air or its low flame velocity. In the cases where the stabilization of the kerosene flame is enhanced without the presence of a pilot flame (FP H_2 or FP RG and PP RG), the Energy Contribution (EC) of added gases is the driving parameter independent of their composition. For a constant kerosene mass flow rate, NO_x emissions are increased, whatever the injection configuration. The PP hydrogen configuration increases NO_x emissions more than the FP configuration due to the presence of the hydrogen pilot flames. Moreover, at iso-EC, the FP hydrogen enriched flame generates more NO_x than the RG enriched flame. With the RG injection, no differences can be observed between FP and PP configurations or between the RG_1 and RG_2 injections. However, high injections of H_2 or RG allow the flame to be stabilized at lower global equivalence ratios, resulting in less NO_x emissions than the reference case. Whatever the injection configuration, CO emissions are strongly reduced by the addition of a small amount of gases (H_2 or RG). The ratio of injected H_2 (EC_{H_2}) is the key parameter to quantify the reduction of CO emissions, independent of the nature of added gas showing that CO oxidation is greatly enhanced by the presence of H donor components. For a high EC_{H_2} a threshold level in CO emissions is reached.

This study, conducted on an aeronautical injection system, points out the benefits of RGs for aeronautical gas turbines. RGs can be produced directly on board through different processes. Through chemical mechanisms, they increase the flame stability and strongly reduce CO emissions without dramatically increasing NO_x emissions, in comparison with the injection of pure hydrogen. Their overall behavior is independent from the injection configuration. Injection of RGs in aeronautical gas turbines could be a promising way to decrease pollutants by reducing the size of the combustion chamber. If RG is used only during idle regime, it cuts down CO emissions and, especially, does not affect NO_x emissions because of the low equivalence ratio. Consequently, NO_x emissions can be reduced during the take off regime by reducing the residence time in the combustion chamber.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre global de la réduction des émissions polluantes.

La combustion prémélangée pauvre, et la réduction de la taille des chambres de combustion, constituent les deux moyens privilégiés pour diminuer les émissions de NO_x . Malheureusement, dans les chambres de combustion conventionnelles, le premier moyen génère des instabilités de combustion, et le second, augmente les émissions de CO à bas régime.

L'objectif de cette thèse est donc d'explorer différentes techniques innovantes pouvant être mises en œuvre afin, de stabiliser les flammes, et de réduire les émissions polluantes à bas régimes.

Dans cette optique, deux pistes ont été explorées :

- La première est basée sur une modification complète de l'architecture des chambres de combustion conventionnelles. Il ne s'agit plus de stabiliser la flamme par la présence d'un swirl, mais par la présence d'une cavité. Ce concept s'appelle le TVC (Trapped Vortex Combustor).
- La seconde repose sur l'ajout de dopants hydrogénés dans le kérosène pour en modifier ses propriétés.

1) Ainsi, une chambre de combustion de type TVC alliant également le principe de l'UCC a été dimensionnée, construite, mise en service et examinée dans différentes configurations : tout d'abord, dans l'écoulement non réactif par des mesures de PIV et d'ADL, ensuite lorsque seule la flamme de cavité était alimentée en carburant (mode FCS) par des mesures de pression et de chimiluminescence CH^* , et enfin, dans des conditions réactives en couplant des mesures phasées de vitesses, d'émissions CH^* avec la pression. L'impact de la structure de la flamme dans la cavité sur les émissions polluantes a également été analysé.

L'examen de l'écoulement non réactif a mis en exergue une profonde évolution de la structure de l'écoulement à froid selon les débits utilisés. Ainsi, lorsqu'on augmente le rapport entre le débit d'air principal et le débit d'air de cavité, la structure interne de la cavité évolue d'un écoulement de type "Vidange", susceptible de générer des instabilités de combustion, à un écoulement de type "Rempli", semblable à celui rencontré dans la cavité avec un écoulement affleurant. Pour un rapport de débits intermédiaire, l'écoulement de type "Clos", par sa structure en double vortex, présente des propriétés favorables à une combustion stable : indépendance entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité, potentiel apport de gaz brûlés à la base de la flamme principale, via l'aspiration générée par la présence des barreaux.

L'étude en mode FCS a permis de valider l'influence de la structure de l'écoulement sur la stabilité de la flamme. Cette partie a également souligné l'importance de la richesse de la flamme dans la cavité, sur sa structure et ses potentiels effets

stabilisateurs.

Bien que la plupart des flammes obtenues dans des conditions pleinement réactives, aient été fortement instables, il a été possible de confronter leurs comportements et leurs effets avec les conclusions tirées des observations faites en FCS. Ainsi, le maintien d'une structure en double vortex à l'intérieur de la cavité est fondamental, tout comme la remontée de gaz brûlés le long des barreaux. L'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité est fortement déstabilisatrice. L'importance de la structure de la flamme dans la cavité sur les émissions de NO_x a également été mise en évidence. Les mesures ont enfin permis de mettre en lumière l'effet stabilisateur de l'ajout du swirler.

Compte-tenu du caractère fortement instable de la combustion dans les conditions réactives, et des conditions aux limites peu précises, il est difficile de fournir une explication détaillée des mécanismes intervenant dans la formation et la suppression de l'instabilité.

Aussi, cette étude se poursuit actuellement dans le projet européen IMPACT-AE (Intelligent Design Methodologies for Low Pollutant Combustors for Aero-Engines).

L'amélioration de la géométrie du brûleur doit permettre d'atteindre des régimes plus stables, propices à une combustion stationnaire et peu polluante.

Les résultats obtenus dans ce travail de recherche permettent de mettre en avant les pistes d'amélioration possibles :

- Une réduction de la hauteur de cavité de la paroi aval (paramètre réglable) afin de réduire l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement de cavité.
- L'amélioration des conditions aux limites acoustiques, spécialement en sortie, via l'ajout d'un col sonique, et le travail à une pression supérieure à 2 bars.
- L'emploi de nouveaux diagnostics (PLIF-OH/PIV) afin d'avoir accès à la structure de la flamme.
- La réalisation de mesures de structure de flamme (PLIF-OH) haute cadence pour étudier la dynamique de la flamme.
- Un lien avec les études numériques plus poussé grâce aux moyens énumérés.

Cette étude ouvre alors la voie à la construction d'une chambre de taille supérieure.

2) L'étude de l'ajout de composés hydrogénés sur la stabilité et les émissions polluantes d'une flamme de kérosène, issue d'un injecteur aéronautique, a été effectuée à travers l'étude de deux modes d'injections dans la chambre : partiellement prémélangé, et parfaitement prémélangé. L'objectif était, aux régimes ralenti, d'augmenter la stabilité et de diminuer les émissions de CO .

En comparant les résultats observés avec ceux obtenus en ajoutant de l'hydrogène pur, les effets bénéfiques de ces gaz ont pu être démontrés tant du point de vue de la limite d'extinction, de la stabilité, que des émissions polluantes, et ce quelque soit leur mode d'injection. Ainsi, même si leur effet sur les NO_x est négatif, leur teneur en H_2 leur confère des propriétés chimiques intéressantes, réduisant fortement les émissions de CO .

Par ailleurs, l'augmentation du domaine de stabilité permet, tout en maintenant basses les émissions de CO , une combustion globalement plus pauvre et moins émettrice de NO_x , ainsi qu'une réduction de la taille de la chambre.

Dans l'optique de réduire les émissions polluantes, les deux études réalisées sur le TVC d'une part, et sur l'ajout de dopant au kérosène d'autre part, présentent des applications potentielles sur des horizons différents.

Aussi, compte-tenu de la facilité d'installation d'un tel dispositif, l'ajout de gaz de reformeur produits à partir du kérosène *in situ*, présente des débouchés potentiels à court et moyen terme.

A l'inverse, la mise en place d'une chambre de combustion de type TVC sur un moteur en service, nécessite la maîtrise de nombreuses incertitudes inhérentes à cette architecture, comme le refroidissement des parois de la cavité, la maîtrise des débits dans les différentes parties de la chambre, le bon profil de température en sortie, etc... Les applications potentielles sont donc envisageables à long terme.

Modélisation de l'acoustique de la chambre

Lorsqu'on regarde le spectre du signal de pression (cf Figure 8.4), on remarque très nettement la présence d'harmoniques multiples de 154 Hz (154 Hz, 308 Hz, 464 Hz, 618 Hz...) caractéristiques de l'acoustique de la chambre. Nous avons tenté de modéliser l'acoustique de la chambre.

Selon les conditions aux limites, dans un conduit longitudinal, deux structures de modes fondamentaux sont susceptibles de se développer.

Un mode demi-onde correspond au mode fondamental existant lorsque les conditions d'entrée et de sortie sont de même nature (mur ou pression constante). Les fréquences supérieures sont alors des multiples de la fréquence fondamentale, f_0 , selon la relation : $f_n = n * f_0$.

Un mode quart d'onde correspond au mode fondamental existant lorsque les conditions d'entrée et de sortie sont de nature différentes. Les fréquences supérieures sont alors des multiples de la fréquence fondamentale, f_0 , selon la relation $f_n = (2n + 1) * f_0$.

La fréquence de résonance, f_0 , d'un mode longitudinal d'un tube d'une longueur L avec une variation de la température est donnée par la relation A.1 [179].

$$f_0 = \frac{1}{C * \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{\gamma r T}}} \quad (\text{A.1})$$

avec r la constante de gaz parfait, γ le rapport des capacités calorifiques, T , la température supposée uniforme sur la section à l'abscisse dx , et C une constante (4 pour un mode quart d'onde et 2 pour un mode demi onde).

En faisant l'hypothèse de différentes sections de longueur L_i à température constante T_i , on obtient alors :

$$f_0 = \frac{1}{\sum \frac{C * L_i}{\sqrt{\gamma r T_i}}} \quad (\text{A.2})$$

La chambre de combustion peut être modélisée comme la succession de trois tubes de températures différentes : Les différentes parties correspondent à celles présentées sur la figure 4.1. Les longueurs sont présentées sur le tableau A.1.

Compte tenu de la géométrie de la chambre, le mode quart d'onde semble correspondre le mieux aux conditions expérimentales (mur en entrée d'injection et pression constante en sortie d'échappement). Celui-ci n'est cependant pas en accord avec la répartition des fréquences observées. Celle-ci se distribue selon la relation $f_n = 2n * f_0$ (mode demi onde) et non $f_n = (2n + 1) * f_0$ (mode quart d'onde).

La vitesse du son dans chacune des sections a été calculée à partir des richesses grâce au logiciel Gaseq. La richesse de chaque section est corrigée d'un facteur 0.8 afin de prendre en compte les pertes par conduction, convection et par rayonnement ainsi que les pertes liées au rendement de combustion. Les vitesses du son et les fréquences fondamentales correspondantes (mode demi -onde et mode quart d'onde) sont présentées dans le tableau A.1.

Partie	Injection	Chambre	Echappement
Richesse	0	0.88 * 0.8	0.37 * 0.8
Longueur [m]	0.25	0.25	1.40
Température [K]	300	1830	1050
c [m/s]	337	830	630
Mode	1/4 d'onde	1/2 onde	-
Fréquence [Hz]	77	154	-

Tableau A.1 – Caractéristiques acoustiques des différentes sections.

La fréquence du mode demi onde semble correspondre le mieux à celle observée expérimentalement pour le cas de référence.

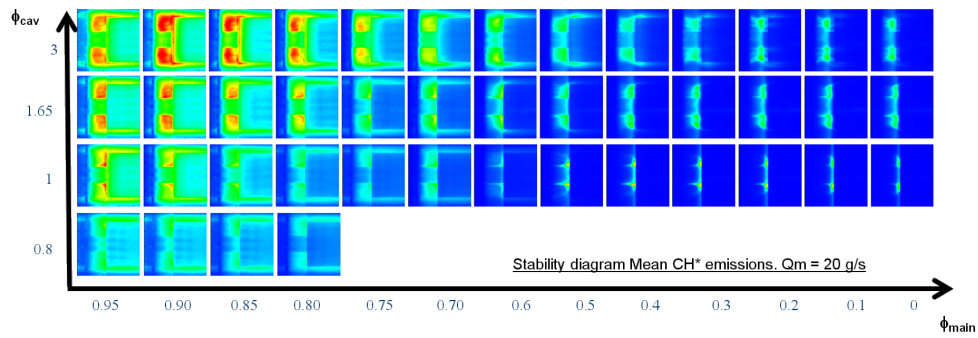
Lorsque l'écoulement est à froid, la fréquence minimale théorique est de 44 Hz en mode quart d'onde et 88 Hz en mode demi onde.

Pour le point *L22_MP060Q20_CP300Q07_QA10*, on trouve des fréquences à 33 Hz, 96 Hz, 193 Hz, 288 Hz, 381 Hz. La fréquence de 33 Hz est inexplicable par la modélisation effectuée. Une modélisation plus poussée de la chambre de combustion est nécessaire. Elle requiert, par exemple, la prise en compte de l'acoustique des lignes d'alimentation en fluide qui sont susceptibles de générer de faibles fréquences.

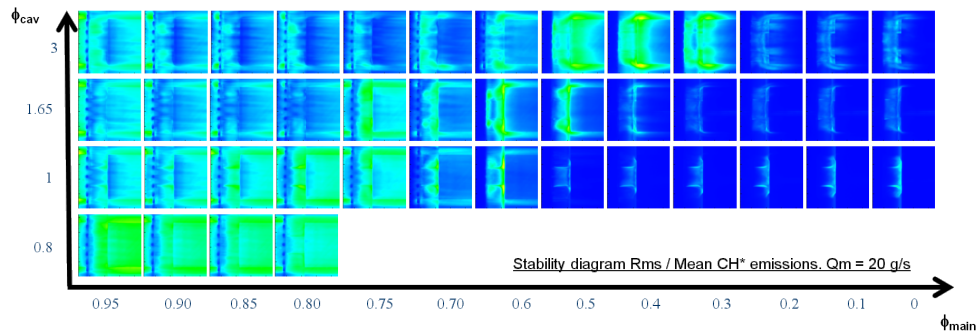
Données expérimentales sur le TVC

B.1 Diagramme de stabilité

Les figures présentent le diagramme de stabilité de la flamme du TVC en fonction de la richesse de la cavité et de la richesse de l'écoulement principal. La longueur de cavité est de 25 mm, les débits d'air de cavité Q_{a_C} et aval Q_{a_A} , sont inchangés et valent respectivement 0.7 g/s et 1.0 g/s. Deux débits d'air principal sont présentés : $Q_{a_M} = 10$ g/s (figure B.2) et $Q_{a_M} = 20$ g/s (figure B.1). Les images moyennes pour les deux débits sont présentées avec la même échelle de couleur. Il en est de même pour les fluctuations relatives d'intensité.



(a) Moyennes

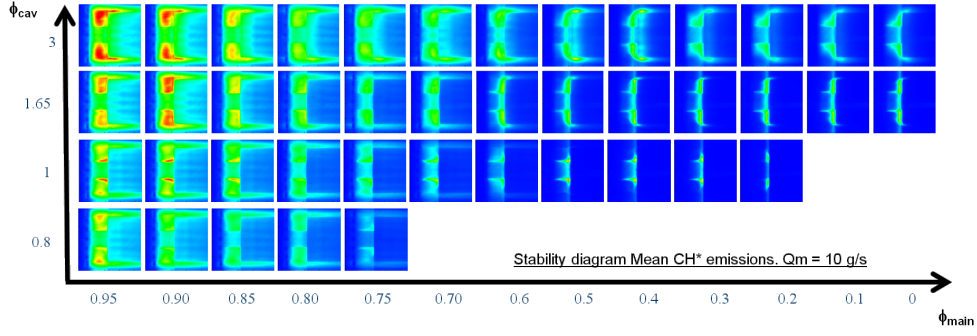


(b) Rms Relatif

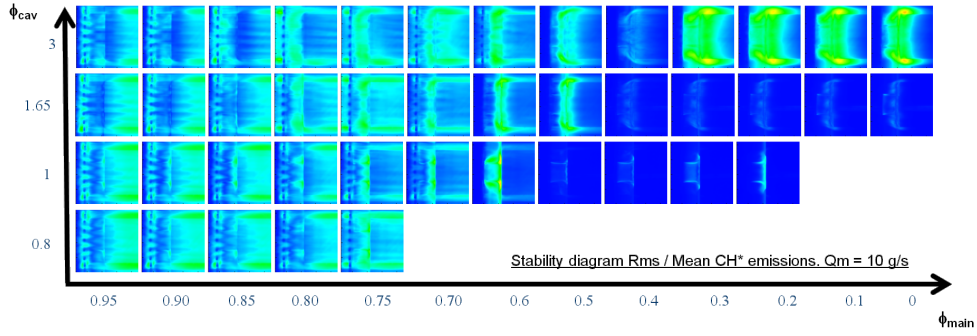
Fig B.1 – Diagramme de stabilité du TVC. $L = 25$ mm, $Q_{a_M} = 20$ g/s, $Q_{a_C} = 0.7$ g/s, $Q_{a_A} = 1$ g/s.

B.2 La qualité de la combustion

La qualité de la combustion η est présentée sur le tableau. Elle évalue le pourcentage de méthane subissant une oxydation complète en CO_2 :



(a) Moyennes



(b) Rms Relatif

Fig B.2 – Diagramme de stabilité du TVC. $L = 25 \text{ mm}$, $Q_{aM} = 10 \text{ g/s}$, $Q_{aC} = 0.7 \text{ g/s}$, $Q_{aA} = 1 \text{ g/s}$.

$$\eta = \frac{\dot{m}_{CO_2\text{sortie}}}{\dot{m}_{CH_4\text{injecté}}} \quad (\text{B.1})$$

avec $\dot{m}_{CO_2\text{sortie}}$ le débit massique de CO_2 en sortie de chambre et $\dot{m}_{CH_4\text{entrée}}$ le débit massique total de méthane injecté dans la chambre. La combustion étant en régime pauvre, on peut considérer que le débit de méthane injecté dans la chambre se transforme soit en CO_2 , soit en CO , soit en UHC (équivalent au CH_4)

le rendement devient alors :

$$\eta = \frac{\dot{m}_{CO_2}}{\dot{m}_{CH_4\text{injecté}}} = 1 - \frac{\dot{m}_{CO_2\text{sortie}} + \dot{m}_{UHC\text{sortie}}}{\dot{m}_{CH_4\text{injecté}}} \quad (\text{B.2})$$

compte tenu du PCI, on trouve :

$$\eta = 1 - 1/(3.5 * 10^4) \times EI_{CO\text{sortie}} - 1/(2 * 10^4) \times EI_{UHC\text{sortie}} \quad (\text{B.3})$$

avec EI, l'indice d'émission en mg de polluants par MJ d'énergie injecté dans la chambre.

On trouve alors les résultats présentés dans les tableaux B.1, B.2 et B.3.

L = 25 mm $Qa_M = 20$ g/s		ϕ_M								
		0.9	0.85	0.8	0.75	0.7	0.65	0.6	0.5	0 (FCS)
ϕ_C	1.65	98.4	97.6	94.8	82.6	73.6	61.2	50.1	12.7	79.4
	3	98.5	98.0	98.0	97.3	91.3	73.3	60.1	47.3	46.0

Tableau B.1 – Rendement de la combustion en %, en fonction de ϕ_M pour différentes valeurs de ϕ_C . $Qa_M = 20$ g/s, $Qa_A = 1$ g/s, L = 25 mm

L = 22 mm $Qa_M = 20$ g/s		ϕ_M								
		0.9	0.85	0.8	0.75	0.7	0.65	0.6	0.5	0 (FCS)
ϕ_C	1.65	98.6	97.1	93.5	83.8	71.5	59.0	47.9	37.7	59.2
	3	98.6	98.4	98.1	98.0	91.8	72.1	60.0	47.2	39.4

Tableau B.2 – Rendement de la combustion en %, en fonction de ϕ_M pour différentes valeurs de ϕ_C . $Qa_M = 20$ g/s, $Qa_A = 1$ g/s, L = 22 mm

L = 22 mm siwrlé $Qa_M = 20$ g/s		ϕ_M								
		0.9	0.85	0.8	0.75	0.7	0.65	0.6	0.5	0 (FCS)
ϕ_C	1.65	95.3	92.5	85.1	72.3	96.8	75.5	40.1	4.7	64.6
	3	98.6	97.3	94.6	85.8	78.4	73.8	66.0	43.3	39.0

Tableau B.3 – Rendement de la combustion en %, en fonction de ϕ_M pour différentes valeurs de ϕ_C . $Qa_M = 20$ g/s, $Qa_A = 1$ g/s, L = 22 mm, avec swirl.

Dimensionnement de la chambre

Sommaire

C.1	Les objectifs	215
C.2	Les contraintes	215
C.3	Les accroches flammes	216
C.4	Choix de la structure de l'écoulement dans la cavité . .	216
C.5	Hauteur des injections	217
C.6	Hauteur de la paroi aval	217
C.7	La mise en giration de l'écoulement	217
C.8	Plan de la chambre	218

Nous allons présenter les différentes étapes qui ont conduit à la réalisation de la chambre de combustion. Nous allons donc dans un premier temps présenter les objectifs et les contraintes expérimentales, ensuite nous envisagerons les choix faits dans le dimensionnement des différentes parties de la chambre.

C.1 Les objectifs

Le but de l'étude est d'étudier les mécanismes de stabilisation de la flamme par une cavité avec la possibilité de faire varier des paramètres géométriques tels que la longueur de la cavité, la dimension des barreaux. L'étude de l'impact de la giration de l'écoulement principal sur la dynamique de la flamme est abordée. Le but est de concilier au sein d'une même chambre le principe du Trapped Vortex Combustor avec celui de l'Ultra Compact Combustor.

La figure C.1 présente le principe du TVC : Une flamme dans une cavité sert de flamme pilote et stabilise une flamme principale.

C.2 Les contraintes

Le dispositif expérimental doit être compatible avec les capacités d'air du laboratoire et le dispositif existant. Ceci génère plusieurs contraintes.

- Compte-tenu des expériences précédentes, la puissance totale est limitée à 100 kW, avec 150 kW pour de faibles durées.
- Pour augmenter la pression dans la chambre, il est nécessaire d'utiliser le caisson de pressurisation préexistant. Ceci limite le diamètre de la chambre à 8 cm et sa longueur à 25cm. La pression peut varier de 1 à 3.5 bars absolu grâce à la modification de la section d'un col sonique situé en sortie de chambre.
- La géométrie est annulaire pour pouvoir mettre en giration l'écoulement et la cavité sera située dans la partie interne de la chambre du fait de l'encombrement.

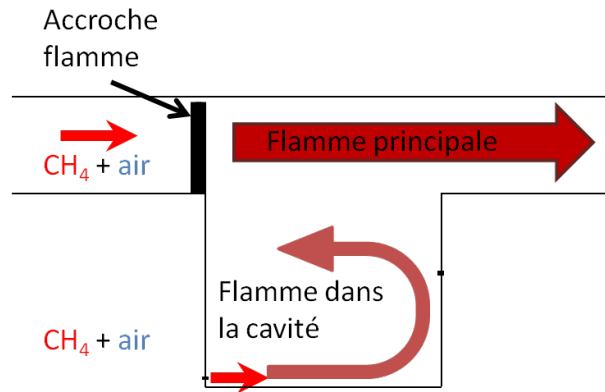


Fig C.1 – Principe de la chambre de Type TVC

C.3 Les accroches flammes

Le but est d'accrocher la flamme le plus en amont possible dans la chambre de combustion. Elle permet également de limiter le contact de la flamme avec les parois du corps aval. Ceci évite ainsi, autant que possible, de générer des imbrûlés, d'émettre du CO , et tend à rendre le plus homogène possible le profil de température en sortie de chambre.

Ceci se fait au moyen d'une zone de sillage créé par des barreaux. Le passage de l'écoulement principal autour des barreaux génère une dépression derrière ceux-ci. Leur emplacement juste en amont de la cavité, aspire les gaz brûlés issus de la cavité et permet ainsi le mélange avec l'écoulement principal. Cela permet également de générer une zone de faible vitesse comme le ferait un accroche flamme traditionnel. Par ailleurs afin d'avoir des accroches flammes de section apparente indépendante de l'angle d'incidence de l'air (giration de l'écoulement principal), le choix s'est porté sur des barreaux cylindriques.

C.4 Choix de la structure de l'écoulement dans la cavité

Les figures C.2(a) et C.2(b) montrent l'impact sur la structure de flamme et sur la dynamique de la cavité de l'emplacement des injecteurs.

Les mesures faites sur la première génération de TVC [85] ont prouvé la nécessité d'injecter directement l'air et le carburant à l'intérieur de la cavité. Ceci permet également le contrôle de la richesse à l'intérieur de celle-ci. Les mesures faites sur la troisième génération de TVC ont permis de sélectionner la configuration en double vortex (figure C.2(b)), moins dépendante de la position des injecteurs que la simple vortex (figure C.2(a)). Par ailleurs, elle présente de meilleures performances à faible régime [169].

L'injection d'air sur le bord aval (cf figure C.2(b)) favorise l'expulsion des gaz brûlés en direction du mur amont, ainsi la remontée des gaz brûlés le long des accroches flamme. Cette injection refroidit également le bord aval de la cavité soumise à de sévères contraintes thermiques.

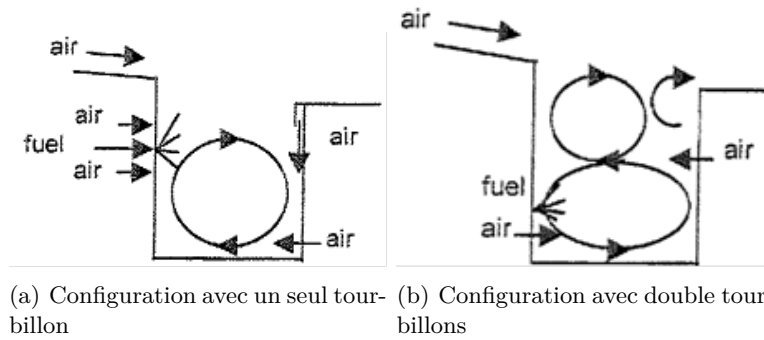


Fig C.2 – Différentes configurations de tourbillons à l'intérieur de la cavité [169].

C.5 Hauteur des injections

Afin d'avoir une injection la plus homogène possible et d'avoir des mesures indépendantes de la géométrie (hormis pour l'emplacement des accroches flammes), nous avons fait le choix d'une injection par fentes annulaires. L'injection est faite de manière prémélangée pour ne pas avoir à traiter des effets de mélange.

Pour un volume maximal de combustion, l'injection du prémélange air/méthane (cf figure C.1 et figure C.2(b)) est placée le plus au fond possible de la cavité, sur le bord amont, soit 1 mm au dessus du fond.

Une injection basse d'air aval (cf figure C.2(b)) est plus favorable à un bon placage des gaz brûlés le long de la paroi amont. Cependant en raison du volume nécessaire à la flamme pour brûler et du quenching, une injection plus haute est souhaitée. Compte-tenu des contraintes de fabrication, son emplacement a été choisie au $2/3$ de la hauteur de la paroi aval.

C.6 Hauteur de la paroi aval

La première génération de TVC présentait une paroi aval d'une hauteur plus faible que la paroi amont. Cependant ces configurations fonctionnaient en RQL [85, 83, 99]. Il n'y avait pas de flamme principale. Les simulations effectuées sous Fluent ont mis en évidence qu'une paroi aval élevée, permettait un meilleur plaquage des gaz brûlés le long de la paroi amont (cf figure C.3). Ceci est dû à la présence du tourbillon généré par l'injection aval, sur le bord aval de la cavité.

C.7 La mise en rotation de l'écoulement

La mise en rotation de l'écoulement s'effectue au moyen d'un swirl axial. Il peut être installé ou retiré. L'angle des aubes vaut 60° . Ceci correspond à l'angle de l'écoulement arrivant dans la chambre si l'on supprime le redresseur. La longueur est égale à 5 cm.

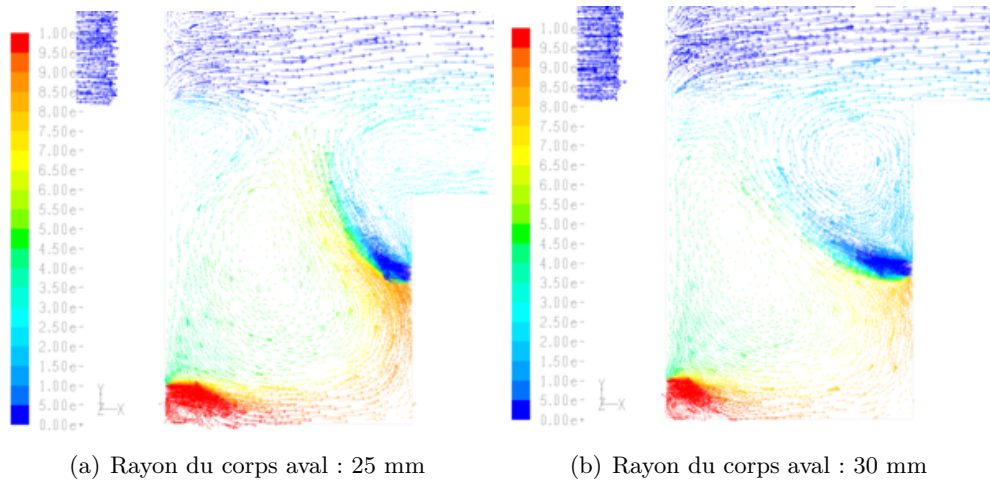
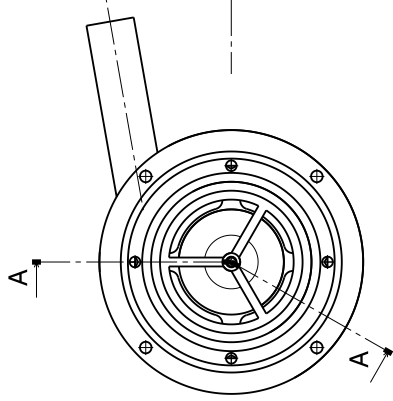
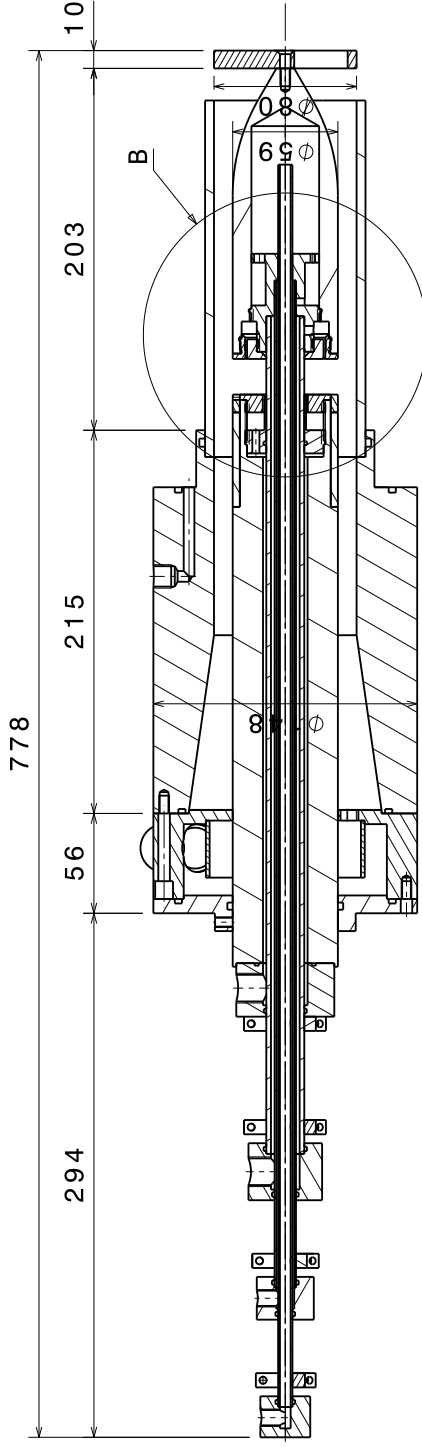


Fig C.3 – Influence de la hauteur de la paroi aval. Simulation, champ de vecteur moyen à froid. Vitesses : Main 10 m/s, injection aval : 15 m/s, injection amont 10 m/s.

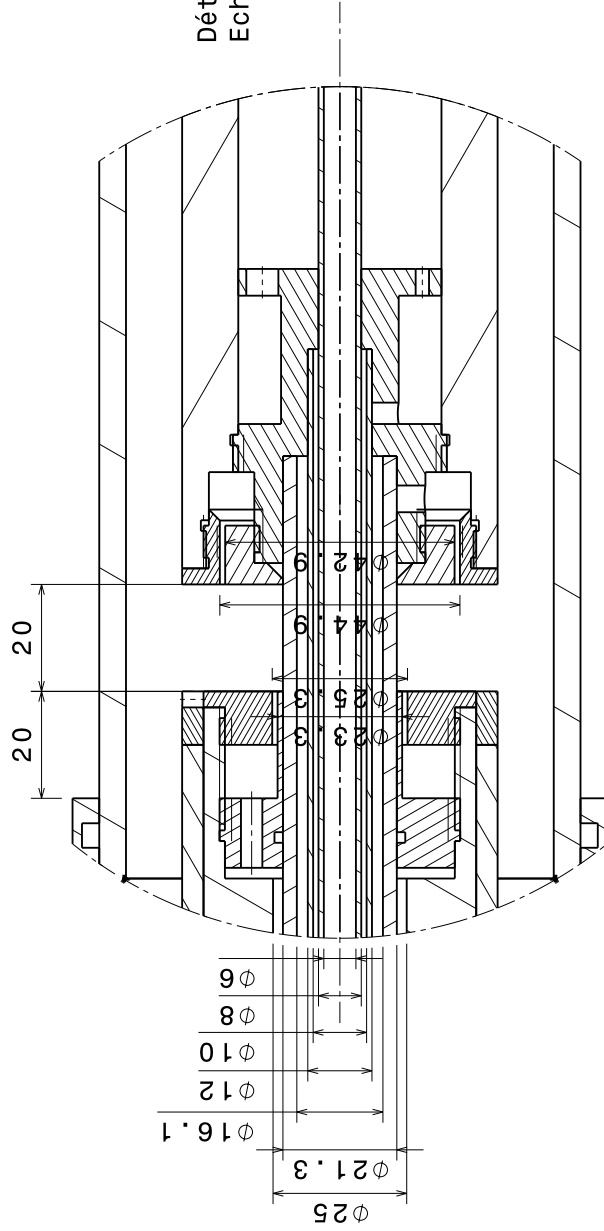
C.8 Plan de la chambre



Vue de face
Echelle : 1:3



Coupe A-A
Echelle : 1:3



Détail B
Echelle : 1:1

DESSEIN PAR : quevreux	NOM PIÈCE : Plan ensemble
DATE : 25/03/2009	NOM MONTAGE : TVC
TOLERANCES GÉNÉRALES : IT 12	NOM DEMANDEUR : G Cabot
FORMAT : A3	NOM DU PLAN : CNRS CORIA UMR6614
SYMBOLES : Matière	QUANTITÉ : 1
ECHELLE : 1:3	NUMÉRO PLAN : 09 - 19
Ce plan est notre propriété, il ne peut pas être reproduit ou communiqué sans notre accord écrit.	

H G H G A B A

Annexe D

Simulation numérique du point $Qa_M = 60$ g/s

Cindy Merlin a prédit une flamme *faiblement instable* pour un débit principal de $Qa_M = 60$ g/s dans le cas sans swirl. Ainsi ce point de fonctionnement présente certes un phénomène de vidange de la cavité mais celui-ci est moins prononcé que dans les cas de référence. L'amplitude des fluctuations de pression associée à la simulation est de 4 000 Pa, contre 15 000 Pa dans le cas de référence.

L'évolution des termes sources d'énergie au cours du cycle sont dans le PM et le PB sont présentés sur la figure D.1.

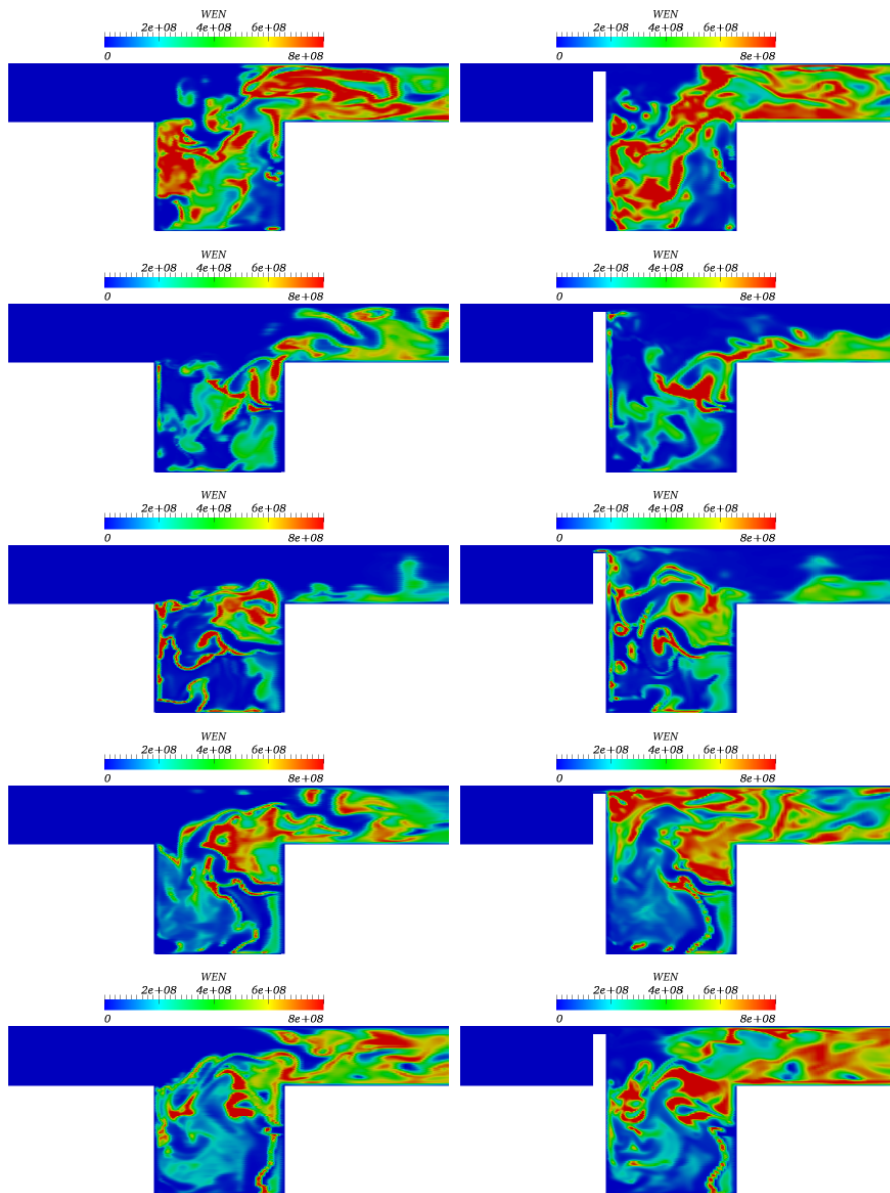


Fig D.1 – Terme source d'énergie du point $L22_MP085Q60_CP300Q07_QA10$ dans le PM (gauche) et le PB (droit) [138].

Liste des illustrations

1.1	Plage de fonctionnement et émissions polluantes associées.	18
2.1	Différents modes de combustion dans une chambre de combustion aéronautique [173].	29
2.2	Structure d'une flamme de diffusion laminaire.	29
2.3	Structure d'un front de flamme de prémélange laminaire [193]. . . .	30
2.4	Régimes de combustion turbulente prémélangée classés par Borghi et Destrieu [14].	34
2.5	Régimes de flamme pour la combustion prémélangée turbulente [156].	35
2.6	Schéma de principe de la boucle d'instabilité.	36
2.7	Réponse d'un amplificateur et d'un résonateur à une perturbation de l'écoulement.	37
2.8	Différents type d'instabilités générés par l'interaction flamme tour- billon [164].	38
2.9	Explication qualitative des instabilité de combustion [38].	42
2.10	Explication qualitative du contrôle des instabilités de combustion [38].	42
2.11	Contrôles passifs dans le Trent 60 DLE [124].	43
2.12	Compromis de dimensionnement d'une chambre de combustion [133].	46
2.13	Cycle de Bryton idéal.	47
2.14	Schéma d'un turboréacteur à double flux [41].	47
2.15	Schéma détaillé d'un turboréacteur à double flux avec compresseur centrifuge [41].	48
2.16	(a) : Différents éléments d'un secteur de chambre. (b) : Tube à flamme.	49
2.17	Cycle thermodynamique d'un turbofan avec un brûleur inter turbine. (Gauche) Exemple de cycle augmentant la poussée. (Droite) Exemple d'un cycle diminuant la TET, (Bas) Schéma précisant l'emplacement du brûleur ITB dans le moteur [126].	51
2.18	Injecteur LPP.	51
2.19	Combustion étagée [199].	52
2.20	Injecteur multipoint [6].	52
2.21	Principe de fonctionnement d'un moteur en RQL [3].	53
3.1	Classification de la structure de l'écoulement à partir de l'évolution du coefficient de pression ; répartition des configurations observées en fonction du nombre de Mach et de la géométrie de cavité [158]. . . .	56
3.2	Classification des cavités rectangulaires [30].	57

3.3	Schéma du principe de formation et d'appariement des instabilités de Kelvin- Helmholtz [39].	58
3.4	Instabilité d'une couche de mélange helium-azote. Haut : instabilité de Kelvin Helmholtz, bas : instabilités longitudinales [9].	59
3.5	Etude du caractère tridimensionnel de l'instabilité d'une couche de mélange [9].	59
3.6	Autocorrélations de vitesses mesurées dans des couches de mélange avec et sans obstacle [166]; différents échantillons sont présentés afin de faire apparaître la dispersion temporelle.	60
3.7	Schéma illustrant le couplage induit par un écoulement au-dessus d'une cavité [28].	61
3.8	Exemple d'une stabilisation par un pylône et une cavité dans un scramjet [69].	65
3.9	Dimension de la première génération de TVC : Combustion en mode FCS [85].	66
3.10	Seconde génération du TVC [169].	66
3.11	Seconde génération du TVC en combustion.	67
3.12	Troisième génération de TVC [169].	67
3.13	Structure de l'écoulement de la cavité en fonction de la position des injections [169].	68
3.14	Troisième génération de TVC [20].	69
3.15	AVC étudié par RPS.	69
3.16	TVC étudié par le NETL.	70
3.17	Détails du TVC étudié par le NETL [182].	70
3.18	Coupe du Tangential Trapped Vortex Combustor [207].	71
3.19	High G-Load TVC Combustor Concept [115].	71
3.20	TVC de l'US Navy.	72
3.21	Principe de l'Ultra Compact Combustor [2].	72
3.22	Effet de l'accélération centrifuge.	73
4.1	Photo du banc d'essai. De gauche à droite : Injection, chambre transparente pressurisée, échappement.	75
4.2	Description des écoulements d'air dans la chambre transparente.	76
4.3	Schéma présentant les différentes parties du banc pressurisé.	76
4.4	Coupe volumique du brûleur TVC.	77
4.5	Alimentation en fluide de la chambre.	78
4.6	Interface de contrôle.	78
4.7	Principe du TVC : (1) Flamme pilote située dans la cavité générant des gaz brûlés, (2) aspiration des gaz brûlés de cavité dans l'écoulement principale derrière les barreaux (3) stabilisation de la flamme principale.	79
4.8	Chambre de combustion TVC en fonctionnement	80
4.9	Dimension du brûleur TVC.	80
4.10	Swirler de 60°.	81
4.11	Définition des richesses.	82
5.1	Capteurs de pressions sur la chambre.	84
5.2	Emplacement de la caméra non intensifiée.	85

5.3	Fenêtres d'interrogation. A gauche, image à l'instant t , à droite à l'instant $t + \Delta t$	86
5.4	Pic de corrélation.	86
5.5	Injection par lit fluidisé.	88
5.6	Plan d'études de la chambre.	88
5.7	Montage PIV : Laser, caméra et TVC.	89
5.8	Montage PIV CH P'.	90
5.9	Assemblage et moyenne des données de vitesse, d'émissions CH* et de pression.	91
5.10	Principe de la LDV.	92
5.11	Montage ADL pour des mesures deux composantes. Pour les mesures avec une seule composante, seul la sonde d'émission de droite, d'axe perpendiculaire au plan de la chambre, est utilisée.	93
6.1	Profil de vitesse axiale moyen et RMS dans le PB, $x = -5$ mm, cas <i>L22_M18_C07_A10</i>	99
6.2	Champ de vitesse moyenne et RMS colorié par leurs normes respectives. Mesures dans le PB, cas <i>L22_M18_C07_A10</i> . Ecoulement de type "Clos".	99
6.3	Champ de vitesse moyen et RMS colorié par leurs normes respectives. Mesures dans le PM, cas <i>L22_M18_C07_A10</i>	99
6.4	Champ de vitesse radiale V_y dans le PB, cas <i>L22_M18_C07_A10</i>	101
6.5	Comparaison des vitesses axiales et radiales, dans PB et PM pour $Y = 5$ mm, cas <i>L22_M18_C07_A10</i>	101
6.6	Position des mesures de la LDV.	102
6.7	Courbe d'autocorrélation du signal de vitesse au pt 2.	103
6.8	Spectres du cas de référence aux points 2, 5 et 7 dans le PB.	103
6.9	Spectres du cas de référence aux points 2 5 et 7 dans le PM.	104
6.10	Champ de vitesse moyen et RMS colorié par leur norme respectives. Mesures dans le PSB, cas <i>L22_MQ18_C07_QA10</i> . Écoulement de type "Mixte".	105
6.11	Champs instantanés, Mesures dans le PSB, cas <i>L22_M18_C07_A10</i>	106
6.12	Spectres du cas de référence aux points 2 5 et 7 dans le PSB.	106
6.13	Géométrie et champ de vitesse PIV à froid du TVC étudié par Fan [53].	108
6.14	Géométrie et champ de vitesse PIV à froid du TVC étudié par l'AFRL [141].	108
6.15	Champs instantanés dans le PB. Cas <i>L22_M10_C07_A10</i>	109
6.16	Champ de vitesse moyenne et RMS dans le PB. Cas <i>L22_M10_C07_A10</i> . Écoulement de type "Mixte".	109
6.17	Champ de vitesse moyenne et RMS dans le PSB. Cas <i>L22_M10_C07_A10</i> . Écoulement de type "Vidange".	109
6.18	Champ de vitesse moyenne colorié par la norme de la vitesse moyenne. Comparaison PB et PM, cas <i>L22_M30_C07_A10</i> . Écoulement de type "Rempli". Dans le PM, les zones de recirculations sont mis en évidence.	110
6.19	Effet de l'aspiration du barreau sur la vitesse "radiale" moyenne : vitesse de remontée dans le plan PB de l'air issue de la cavité en fonction de la vitesse principale, $y = 1$ mm.	111
6.20	Champ de vitesse moyen dans le PB. Influence du débit cavité.	112

6.21	Champ de vitesse RMS dans le PB. Influence du débit cavité.	112
6.22	Champ de vitesse moyen dans le PB. Influence du débit cavité.	113
6.23	Champ de vitesse RMS dans le PB. Influence du débit d'air aval.	114
6.24	Évolution de la structure de l'écoulement dans la cavité avec le rapport Qa_M/Qa_C	115
6.25	Écoulement de type "Vidange".	115
6.26	Écoulement de type "Mixte".	116
6.27	Écoulement de type "Clos".	116
6.28	Écoulement de type "Rempli".	117
6.29	Comparaison entre l'expérience et la simulation numérique du cas de référence dans le PB. Vitesse axiale moyenne. Gauche : PIV, Droite : LES [138].	117
6.30	Comparaison entre l'expérience et la simulation numérique du cas de référence dans le PB. Vitesse axiale RMS. Gauche : PIV, Droite : LES [138].	118
6.31	Champ de vitesse moyen. L11_M20_C07_A10 [138].	118
6.32	Champ de vitesse RMS. L11_M20_C07_A10 [138].	118
6.33	Champ de vitesse Moyen. L44_M20_C07_A10 [138].	119
6.34	Champ de vitesse RMS. L44_M20_C07_A10 [138].	119
6.35	Champ de vitesse moyen. Cas L22_M60_C07_A10 [138].	120
6.36	Champ de vitesse Moyen. Cas L22_M30_C07_A10 avec swirl [138].	120
6.37	Champ de vitesse RMS. Cas L22_M30_C07_A10 avec swirl [138].	120
7.1	Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différents débits d'air principal. Richesse de la cavité : 3	124
7.2	Emissions CH dans la cavité pour différents débits. $Y = -3$ mm, Richesse de cavité : 3.	125
7.3	Emissions CH au milieu de l'écoulement principal pour différents débits. $Y = 5$ mm, Richesse de cavité : 3.	126
7.4	Spectre du signal de pression pour différents débits d'air principal. Richesse de cavité 3.	128
7.5	Évolution de l'intensité des fluctuations de pression pour différents débits d'air. Richesse de la cavité : 3 et 1.5.	129
7.6	Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différents débit d'air principal. Richesse de la cavité : 1.5.	129
7.7	Explication des différences de structures observées entre $\phi_C = 1.5$ et $\phi_C = 3$ pour $Qa_M = 10$ g/s.	130
7.8	Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différentes longueurs de cavité. Débit d'air principal 10 g/s.	131
7.9	Images Moyennes et RMS de la cavité en mode FCS pour différentes longueurs de cavité. Débit d'air principal 20 g/s.	132
7.10	Evolution de l'énergie de pression acoustique en fonction de la longueur de cavité.	133
7.11	Images Moyennes de la cavité lorsque le carburant est injecté uniquement dans la cavité, pour différentes richesses avec et sans Swirl.	134

8.1	Champ de vecteur moyen du cas de référence colorié par la norme des vitesses. Mise en évidence de la remontée des gaz brûlés derrière les barreaux.	138
8.2	Champ de vecteur moyen du cas de référence colorié par la norme des vitesses RMS.	139
8.3	Champ de vecteur moyen du cas de référence colorié par les émissions CH.	140
8.4	Spectre et signal de pression 10 cm en amont et 40 cm en aval de la cavité.	141
8.5	Évolution du signal de pression et du signal d'émissions CH* au cours d'un cycle.	142
8.6	Valeur des pressions au cours d'un cycle servant au phase locking.	142
8.7	Vitesse axiale de l'écoulement en fonction de la phase le long de l'écoulement principal.	143
8.8	Vitesse moyenne axiale de l'écoulement en fonction de la phase au fond de la cavité.	143
8.9	Évolution de la structure de la flamme au cours de l'instabilité.	145
8.10	Émissions moyennes de CH* pour différentes richesses de cavité : $\phi_M = 0.85$. Même échelle de couleur. L = 25 mm.	147
8.11	Évolution de la moyenne des émissions CH* en fonction de ϕ_G et ϕ_M	148
8.12	Emissions polluantes en fonction de la richesse globale de la chambre.	149
8.13	Emissions polluantes en fonction de la richesse de l'écoulement principal.	150
8.14	Fluctuations relatives des CH* pour différentes richesses de cavité. $\phi_M = 0.85$. Même échelle de couleur. L = 25 mm.	151
8.15	Évolution de l'énergie des fluctuations de pression et des fluctuations d'émissions CH* relatives en fonction de la richesse de l'écoulement principal.	151
8.16	Évolution de l'énergie des fluctuations de pression et des fluctuations d'émissions CH* relatives en fonction de la richesse globale de la chambre.	152
8.17	Évolution des émissions CH* de la chambre pour différentes longueurs de cavités.	153
8.18	Évolution des émissions polluantes de la chambre pour différentes longueurs de cavité.	154
8.19	Émissions moyennes de CH* pour différents débits d'air principal : $\phi_M = 0.70$, $\phi_C = 3$	154
8.20	Évolution de l'énergie des fluctuations de pression en du débit de l'écoulement principal. $\phi_M = 0.7$, $\phi_C = 3$	155
8.21	Émissions polluantes en fonction du débit d'air principal, $\phi_M = 0.7$	156
8.22	Émissions moyennes de CH* avec et sans swirl : $\phi_M = 0.75$, $\phi_C = 3$	158
8.23	Évolution de l'énergie des fluctuations de pression avec et sans swirl.	158
8.24	Évolution de la structure du cas instable avec Swirl, $\phi_C = 3$, $\phi_M = 0.85$	160
8.25	Emissions polluantes en fonction de la présence du swirl et de la richesse principale.	160
8.26	Emissions polluantes en fonction de la présence du swirl et de la richesse globale.	161

8.27	Emissions CH* et champ PIV dans le cas stable (avec Swirl), mesure dans le PM.	162
8.28	Spectre de pression d'un cas stable et d'une cas instable.	164
8.29	Effet de la stabilité sur les émissions polluantes : Le point $\phi_C = 1.65$, $\phi_M = 0.7$ avec swirler est stable.	165
8.30	Évolution de la structure de la flamme lorsque la flamme est stable. $Qa_M = 30$ g/s, $\phi_C = 3$, $\phi_M = 0.75$	166
8.31	Cycle de pression du cas stable. $Qa_M = 30$ g/s, $\phi_C = 3$, $\phi_M = 0.75$	167
8.32	Vitesse axiale de l'écoulement en fonction de la phase au fond de la cavité.	167
8.33	Vitesse axiale de l'écoulement en fonction de la phase en sortie de l'injection d'air aval.	167
10.1	Description of the injector and of the injection modes.	179
10.2	(a) Mean velocity field, (b) RMS radial velocity profiles for various axial locations of the axial and radial velocity components.	182
10.3	(a) Mean radial profile of azimuthal velocity at different axial locations, (b) Mean velocity field at $z = 20$ mm.	182
10.4	Stability diagram and LBO limit for various EC.	183
10.5	Abel-OH* Chemiluminescence at constant power, (a,b) Mean Images for EC = 0% and 7.4% for PP configuration, (c) mean radial profiles at $z = 4.7$ mm for PP and FP configurations for EC = 0% and 7.4%, (d) RMS radial profiles at $z = 4.7$ mm for PP and FP configurations for EC = 0% and 7.4%	184
10.6	(a) NO_x emissions for different EC for the PP configuration, (b) NO_x emissions for different EC at constant power.	185
10.7	(a) NO_x emissions for different EC for the PP configuration, (b) NO_x emissions for different EC at constant power.	185
11.1	Experimental facility	192
11.2	Typical picture of the flame fuelled with only H2, in PP mode $m_{H2} = 0.05$ g/s, $m_{Prim} = 7$ g/s, $m_{Sec} = 7$ g/s.	193
11.3	(a) Mean axial velocity field in axial map. White lines point out the mean cold flow limits of the recirculation zones ($\dot{m}_{Prim} = 23.4$ g/s, P=0.1MPa, T=300K), (b) Mean (Vx, Vy) velocity field in a XY plan for $z = 20$ mm.	195
11.4	(a) Mean azimuthal velocity radial profiles for different axial positions ($\dot{m}_{Prim} = 23.4$ g/s, P=0.1MPa, T=300K)	196
11.5	Rms velocity profiles for various axial locations for the axial (a) and radial (b) velocity components ($\dot{m}_{Prim} = 23.4$ g/s, P=0.1MPa, T=300K)	197
11.6	LBO limit as a function of the global Energy Contribution (a) and of the H2 Energy Contribution (b) for the different enrichment configurations. For each configuration : upper the line, flame alighted, below the line, flame extinguished.	198
11.7	Flame structure analysis from visible emission and OH* chemiluminescence. Reference Case.	199
11.8	Mean OH* chemiluminescence for PP and FP configurations and for H2 and RG_1 injections	199

11.9	RMS OH* chemiluminescence for PP and FP configurations and for H2 and RG_1 injections	200
11.10	: NOx emissions for different EC for partially premixed H2 and RG_1 injections.	201
11.11	NOx emissions at constant power and equivalence ratio for PP and FP H2 and RG injection configurations versus EC (figure a) and versus EC_{H_2} (figure b)	202
11.12	CO emissions for different EC for PP H2 and PP RG_1 injection. . .	202
11.13	CO emissions at constant power and equivalence ratio for PP and FP H2 and RG injection configurations versus EC (figure a) and versus EC_{H_2} (figure b)	203
B.1	Diagramme de stabilité du TVC. $L = 25$ mm, $Q_{a_M} = 20$ g/s, $Q_{a_C} = 0.7$ g/s, $Q_{a_A} = 1$ g/s.	211
B.2	Diagramme de stabilité du TVC. $L = 25$ mm, $Q_{a_M} = 10$ g/s, $Q_{a_C} = 0.7$ g/s, $Q_{a_A} = 1$ g/s.	212
C.1	Principe de la chambre de Type TVC	216
C.2	Différentes configurations de tourbillons à l'intérieur de la cavité [169].	217
C.3	Influence de la hauteur de la paroi aval. Simulation, champ de vecteur moyen à froid. Vitesses : Main 10 m/s, injection aval : 15 m/s, injection amont 10 m/s.	218
D.1	Terme source d'énergie du point $L22_MP085Q60_CP300Q07_QA10$ dans le PM (gauche) et le PB (droit) [138].	221

Bibliographie

- [1] K. AHUJA AND J. MENDOZA, *Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes*, Tech. Report 4653, NASA, 1995.
- [2] R. ANTHENIEN, R. MANTZ, W. ROQUEMORE, AND G. STURGESS, *Experimental results for a novel, high swirl, ultra compact combustor for gas turbine engines*, in Western States Section Combustion Institute Meeting, Berkeley CA, 2001.
- [3] D. BAHR, *Aircraft turbine nox emissions limits, status and trends*, 1992, p. 126.
- [4] R. BALACHANDRAN, B. O. AYOOLA, C. F. KAMINSKI, A. P. DOWLING, AND E. MASTORAKOS, *Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations*, *Combustion and Flame*, 143 (2005), pp. 37–55.
- [5] S. BARBOSA, P. SCOUFLAIRE, AND S. DUCRUIX, «*piv haute fréquence dans un foyer de type aéronautique*», Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL, (2008).
- [6] S. BARBOSA, P. SCOUFLAIRE, AND S. DUCRUIX, *Time resolved flowfield, flame structure and acoustic characterization of a staged multi-injection burner*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32 (2009), pp. 2965–2972.
- [7] A. BEN-YAKAR AND R. K. HANSON, *Cavity flame-holders for ignition and flame stabilization in scramjets : An overview*, *Journal of Propulsion and Power*, 17 (2001), pp. 869–877.
- [8] D. BENNEY, *A non-linear theory for oscillations in a parallel flow*, *Journal of Fluid Mechanics*, 10 (1961), pp. 209–236.
- [9] L. BERNAL AND A. ROSHKO, *Streamwise vortex structure in plane mixing layers*, *Journal of Fluid Mechanics*, 170 (1986), pp. 499–525.
- [10] A. BILANIN AND E. COVERT, *Estimation of possible excitation frequencies for shallow rectangular cavities*, *AIAA journal*, 11 (1973), pp. 347–351.
- [11] P. BLOCK, *Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds*, Tech. Report D-8351, National Aeronautics and Space Administration, 1976.
- [12] M. BOILEAU, S. PASCAUD, E. RIBER, B. CUENOT, L. GICQUEL, T. POINSOT, AND M. CAZALENS, *Investigation of two-fluid methods for large eddy simulation of spray combustion in gas turbines*, *Flow, Turbulence and Combustion*, 80 (2008), pp. 291–321.

- [13] M. BOILEAU, G. STAFFELBACH, B. CUENOT, T. POINSOT, AND C. BERAT, *Les of an ignition sequence in a gas turbine engine*, Combustion and Flame, 154 (2008), pp. 2–22.
- [14] R. BORGHI AND M. DESTRIAU, *La combustion et les flammes*, Editions Technip, 1995.
- [15] M. R. BOTHIEN, J. P. MOECK, AND C. OLIVER PASCHEREIT, *Active control of the acoustic boundary conditions of combustion test rigs*, Journal of Sound and Vibration, 318 (2008), pp. 678–701.
- [16] N. BOUVET, *Experimental and Numerical Studies of the Fundamental Flame Speeds of Methane/Air and Syngas (H₂/CO)/Air Mixtures*, PhD thesis, Université d'Orléans, 2009.
- [17] N. BOUVET, C. CHAUVEAU, I. GÖKALP, AND F. HALTER, *Experimental studies of the fundamental flame speeds of syngas (h₂/co)/air mixtures*, Proceedings of the Combustion Institute, 33 (2011), pp. 913–920.
- [18] D. BRADLEY, C. G. W. SHEPPARD, I. M. SUARDJAJA, AND R. WOOLLEY, *Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers*, Combustion and Flame, 138 (2004), pp. 55–77.
- [19] P. BRADSHAW, *The effect of initial conditions on the development of a free shear layer*, J. Fluid Mech, 26 (1966), p. 225–236.
- [20] A. BRANKOVIC, R. C. RYDER, R. C. HENDRICKS, N. S. LIU, D. T. SHOUSE, AND W. M. ROQUEMORE, *Emissions prediction and measurement for liquid-fueled tvc combustor with and without water injection*, AIAA, 2005.
- [21] J. C. BRUGGEMAN, A. HIRSCHBERG, M. E. H. VAN DONGEN, A. P. J. WIJNANDS, AND J. GORTER, *Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems : Experimental study of the influence of closed side branches*, Journal of Sound and Vibration, 150 (1991), pp. 371–393.
- [22] J. BUCHER, R. G. EDMONDS, R. C. STEELE, D. W. KENDRICK, B. C. CHENEVERT, AND P. C. MALTE, *The development of a lean-premixed trapped vortex combustor*, in 2003 ASME Turbo Expo, June 16, 2003 - June 19, 2003, vol. 2 of American Society of Mechanical Engineers, International Gas Turbine Institute, Turbo Expo (Publication) IGTI, Atlanta, GA, United states, 2003, American Society of Mechanical Engineers, pp. 207–213.
- [23] H. J. BURBANO, A. A. AMELL, AND J. M. GARCÍA, *Effects of hydrogen addition to methane on the flame structure and co emissions in atmospheric burners*, International Journal of Hydrogen Energy, 33 (2008), pp. 3410–3415.
- [24] J. BURGUBURU, G. CABOT, B. RENOU, A. BOUKHALFA, AND M. CAZALENS, *Comparisons of the impact of reformer gas and hydrogen enrichment on flame stability and pollutant emissions for a kerosene/air swirled flame with an aeronautical fuel injector*, International Journal of Hydrogen Energy, 36 (2011), pp. 6925–6936.
- [25] J. BURGUBURU, G. CABOT, B. RENOU, A. M. BOUKHALFA, AND M. CAZALENS, *Effects of h₂ enrichment on flame stability and pollutant emissions for a kerosene/air swirled flame with an aeronautical fuel injector*, Proceedings of the Combustion Institute, 33 (2011), pp. 2927–2935.

- [26] S. CANDEL, *Combustion dynamics and control : Progress and challenges*, Proceedings of the Combustion Institute, 29 (2002), pp. 1–28.
- [27] L. CATTAFESTA, S. GARG, M. CHOUDHARI, AND F. LI, *Active control of flow-induced cavity resonance*, in 28th AIAA Fluid Dynamics Conference, vol. AIAA-1997-1804, Snowmass Village, CO, 1997, AIAA.
- [28] L. CATTAFESTA, D. WILLIAMS, C. ROWLEY, AND F. ALVI, *Review of active control of flow-induced cavity resonance*, AIAA paper, 3567 (2003), p. 2003.
- [29] M. CAZALENS, M. RULLAUD, AND J. P. FRENILLOT, *Computational methodology for carbon monoxide emission for aeroengine combustor design*, Journal of Propulsion and Power, 24 (2008), pp. 779–787.
- [30] L. CHATELLIER, *Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant*, PhD thesis, 2002.
- [31] P. K. CHEEKATAMARLA AND C. M. FINNERTY, *Synthesis gas production via catalytic partial oxidation reforming of liquid fuels*, International Journal of Hydrogen Energy, 33 (2008), pp. 5012–5019.
- [32] R. K. CHENG, D. LITTLEJOHN, P. A. STRAKEY, AND T. SIDWELL, *Laboratory investigations of a low-swirl injector with h₂ and ch₄ at gas turbine conditions*, Proceedings of the Combustion Institute, 32 (2009), pp. 3001–3009.
- [33] G.-M. CHOI, M. TANAHASHI, AND T. MIYAUCHI, *Control of oscillating combustion and noise based on local flame structure*, Proceedings of the Combustion Institute, 30 (2005), pp. 1807–1814.
- [34] C. T. CHONG AND S. HOCHGREB, *Measurements of laminar flame speeds of liquid fuels : Jet-a1, diesel, palm methyl esters and blends using particle imaging velocimetry (piv)*, Proceedings of the Combustion Institute, 33 (2011), pp. 979–986.
- [35] J. COHEN, B. WAKE, AND D. CHOIR, *Investigation of instabilities in a lean, premixed step combustor*, Journal of Propulsion and Power, 19 (2003), pp. 81–88.
- [36] S. CORREA, *A review of no x formation under gas-turbine combustion conditions*, Combustion Science and Technology, 87 (1993), pp. 329–362.
- [37] D. CRIGHTON, A. DOWLING, J. FFWCS WILLIAMS, M. HECKL, F. LEPINGTON, AND J. BARTRAM, *Modern methods in analytical acoustics lecture notes*, The Journal of the Acoustical Society of America, 92 (1992), p. 3023.
- [38] F. CULICK, *Unsteady motions in combustion chambers for propulsion systems*, tech. report, NATO Research and Technology Organisation, Neuilly sur Seine (France), 2006.
- [39] A. DANLOS, *Dynamique des jets contrôlés : Application ‘a l’étude du mélange dans des écoulements de jets annulaires a tres grand rapport de diametres*, PhD thesis, Université de Rouen, 2009.
- [40] S. K. DHANUKA, J. E. TEMME, J. F. DRISCOLL, AND H. C. MONGIA, *Vortex-shedding and mixing layer effects on periodic flashback in a lean pre-mixed prevaporized gas turbine combustor*, Proceedings of the Combustion Institute, 32 (2009), pp. 2901–2908.
- [41] L. DICTIONNAIRE VISUEL, <http://www.ikonet.com/fr/ledictionnairevisuel/transport-et-machinerie/transport-aerien/turboreacteur-a-double-flux.php>.

- [42] P. DIMOTAKIS AND G. BROWN, *The mixing layer at high reynolds number : large-structure dynamics and entrainment*, Journal of Fluid Mechanics, 78 (1976), pp. 535–560.
- [43] N. DOCQUIER, S. BELHALFAOUI, F. LACAS, N. DARABIHA, AND C. ROLON, *Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications*, (2000).
- [44] N. DOCQUIER AND S. CANDEL, *Combustion control and sensors : a review*, Progress in Energy and Combustion Science, 28 (2002), pp. 107–150.
- [45] Y. DONG, C. M. VAGELOPOULOS, G. R. SPEDDING, AND F. N. EGOLFOPOULOS, *Measurement of laminar flame speeds through digital particle image velocimetry : Mixtures of methane and ethane with hydrogen, oxygen, nitrogen, and helium*, Proceedings of the Combustion Institute, 29 (2002), pp. 1419–1426.
- [46] S. DUCRUIX, T. SCHULLER, D. DUROX, AND S. CANDEL, *Combustion dynamics and instabilities : Elementary coupling and driving mechanisms*, Journal of propulsion and power, 19 (2003), pp. 722–734.
- [47] D. DUROX, F. BAILLOT, G. SEARBY, AND L. BOYER, *On the shape of flames under strong acoustic forcing : a mean flow controlled by an oscillating flow*, Journal of Fluid Mechanics, 350 (1997), pp. 295–310.
- [48] D. DUROX, T. SCHULLER, N. NOIRAY, AND S. CANDEL, *Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries*, Proceedings of the Combustion Institute, 32 (2009), pp. 1391–1398.
- [49] R. G. EDMONDS, R. C. STEELE, J. T. WILLIAMS, D. L. STRAUB, K. H. CASLETON, AND A. BINING, *Ultra-low nox advanced vortex combustor*, vol. 1 of Proceedings of the ASME Turbo Expo, New York, NY 10016-5990, United States, 2006, American Society of Mechanical Engineers, pp. 255–262.
- [50] R. G. EDMONDS, J. T. WILLIAMS, R. C. STEELE, D. L. STRAUB, K. H. CASLETON, AND A. BINING, *Low nox advanced vortex combustor*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 130 (2008), pp. 034502–4.
- [51] S. ETHEMBABA OGLU, *On the fluctuating flow characteristics in the vicinity of gate slots*, tech. report, University of Trondheim, 1973.
- [52] W.-J. FAN, Z.-J. KONG, F. XING, Z.-W. GAN, AND M.-L. YANG, *Vortexes evolution and development in the model of trapped vortex combustor*, Hangkong Dongli Xuebao/Journal of Aerospace Power, 22 (2007), pp. 888–892.
- [53] W.-J. FAN, Q. YI, M. YAN, AND M.-L. YANG, *Study of double vortex structure in the trapped vortex combustor*, Zhongguo Dianji Gongcheng Xuebao/Proceedings of the Chinese Society of Electrical Engineering, 26 (2006), pp. 66–70.
- [54] U. FEY, M. KÖNIG, AND H. ECKELMANN, *A new strouhal–reynolds-number relationship for the circular cylinder in the range $47 < re < 2 \times 10^5$* , Physics of Fluids, 10 (1998), p. 1547.
- [55] A. C. FOR AERONAUTICS RESEARCH IN EUROPE, <http://www.acare4europe.org/docs/es-volume1-2/volume1.pdf>.
- [56] J. FRENILLOT, *Etude phénoménologique des processus d’allumage et de stabilisation dans les chambres de combustion turbulente swirlées*, PhD thesis, INSA de Rouen, 2011.

- [57] J. P. FRENILLOT, G. CABOT, M. CAZALENS, B. RENOU, AND M. A. BOUKHALFA, *Impact of h₂ addition on flame stability and pollutant emissions for an atmospheric kerosene/air swirled flame of laboratory scaled gas turbine*, International Journal of Hydrogen Energy, 34 (2009), pp. 3930–3944.
- [58] M. GHARIB AND A. ROSHKO, *The effect of flow oscillations on cavity drag*, Journal of Fluid Mechanics, 177 (1987), pp. 501–530.
- [59] A. F. GHONIEM, S. PARK, A. WACHSMAN, A. ANNASWAMY, D. WEE, AND H. M. ALTAY, *Mechanism of combustion dynamics in a backward-facing step stabilized premixed flame*, Proceedings of the Combustion Institute, 30 (2005), pp. 1783–1790.
- [60] X. GLOERFELT, *Aeroacoustic computations of high-Reynolds number cavity flows on staggered grids*, in 12th AIAA/CEAS AeroAcoustics Conference, AIAA Paper 2006-2433, Cambridge, Massachusetts, May 2006.
- [61] M. GRUBER, R. BAURLE, T. MATHUR, AND K. HSU, *Fundamental studies of cavity-based flameholder concepts for supersonic combustors*, Journal of Propulsion and Power, 17 (2001), pp. 146–153.
- [62] M. R. GRUBER, C. D. CARTER, D. R. MONTES, L. C. HAUBELT, P. I. KING, AND K.-Y. HSU, *Experimental studies of pylon-aided fuel injection into a supersonic crossflow*, Journal of Propulsion and Power, 24 (2008), pp. 460–470.
- [63] H. GUO, V. HOSSEINI, W. S. NEILL, W. L. CHIPPIOR, AND C. E. DUMITRESCU, *An experimental study on the effect of hydrogen enrichment on diesel fueled hcci combustion*, International Journal of Hydrogen Energy, 36 (2011), pp. 13820–13830.
- [64] A. GUPTA, D. LILLEY, AND N. SYRED, *Swirl flows*, vol. 1, Abacus Press, 1984.
- [65] F. HAGLIND AND R. SINGH, *Design of aero gas turbines using hydrogen*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 128 (2006), pp. 754–764.
- [66] F. HALTER, C. CHAUVEAU, N. DJEBAÏLI-CHAUMEIX, AND I. GÖKALP, *Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane-hydrogen-air mixtures*, Proceedings of the Combustion Institute, 30 (2005), pp. 201–208.
- [67] C. HANTSCHK, J. HERMANN, AND D. VORTMEYER, *Active instability control with direct-drive servo valves in liquid-fueled combustion systems*, Symposium (International) on Combustion, 26 (1996), pp. 2835–2841.
- [68] Y. HARDALUPAS, M. ORAIN, C. S. PANOUTSOS, A. M. K. P. TAYLOR, J. OLOFSSON, H. SEYFRIED, M. RICHTER, J. HULT, M. ALDÉN, F. HERMANN, AND J. KLINGMANN, *Chemiluminescence sensor for local equivalence ratio of reacting mixtures of fuel and air (flameseek)*, Applied Thermal Engineering, 24 (2004), pp. 1619–1632.
- [69] L. C. HAUBELT, P. I. KING, M. R. GRUBER, C. C. CARTER, AND K.-Y. HSU, *Performance of pylons upstream of a cavity-based flameholder in non-reacting supersonic flow*, vol. 5 of Collection of Technical Papers - AIAA/ASME/SAE/ASEE 42nd Joint Propulsion Conference, Sacramento, CA, United states, 2006, American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., pp. 3564–3583.

- [70] E. R. HAWKES AND J. H. CHEN, *Direct numerical simulation of hydrogen-enriched lean premixed methane-air flames*, Combustion and Flame, 138 (2004), pp. 242–258.
- [71] X.-M. HE, J.-S. XU, AND J.-Q. SU, *Experimental research of the performance of the trapped-vortex combustor*, Hangkong Dongli Xuebao/Journal of Aerospace Power, 24 (2009), pp. 318–323.
- [72] X.-M. HE AND F. YAO, *Effect of flow parameters and equivalence ratio on the trapped vortex combustor performance*, Hangkong Dongli Xuebao/Journal of Aerospace Power, 21 (2006), pp. 810–813.
- [73] H. HELLER AND D. BLISS, *The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression*, in AIAA 2nd Aeroacoustic Conference, Hampton, Va, 1975.
- [74] H. H. HELLER, D. G. HOLMES, AND E. E. COVERT, *Flow-induced pressure oscillations in shallow cavities*, Journal of Sound and Vibration, 18 (1971), pp. 545–553.
- [75] R. C. HENDRICKS, D. T. SHOUSE, W. M. ROQUEMORE, D. L. BURRUS, B. S. DUNCAN, R. C. RYDER, A. BRANKOVIC, N. S. LIU, J. R. GALLAGHER, AND J. A. HENDRICKS, *Experimental and computational study of trapped vortex combustor sector rig with high-speed diffuser flow*, International Journal of Rotating Machinery, 7 (2001), pp. 375–385.
- [76] ———, *Experimental and computational study of trapped vortex combustor sector rig with tri-pass diffuser*, (2004).
- [77] 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 (2001), pp. 67–74.
- [78] C. HIRSCH, D. FANACA, P. REDDY, W. POLIFKE, AND T. SATTELMAYER, *Influence of the swirler design on the flame transfer function of premixed flames*, ASME Conference Proceedings, 2005 (2005), pp. 151–160.
- [79] C. HO AND P. HUERRE, *Perturbed free shear layers*, Annual Review of Fluid Mechanics, 16 (1984), pp. 365–422.
- [80] S. HOFFMANN, G. WEBER, H. JUDITH, J. HERMANN, AND A. ORTHMANN, *Application of active combustion control to siemens heavy duty gas turbines*, in Gas Turbine Combustion, Emissions and Alternative Fuels, Lisbon, Portugal, 1998, pp. 12–16.
- [81] J. D. HOLLADAY, J. HU, D. L. KING, AND Y. WANG, *An overview of hydrogen production technologies*, Catalysis Today, 139 (2009), pp. 244–260.
- [82] M. HOWE, *The influence of mean shear on unsteady aperture flow, with application to acoustical diffraction and self-sustained cavity oscillations*, Journal of Fluid Mechanics, 109 (1981), pp. 125–146.
- [83] K. Y. HSU, L. P. GOSS, AND W. M. ROQUEMORE, *Characteristics of a trapped-vortex combustor*, Journal of Propulsion and Power, 14 (1998), pp. 57–65.
- [84] K. Y. HSU, L. P. GOSS, D. D. TRUMP, AND W. M. ROQUEMORE, *Performance of a trapped vortex combustor*, in 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, ed., AIAA 95-0810., Reno, NV, USA, 1995.

- [85] K. Y. HSU AND G. J. STURGESS, *Entrainment of mainstream flow in a trapped-vortex combustor*, Jan. 6-9, 1997 1997.
- [86] Y. HUANG, C. J. SUNG, AND J. A. ENG, *Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures*, *Combustion and Flame*, 139 (2004), pp. 239–251.
- [87] Y. HUANG AND V. YANG, *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 35 (2009), pp. 293–364.
- [88] H. HUG, A. MAYER, AND A. HARTENSTEIN, *Off-highway exhaust gas after-treatment : Combining urea-scr, oxidation catalysis and traps*, SAE SPEC PUBL, SAE, WARRENDALE, PA(USA), 1993, (1993), pp. 143–154.
- [89] M. ILBAS, A. P. CRAYFORD, I. YILMAZ, P. J. BOWEN, AND N. SYRED, *Laminar-burning velocities of hydrogen-air and hydrogen-methane-air mixtures : An experimental study*, *International Journal of Hydrogen Energy*, 31 (2006), pp. 1768–1779.
- [90] G. S. JACKSON, R. SAI, J. M. PLAIA, C. M. BOGGS, AND K. T. KIGER, *Influence of h₂ on the response of lean premixed ch₄ flames to high strained flows*, *Combustion and Flame*, 132 (2003), pp. 503–511.
- [91] M. JACOB, V. GRADOZ, A. LOUISOT, D. JUVE, AND S. GUERRAND, *Comparison of sound radiated by shallow cavities and backward facing steps*, in *AIAA*, vol. 1999, 1999, pp. 622–632.
- [92] B. JANUS, A. DREIZLER, AND J. JANICKA, *Experimental study on stabilization of lifted swirl flames in a model gt combustor*, *Flow, Turbulence and Combustion*, 75 (2005), pp. 293–315.
- [93] M. R. JOHNSON, D. LITTLEJOHN, W. A. NAZEER, K. O. SMITH, AND R. K. CHENG, *A comparison of the flowfields and emissions of high-swirl injectors and low-swirl injectors for lean premixed gas turbines*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 30 (2005), pp. 2867–2874.
- [94] W. M. JUNGOWSKI, K. K. BOTROS, AND W. STUDZINSKI, *Cylindrical side-branch as tone generator*, *Journal of Sound and Vibration*, 131 (1989), pp. 265–285.
- [95] G. L. JUSTE, *Hydrogen injection as additional fuel in gas turbine combustor. evaluation of effects*, *International Journal of Hydrogen Energy*, 31 (2006), pp. 2112–2121.
- [96] V. KATTA, J. ZELINA, AND W. ROQUEMORE, *Numerical studies on cavity-inside-cavity-supported flames in ultra compact combustors*, in *ASME Turbo Expo, GT 2008-50853*, Berlin, Germany, 2008, ASME.
- [97] V. R. KATTA AND W. M. ROQUEMORE, *Numerical studies on trapped-vortex concepts for stable combustion*, *American Society of Mechanical Engineers (Paper)*, New York, NY, USA, 1996, ASME, pp. 1–11.
- [98] V. R. KATTA AND W. M. ROQUEMORE, *Numerical studies on trapped - vortex concepts for stable combustion*, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 120 (1998), pp. 60–68.
- [99] ———, *Study on trapped-vortex combustor - effect of injection on flow dynamics*, *Journal of Propulsion and Power*, 14 (1998), pp. 273–281.

- [100] R. KEE, M. COLTRIN, AND P. GLARBORG, *Chemically reacting flow : theory and practice*, John Wiley and Sons, 2003.
- [101] M. KEGERISE, E. SPINA, AND L. CATTAFESTA III, *An experimental investigation of flow-induced cavity oscillations*, in 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA ; UNITED STATES, 1999.
- [102] D. KIM, J. G. LEE, B. D. QUAY, D. A. SANTAVICCA, K. KIM, AND S. SRINIVASAN, *Effect of flame structure on the flame transfer function in a premixed gas turbine combustor*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 132 (2010), p. 021502.
- [103] H. S. KIM, V. K. ARGHODE, M. B. LINCK, AND A. K. GUPTA, *Hydrogen addition effects in a confined swirl-stabilized methane-air flame*, International Journal of Hydrogen Energy, 34 (2009), pp. 1054–1062.
- [104] K. T. KIM AND S. HOCHGREB, *The nonlinear heat release response of stratified lean-premixed flames to acoustic velocity oscillations*, Combustion and Flame, (2011).
- [105] T. KITAGAWA, T. NAKAHARA, K. MARUYAMA, K. KADO, A. HAYAKAWA, AND S. KOBAYASHI, *Turbulent burning velocity of hydrogen-air premixed propagating flames at elevated pressures*, International Journal of Hydrogen Energy, 33 (2008), pp. 5842–5849.
- [106] C. KÜLSHEIMER AND H. BÜCHNER, *Combustion dynamics of turbulent swirling flames*, Combustion and Flame, 131 (2002), pp. 70–84.
- [107] M. KOEBEL, M. ELSENER, AND T. MARTI, *Nox-reduction in diesel exhaust gas with urea and selective catalytic reduction*, Combustion Science and Technology, 121 (1996), pp. 85–102.
- [108] W. KREBS, S. BETHKE, J. LEPERS, P. FLOHR, B. PRADE, C. JOHNSON, AND S. SATTINGER, *Thermoacoustic design tools and passive control : Siemens power generation approaches*, Progress in Astronautics and Aeronautics, 210 (2005), p. 89.
- [109] Y. LAFAY, B. RENOU, G. CABOT, AND M. BOUKHALFA, *Experimental and numerical investigation of the effect of h2 enrichment on laminar methane-air flame thickness*, Combustion and Flame, 153 (2008), pp. 540–561.
- [110] Y. LAFAY, B. TAUPIN, G. MARTINS, G. CABOT, B. RENOU, AND A. BOUKHALFA, *Experimental study of biogas combustion using a gas turbine configuration*, Experiments in Fluids, 43 (2007), pp. 395–410.
- [111] J. LAVEDRINE, *Simulations aux grandes échelles de l'écoulement diphasique dans des modèles d'injecteur de moteurs aéronautiques*, PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2008.
- [112] ———, *Simulations aux grandes échelles de l'écoulement diphasique dans des modèles d'injecteur de moteurs aéronautiques*, (2008).
- [113] C. K. LAW, G. JOMAAS, AND J. K. BECHTOLD, *Cellular instabilities of expanding hydrogen/propane spherical flames at elevated pressures : theory and experiment*, Proceedings of the Combustion Institute, 30 (2005), pp. 159–167.
- [114] J. LEE, B. HONG, K. KIM, V. YANG, AND D. SANTAVICCA, *Optimization of active control systems for suppressing combustion instability*, 1999.

- [115] J. G. LEE, J. P. ARMSTRONG, AND D. A. SANTAVICCA, *Experiments on lean blow out and nox emissions of a premixed trapped vortex combustor with high g-loading*, in 2011 ASME Turbo Expo, June 6, 2011 - June 10, 2011, Proceedings of the ASME Turbo Expo, Vancouver, British Columbia, Canada, 2011, American Society of Mechanical Engineers, pp. GT2011-46396.
- [116] A. LEFEBVRE, *Gas turbine combustion*, CRC, 1999.
- [117] M. LESIEUR, *La turbulence*, Presses universitaires de Grenoble, 1994.
- [118] G. D. LEWIS, *Combustion in a centrifugal-force field*, Symposium (International) on Combustion, 13 (1971), pp. 625-629.
- [119] —, *Centrifugal-force effects on combustion*, Symposium (International) on Combustion, 14 (1973), pp. 413-419.
- [120] M. LEYKO, S. MOREAU, F. NICLOUD, AND T. POINSOT, *Numerical and analytical modelling of entropy noise in a supersonic nozzle with a shock*, Journal of Sound and Vibration, 330 (2011), pp. 3944-3958.
- [121] E. L.F, *Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities*, Journal of Sound and Vibration, 3 (1966), pp. 277-287.
- [122] T. LIEUWEN, H. TORRES, C. JOHNSON, AND B. T. ZINN, *A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 123 (2001), pp. 182-189.
- [123] T. LIEUWEN AND V. YANG, *Synthesis gas combustion : fundamentals and applications*, CRC, 2009.
- [124] T. LIEUWEN, V. YANG, AND KNOVEL, *Combustion instabilities in gas turbine engines : operational experience, fundamental mechanisms and modeling*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.
- [125] T. LIEUWEN AND B. T. ZINN, *The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low nox gas turbines*, Symposium (International) on Combustion, 27 (1998), pp. 1809-1816.
- [126] K. LIEW, E. URIP, AND S. YANG, *A parametric cycle analysis of a separate-flow turbofan with interstage turbine burner*, NASA-CR, 213657 (2005), p. 2005.
- [127] J. LITTLE, B. H. AND R. R. WHIPKEY, *Locked vortex afterbodies*, Journal of Aircraft, 16 (1979), pp. 296-302.
- [128] D. D. S. LIU AND R. MACFARLANE, *Laminar burning velocities of hydrogen-air and hydrogen-air steam flames*, Combustion and Flame, 49 (1983), pp. 59-71.
- [129] F. LIU, H. GUO, AND G. J. SMALLWOOD, *The chemical effect of co2 replacement of n2 in air on the burning velocity of ch4 and h2 premixed flames*, Combustion and Flame, 133 (2003), pp. 495-497.
- [130] F. LIU AND W. A. SIRIGNANO, *Turbojet and turbofan engine performance increases through turbine burners*, Journal of Propulsion and Power, 17 (2001), pp. 695-705.
- [131] J. LUCHE, M. REULLON, J. C. BOETTNER, AND M. CATHONNET, *Reduction of large detailed kinetic mechanisms : application to kerosene/air combustion*, Combustion Science and Technology, 176 (2004), pp. 1935 - 1963.

- [132] C. MANDILAS, M. P. ORMSBY, C. G. W. SHEPPARD, AND R. WOOLLEY, *Effects of hydrogen addition on laminar and turbulent premixed methane and iso-octane-air flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 31 (2007), pp. 1443–1450.
- [133] J. MAUNAND.
- [134] K. R. MCMANUS, T. POINSOT, AND S. M. CANDEL, *A review of active control of combustion instabilities*, Progress in Energy and Combustion Science, 19 (1993), pp. 1–29.
- [135] D. H. MCNEILL, *Minimum ignition energy for laser spark ignition*, Proceedings of the Combustion Institute, 30 (2005), pp. 2913–2920.
- [136] J. MENDOZA AND K. AHUJA, *The effects of width on cavity noise*, AIAA Paper 95, 54 (1995).
- [137] P. MERATI AND R. J. ADRIAN, *Feedback amplification of a plane shear layer by impingement on a downstream body*, Journal of Fluids and Structures, 6 (1992), pp. 415–436.
- [138] C. MERLIN, *Simulation numérique de la combustion turbulente : Méthode de frontières immergées pour les écoulements compressibles, application à la combustion en aval d'une cavité*, PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2010.
- [139] C. MERLIN, P. DOMINGO, L. VERVISCH, AND G. LODATO, *An immersed boundary method for large eddy simulation of fully compressible flows : application to transonic cavity flows*, in V European Conference on Computational Fluid Dynamics, Lisbon, Portugal, 2010.
- [140] Y. MERY, S. DUCRUIX, P. SCOUFLAIRE, AND S. CANDEL, *Injection coupling with high amplitude transverse modes : Experimentation and simulation*, Comptes Rendus Mécanique, 337 (2009), pp. 426–437.
- [141] T. R. MEYER, M. S. BROWN, S. FONOV, AND L. P. GOSS, *Optical diagnostics and numerical characterization of a trapped-vortex combustor*, 38 th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, (2002).
- [142] D. J. MICKA AND J. F. DRISCOLL, *Combustion characteristics of a dual-mode scramjet combustor with cavity flameholder*, Proceedings of the Combustion Institute, 32 (2009), pp. 2397–2404.
- [143] R. MIHALCEA, D. BAER, AND R. HANSON, *Diode laser sensor for measurements of co, co2, and ch4 in combustion flows*, Applied optics, 36 (1997), pp. 8745–8752.
- [144] J. A. MILLER AND C. T. BOWMAN, *Mechanism and modeling of nitrogen chemistry in combustion*, Progress in Energy and Combustion Science, 15 (1989), pp. 287–338.
- [145] B. E. MILTON AND J. C. KECK, *Laminar burning velocities in stoichiometric hydrogen and hydrogen-hydrocarbon gas mixtures*, Combustion and Flame, 58 (1984), pp. 13–22.
- [146] M. MUELLER, T. KIM, R. YETTER, AND F. DRYER, *Flow reactor studies and kinetic modeling of the h2/o2 reaction*, International Journal of Chemical Kinetics, 31 (1999), pp. 113–125.

- [147] S. NAHA AND S. K. AGGARWAL, *Fuel effects on nox emissions in partially premixed flames*, *Combustion and Flame*, 139 (2004), pp. 90–105.
- [148] J. NATARAJAN, T. LIEUWEN, AND J. SEITZMAN, *Laminar flame speeds of h₂/co mixtures : Effect of co₂ dilution, preheat temperature, and pressure*, *Combustion and Flame*, 151 (2007), pp. 104–119.
- [149] J. NICOLAS, A. BARANOV, Y. CUMINAL, Y. ROUILLARD, AND C. ALIBERT, *Tunable diode laser absorption spectroscopy of carbon monoxide around 2.35 μ m*, *Applied optics*, 37 (1998), pp. 7906–7911.
- [150] M. ORAIN, F. GRISCH, E. JOURDANNEAU, B. ROSSOW, C. GUIN, AND B. TRÉTOU, *Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using plif*, *Comptes Rendus Mécanique*, 337 (2009), pp. 373–384.
- [151] M. ORAIN AND Y. HARDALUPAS, *Effect of fuel type on equivalence ratio measurements using chemiluminescence in premixed flames*, *Comptes Rendus Mécanique*, 338 (2010), pp. 241–254.
- [152] P. PALIES, D. DUROX, T. SCHULLER, AND S. CANDEL, *Nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function applied to turbulent premixed swirling flames*, *Combustion and Flame*, 158 (2011), pp. 1980–1991.
- [153] P. PALIES, T. SCHULLER, D. DUROX, AND S. CANDEL, *Modeling of premixed swirling flames transfer functions*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 33 (2011), pp. 2967–2974.
- [154] S. PASCAUD, M. BOILEAU, L. MARTINEZ, B. CUENOT, AND T. POINSOT, *LES of steady spray flame and ignition sequences in aeronautical combustors*, in 1st workshop INCA, SNECMA, Villaroche, France, 2005, pp. 19–26.
- [155] C. O. PASCHEREIT AND E. J. GUTMARK, *Enhanced performance of a gas-turbine combustor using miniature vortex generators*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 (2002), pp. 123–129.
- [156] N. PETERS, *The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence*, *Journal of Fluid Mechanics*, 384 (1999), pp. 107–132.
- [157] T. X. PHUOC, *Laser-induced spark ignition fundamental and applications*, *Optics and Lasers in Engineering*, 44 (2006), pp. 351–397.
- [158] E. PLENTOVICH, R. STALLINGS, AND M. TRACY, *Experimental cavity pressure measurements at subsonic and transonic speeds*, *NASA Technical Paper*, 3358 (1993).
- [159] H. PLUMBLEE, J. GIBSON, AND L. LASSITER, *A theoretical and experimental investigation of the acoustic response of cavities in an aerodynamic flow*, 1962.
- [160] T. POINSOT, A. TROUVE, D. VEYNANTE, S. CANDEL, AND E. ESPOSITO, *Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities*, *Journal of Fluid Mechanics*, 177 (1987), pp. 265–292.
- [161] C. PRATHAP, A. RAY, AND M. R. RAVI, *Investigation of nitrogen dilution effects on the laminar burning velocity and flame stability of syngas fuel at atmospheric condition*, *Combustion and Flame*, 155 (2008), pp. 145–160.

- [162] ———, *Effects of dilution with carbon dioxide on the laminar burning velocity and flame stability of h₂-co mixtures at atmospheric condition*, Combustion and Flame, (2011).
- [163] J. Y. REN, W. QIN, F. N. EGOLFOPOULOS, H. MAK, AND T. T. TSOT-SIS, *Methane reforming and its potential effect on the efficiency and pollutant emissions of lean methane-air combustion*, Chemical Engineering Science, 56 (2001), pp. 1541–1549.
- [164] P. H. RENARD, D. THEVENIN, J. C. ROLON, AND S. CANDEL, *Dynamics of flame/vortex interactions*, Progress in Energy and Combustion Science, 26 (2000), pp. 225–282.
- [165] C. S. ROBERT, H. C. LUKE, M. C. STEVEN, AND E. S. CLIFFORD, *Passive control of combustion instability in lean premixed combustors*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 122 (2000), pp. 412–419.
- [166] D. ROCKWELL AND C. KNISELY, *The organized nature of flow impingement upon a corner*, Journal of Fluid Mechanics, 93 (1979), pp. 413–432.
- [167] D. ROCKWELL AND E. NAUDASCHER, *Review—self-sustaining oscillations of flow past cavities*, Journal of Fluids Engineering, 100 (1978), pp. 152–165.
- [168] D. ROGERS AND F. MARBLE, *A mechanism for high-frequency oscillation in ramjet combustors and afterburners*, Jet Propulsion, 26 (1956), pp. 456–462.
- [169] W. M. ROQUEMORE, D. T. SHOUSE, D. BURRUS, A. JOHNSON, C. CLAYTON, V. R. KATTA, G. J. STURGESS, AND K.-Y. VIHINEN, *Trapped vortex combustor concept for gas turbine engines*, in 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2001.
- [170] J. ROSSITER, *Wind tunnel experiments of the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*, tech. report, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, 1964.
- [171] S. ROUX, *Influence de la modélisation du mélange air/carburant et de l'étendue du domaine de calcul dans la simulation aux grandes échelles des instabilités de combustion : application à des foyers aéronautiques*, PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007.
- [172] J. M. SAMANIEGO, B. YIP, T. POINSOT, AND S. CANDEL, *Low-frequency combustion instability mechanisms in a side-dump combustor*, Combustion and Flame, 94 (1993), pp. 363–380.
- [173] S. SAMUELSEN, *Conventional Type Combustion*, NETL, 2006.
- [174] V. SAROHIA, ed., *Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities*, Jan. 1976.
- [175] K. C. SCHADOW AND E. GUTMARK, *Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control*, Progress in Energy and Combustion Science, 18 (1992), pp. 117–132.
- [176] R. W. SCHEFER, *Hydrogen enrichment for improved lean flame stability*, International Journal of Hydrogen Energy, 28 (2003), pp. 1131–1141.
- [177] R. W. SCHEFER, D. M. WICKSALL, AND A. K. AGRAWAL, *Combustion of hydrogen-enriched methane in a lean premixed swirl-stabilized burner*, Proceedings of the Combustion Institute, 29 (2002), pp. 843–851.

- [178] T. SCHULLER, *Mécanismes de couplage dans les interactions acoustiques-combustion*, PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2003.
- [179] S. SEO, *Parametric Study of Lean Premixed Combustion Instability in a Pressurized Model Gas Turbine Combustor*, PhD thesis, Pennsylvania State University, 1999.
- [180] R. STEELE, L. COWELL, S. CANNON, AND C. SMITH, *Passive control of combustion instability in lean premixed combustors*, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122 (2000), p. 412.
- [181] P. STRAKEY, T. SIDWELL, AND J. ONTKO, *Investigation of the effects of hydrogen addition on lean extinction in a swirl stabilized combustor*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 31 (2007), pp. 3173–3180.
- [182] D. STRAUB, K. CASLETON, R. LEWIS, T. SIDWELL, D. MALONEY, AND G. RICHARDS, *Assessment of rich-burn, quick-mix, lean-burn trapped vortex combustor for stationary gas turbines*, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 127 (2005), p. 36.
- [183] H. SUN, S. I. YANG, G. JOMAAS, AND C. K. LAW, *High-pressure laminar flame speeds and kinetic modeling of carbon monoxide/hydrogen combustion*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 31 (2007), pp. 439–446.
- [184] C. J. SUNG, Y. HUANG, AND J. A. ENG, *Effects of reformer gas addition on the laminar flame speeds and flammability limits of n-butane and iso-butane flames*, *Combustion and Flame*, 126 (2001), pp. 1699–1713.
- [185] T. SUZUKI, H.-I. IWANAMI, AND T. YOSHINARI, *Steam reforming of kerosene on ru/al₂o₃ catalyst to yield hydrogen*, *International Journal of Hydrogen Energy*, 25 (2000), pp. 119–126.
- [186] C. TAM, *The acoustic modes of a two-dimensional rectangular cavity*, *Journal of Sound and Vibration*, 49 (1976), pp. 353–364.
- [187] C. TAM AND P. BLOCK, *On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities*, *Journal of Fluid Mechanics*, 89 (1978), pp. 373–399.
- [188] B. TAUPIN, G. CABOT, G. MARTINS, D. VAUCHELLES, AND A. BOUKHALFA, *Experimental study of stability, structure and ch* chemiluminescence in a pressurized lean premixed methane turbulent flame*, *Combustion Science and Technology*, 179 (2007), pp. 117–136.
- [189] N. TRAN, S. DUCRUIX, AND T. SCHULLER, *Damping combustion instabilities with perforates at the premixer inlet of a swirled burner*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32 (2009), pp. 2917–2924.
- [190] E. T. TURGUT AND M. A. ROSEN, *Partial substitution of hydrogen for conventional fuel in an aircraft by utilizing unused cargo compartment space*, *International Journal of Hydrogen Energy*, 35 (2010), pp. 1463–1473.
- [191] A. VAN MAAREN, D. THUNG, AND L. DE GOEY, *Measurement of flame temperature and adiabatic burning velocity of methane/air mixtures*, *Combustion Science and Technology*, 96 (1994), pp. 327–344.
- [192] K. VANOVERBERGHE, E. VAN DEN BULCK, AND M. TUMMERS, *Flow structure of lifted swirling jet flames*, *Flow, Turbulence and Combustion*, 73 (2004), pp. 25–47.

- [193] D. VEYNANTE AND L. VERVISCH, *Turbulent combustion modeling*, Progress in Energy and Combustion Science, 28 (2002), pp. 193–266.
- [194] J. VIDAL, <http://www.guardian.co.uk/environment/2009/apr/09/shipping-pollution>.
- [195] H. Y. WANG, C. K. LAW, AND T. LIEUWEN, *Linear response of stretch-affected premixed flames to flow oscillations*, Combustion and Flame, 156 (2009), pp. 889–895.
- [196] F. WILLIAMS, *Combustion theory*, Cummings Publ. Co, (1985).
- [197] C. WINANT AND F. BROWAND, *Vortex pairing- the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate reynolds number*, Journal of Fluid Mechanics, 63 (1974), pp. 237–255.
- [198] H. WU, Q. CHEN, W. SHAO, Y. ZHANG, Y. WANG, AND Y. XIAO, *Combustion of hydrogen in an experimental trapped vortex combustor*, Journal of Thermal Science, 18 (2009), pp. 256–261.
- [199] A. WULFF AND J. HOURMOUZADIS, *Technology review of aeroengine pollutant emissions*, Aerospace Science and Technology, 1 (1997), pp. 557–572.
- [200] F. XING, W.-J. FAN, Y. LIU, Z.-J. KONG, Y.-Y. LIU, AND M.-L. YANG, *Effect of different fuel-air matching forms on combustion performance of trapped vortex combustor*, Hangkong Dongli Xuebao/Journal of Aerospace Power, 23 (2008), pp. 871–876.
- [201] F. XING, W.-J. FAN, Y. LIU, Z.-J. KONG, AND M.-L. YANG, *Ignition and lean blow out performance of tvc with different fuel-air matching forms*, Tuijin Jishu/Journal of Propulsion Technology, 29 (2008), pp. 412–416+421.
- [202] F. XING, R.-C. ZHANG, W.-J. FAN, Y. LIU, AND Y.-Q. YAN, *Experiment study on single/fuel-lean trapped vortex combustor ignition and limit blow-out at different main air and mix air temperatures*, Hangkong Dongli Xuebao/Journal of Aerospace Power, 23 (2008), pp. 2280–2285.
- [203] F. XING, S. ZHANG, P. WANG, AND W. FAN, *Experimental investigation of a single trapped-vortex combustor with a slight temperature raise*, Aerospace Science and Technology, 14 (2010), pp. 520–525.
- [204] I. YILMAZ, A. RATNER, M. ILBAS, AND Y. HUANG, *Experimental investigation of thermoacoustic coupling using blended hydrogen-methane fuels in a low swirl burner*, International Journal of Hydrogen Energy, 35 (2010), pp. 329–336.
- [205] K. YU, A. TROUVE, AND S. CANDEL, *Combustion enhancement of a premixed flame by acoustic forcing with emphasis on role of large-scale vortical structures*, in AIAA 29th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 91-0367, Reno, NV, 1991.
- [206] J. ZELINA, *High gravity (g) combustion*, Tech. Report AFRL-PR-WP-TR-2006-2079, DTIC Document, 2006.
- [207] C. ZHANG, Y. LIN, Q. XU, AND G. LIU, *Investigation of tangential trapped vortex combustor*, in 2009 ASME Turbo Expo, June 8, 2009 - June 12, 2009, vol. 2 of Proceedings of the ASME Turbo Expo, Orlando, FL, United states, 2009, American Society of Mechanical Engineers, pp. 79–85.

- [208] Q. ZHANG, D. R. NOBLE, AND T. LIEUWEN, *Characterization of fuel composition effects in h₂/co/ch₄ mixtures upon lean blowout*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 129 (2007), pp. 688–694.
- [209] X. ZHANG AND J. EDWARDS, *An investigation of supersonic oscillatory cavity flows driven by thick shear layers*, Aeronautical Journal, 94 (1990), pp. 355–364.