HAL
open science

Instabilités thermo-acoustiques de combustion haute-fréquence dans les moteurs fusées

François Cheuret

To cite this version:

François Cheuret. Instabilités thermo-acoustiques de combustion haute-fréquence dans les moteurs fusées. Energie électrique. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2005. Français. NNT : . tel-00011656

HAL Id: tel-00011656

https://theses.hal.science/tel-00011656

Submitted on 21 Feb 2006

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

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

UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I
Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Provence

École doctorale : Mécanique Physique et Modélisation
Spécialité : Systèmes Complexes

par

François CHEURET

INSTABILITÉS THERMO-ACOUSTIQUES DE COMBUSTION HAUTE-FRÉQUENCE DANS LES MOTEURS FUSÉES

Soutenue le 26 Octobre 2005, devant le jury composé de :

Mme	F. BAILLOT	,	Rapporteur
M.	S. CANDEL	,	Rapporteur
M.	M. OSCHWALD	,	Examinateur
M.	G. SEARBY	,	Directeur de thèse
M.	E. VILLERMAUX	,	Examinateur
M.	S. ZURBACH	,	Examinateur

Remerciements

Merci à Paul Clavin et Alain Pocheau de m'avoir accueilli au sein de l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre.

Je remercie tous les membres du jury, Françoise Baillot, Emmanuel Villermaux, Stephan Zurbach, Michaël Oschwald et notamment Sébastien Candel qui a honoré par sa présence et ses remarques mes travaux de thèse.

Je tiens vivement à remercier Geoff Searby pour tout ce qu'il a pu me montrer durant la thèse, il a été un modèle pour moi. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec lui et de fierté d'être un de ses doctorants. J'ai accompli grâce à lui d'énormes progrès.

Merci également à Marc Georgelin qui a fourni un travail généreux sur ce manuscrit.

Cette thèse a fait l'objet de deux collaborations :

–avec le CERFACS pour l'utilisation du code AVBP, Navier-Stokes Compressible : je remercie Thierry Poinsot et son équipe notamment Patrick S., Céline P., Aloïs S, Gabriel S, Laurent S..

–avec le DLR pour les essais en fluides cryotechniques : je remercie Michaël Oschwald et Bernhard Knapp.

Cette étude à dominante expérimentale a nécessité une aide importante de l'équipe technique. Je remercie donc Jacky M."el pichou", Franck D."Francky la malice", Raymond V."Allez l'OM", Matthieu R."le roi de la mécanique", Sylvain F."tennis partner" et Fabrice D."Catia Master".

Ensuite je tiens à faire un clin d'oeil à quelques collègues de l'IRPHE : Ziad D., Olivier R., Scott D., Anne C., François G., Bodéa S., Sébastien P., Xabier O., Christophe A. et les petits derniers...

Je dois beaucoup aux proches qui m'ont ouvert les bras pendant ces années au laboratoire. Je pense notamment à Alice D. et Isabelle T. ; Philippe G., Vahan B. et tous les potes du baby avec qui j'ai vécu des choses incroyables ; Fred & Angel pour cette bonne petite colloc ; Eric F. mon ami de maternelle et tous les potes du bled, Laurent M., Luc F., Yann C. et toute l'équipe.

L'aide la plus précieuse, je la dois à Géraldine qui a porté avec moi un lourd fardeau au quotidien pendant les deux dernières années. Sans elle, je n'aurai pas eu les ressources nécessaires pour aller au bout. Merci du fond du coeur.

Je dédie cette thèse à ma famille, ma mère, mon père et mon frère. Merci à Yves, Denise et maman pour la relecture du manuscrit. J'ai également une pensée particulière pour René Gouyon qui a transmis à ma mère le désir d'excellence. Le poids de cet homme est sûrement à l'origine d'une grande partie de mon parcours étudiant.

Table des matières

1 Introduction aux instabilités de combustion dans les moteurs fusées **5**

1.1 Conditions de fonctionnement dans les moteurs fusées 5

1.1.1 Ordres de grandeur dans les moteurs des fusées ARIANE 4 et 5 6

1.1.2 Mélange diphasique 7

1.2 Instabilités dans les moteurs fusées 12

1.2.1 Classification des instabilités 13

1.2.2 Initiation des instabilités de combustion 14

1.2.3 Un exemple d'instabilité HF dans le moteur AESTUS 15

1.2.4 Contrôles des instabilités HF 16

1.3 Instabilités thermo-acoustiques 17

1.3.1 Equations 17

1.3.2 Critère de Rayleigh 20

1.3.3 Mécanismes de couplage direct avec les fluctuations acoustiques 22

1.4 Mécanismes menant à des instabilités 26

1.4.1 Flamme se propageant dans un tube 27

1.4.2 Flamme contre une paroi 30

1.4.3 Conclusions 32

2 La chambre de recherche commune **33**

2.1 La Chambre de Recherche Commune 33

2.1.1 Choix de conception 33

2.1.2 La CRC 34

2.1.3 Description des principaux modules de la CRC 35

2.2 Alimentation en fluides 41

2.2.1 Ligne éthanol 41

2.2.2 Ligne comburant 45

2.2.3 Lignes allumeur et purge 46

2.3 Système d'acquisition de données, contrôles et mesures 47

2.3.1 Voies lentes 48

2.3.2 Voies rapides 49

2.4 Conclusions 50

3 Acoustique de la CRC **53**
3.1 Modes cylindriques . . . 53
3.1.1 Fréquence et structure . . . 53
3.1.2 Amortissement des modes . . . 55
3.1.3 Mesures à froid dans la CRC . . . 58
3.1.4 Conclusions . . . 62
3.1.5 Problématique des mesures avec cavité . . . 62
3.2 Cavités couplées : modèle 1D . . . 64
3.2.1 Analyse quasi 1–D de deux cavités couplées . . . 64
3.2.2 Analyse de la solution quasi–1D . . . 66
3.2.3 Conclusions sur les cavités couplées . . . 70
3.3 Cavités couplées : simulations 2D . . . 71
3.3.1 Fréquences des modes transverses avec une cavité latérale . . . 71
3.3.2 Structure des modes transverses avec une cavité latérale . . . 72
3.3.3 Nomenclature adoptée . . . 74
3.4 Excitation avec la roue dentée . . . 76
3.4.1 Recherche d'une excitation optimale pour une cavité latérale donnée . . . 77
3.4.2 Cavité de longueur variable . . . 78
3.4.3 Réponse à la problématique posée . . . 81
3.5 Conclusions . . . 84

4 Recherche d'instabilités spontanées **85**
4.1 Effet de la flamme sur la qualité de l'atomisation . . . 85
4.1.1 Définition des paramètres clés . . . 85
4.1.2 Limite des faibles J, effet de la flamme sur l'atomisation . . . 86
4.1.3 Niveau d'excitation obtenu avec l'injecteur n°1 . . . 90
4.1.4 Conclusions . . . 91
4.2 Protocole de recherches systématiques . . . 92
4.2.1 Modification des injecteurs . . . 92
4.2.2 Domaine de recherche . . . 98
4.2.3 Acquisition et traitement des données . . . 102
4.3 Réponse au niveau de l'injecteur . . . 104
4.3.1 Réponse de la ligne gazeuse . . . 104
4.3.2 Réponse de la ligne liquide . . . 105
4.4 Réponse de la CRC . . . 108
4.4.1 Classification des flammes observées . . . 108
4.4.2 Paramètre de décrochage de la flamme . . . 109
4.4.3 Pression . . . 110
4.4.4 Puissance thermique et richesse . . . 110
4.4.5 Nombre de Weber . . . 113
4.4.6 Rapport de quantité de mouvement . . . 117
4.4.7 Vitesse d'injection de l'oxygène . . . 118
4.4.8 Fréquence du mode 1T en fonction de la richesse . . . 118
4.4.9 Amortissement du mode 1T . . . 119
4.5 Conclusions . . . 120

5 Forçages acoustiques **123**
5.1 Excitation de faible intensité avec la roue dentée 123
5.1.1 Points de fonctionnement cibles 123
5.1.2 Présence de la cavité latérale 124
5.1.3 Réponse au forçage du mode 1 pour trois positions de cavité latérale 126
5.1.4 Conclusions 131
5.2 Mesures d'amortissement à chaud 132
5.2.1 Roue à quatre dents 132
5.2.2 Résultats avec combustion 133
5.2.3 Conclusion 134
5.3 Excitation de forte intensité avec le canon à poudre 134
5.3.1 Flamme de longueur proche du diamètre de la CRC 134
5.3.2 Flamme de longueur inférieure au rayon de la CRC 143
5.3.3 Conclusions 146

6 Conclusions et perspectives **149**
6.1 Conclusions 149
6.1.1 Bilan 149
6.1.2 Résultats 150
6.2 Perspectives 153
6.2.1 Utilisation de deux injecteurs couplés 153
6.2.2 Autre perspective : amélioration de l'excitation avec la roue . 157

A Théorie des modes acoustiques d'une chambre cylindrique **159**
A.1 Résolution de l'équation d'onde 159
A.1.1 Cas cylindrique 159
A.1.2 Fonctions de Bessel 161
A.2 Structures des modes 162
A.2.1 Modes stationnaires tangentiels 162
A.2.2 Modes radiaux 164
A.2.3 Modes combinés 164
A.2.4 Modes tournants 165
A.3 Amortissement des modes aux parois 165
A.3.1 Calcul de l'énergie dans la chambre 167
A.3.2 Calcul des pertes d'énergie par frottement visqueux 168
A.3.3 Calcul des pertes d'énergie par dissipation thermique 169
A.3.4 Calcul de l'amortissement aux parois 169

B Validation du comportement acoustique de la CRC **171**
B.1 Introduction 171
B.1.1 Le module baffle 171
B.1.2 Acquisition du signal et procédé 171
B.2 Effets de la cavité latérale d'origine sur le mode fondamental 172
B.2.1 Excitation interne sans cavité latérale 172
B.2.2 Excitation à travers la cavité latérale 173

B.3 Efficacité du module baffle 174
B.3.1 Baffle placé à un noeud de vitesse "libre" 175
B.3.2 Baffle placé à un noeud de pression "libre". 175
B.3.3 Baffle placé à une position intermédiaire. 176
B.3.4 Conclusion sur les performances du baffle 177

C Simulations numériques 179
C.1 Formulation du problème 179
C.1.1 Utilisation du code de calcul AVBP 179
C.1.2 Maillage de la CRC avec une cavité latérale 179
C.1.3 Conditions initiales 181
C.1.4 Conditions aux limites 181
C.1.5 Post-traitement 182
C.2 Structures de deux modes acoustiques proches 185
C.3 Simulation d'un pulse initié à la paroi 186
C.3.1 Dans une géométrie 3-D aux dimensions de la CRC 186
C.3.2 Observation du phénomène 186
C.3.3 Propagation d'une onde dans un guide d'onde courbe 186
C.3.4 Effets de la localisation spatiale de la perturbation initiale . . 188
C.3.5 Effets de la hauteur du cylindre 188
C.3.6 Conclusions 191

Nomenclature

Symboles latins

A_i	:	Section transverse de la cavité i	L^2
$\mathcal{A}$	:	Surface de flamme	L^2
c	:	Vitesse du son	LT^{-1}
C_p	:	Chaleur spécifique moyenne par unité de masse à pression constante	$K^{-1}L^2T^{-2}$
C_v	:	Chaleur spécifique moyenne par unité de masse à volume constant	$K^{-1}L^2T^{-2}$
D	:	Diamètre	L
$D_{m.}$	:	Diffusion moléculaire	L^2T^{-1}
$D_{th.}$	:	Coefficient de diffusivité thermique	L^2T^{-1}
E	:	Energie acoustique par unité de volume	$ML^{-1}T^{-2}$
E_a	:	Energie d'activation de la réaction chimique	ML^2T^{-2}
f	:	Fréquence	T^{-1}
$f_{m,n}$	:	Fréquence du mode m^{ième} tangentiel (n-1)^{ième} radial combiné	T^{-1}
$f_{q,m,n}$	:	Fréquence du mode q^{ième} long. m^{ième} tang. (n-1)^{ième} rad. combiné	T^{-1}
F	:	Fréquence normalisée	
H	:	Hauteur de la CRC	L
h_i	:	Enthalpie par unité de masse pour l'espèce i	L^2T^{-2}
J	:	Rapport des quantités de mouvement, $J \equiv \rho_{Gaz}U_{Gaz}^2/(\rho_{Liq.}U_{Liq.}^2)$	
k	:	Nombre d'ondes	L^{-1}
K_{vs}	:	Coefficient de charge de la vanne régulatrice	L^3T^{-1}
L	:	Longueur du dard liquide	L
L_i	:	Longueur de la cavité i	L
$L_{Vap.}$	:	Chaleur latente par unité de masse	L^2T^{-2}
$\dot{m}$	:	Débit	MT^{-1}
M	:	Nombre de Mach	
$\bar{\mathcal{M}}$	:	Masse moléculaire moyenne	M
$\mathcal{M}_i$	:	Masse moléculaire de l'espèce i	M
n	:	Entier naturel	
n	:	Nombre de moles par unité de volume	L^{-3}
$\dot{n}$	:	Taux de production molaire par unité de volume	$L^{-3}T^{-1}$
n	:	Constante de proportionnalité du modèle n-τ (dimension variable)	
N	:	Constante de proportionnalité normalisée du modèle n-τ	
p	:	Rapport de section des cavités (section 3.2)	
p	:	Pression	$ML^{-1}T^{-2}$
p'	:	Pression acoustique	$ML^{-1}T^{-2}$
P_{CRC}	:	Pression moyenne dans la CRC	$ML^{-1}T^{-2}$
$P_{D_{th}}$	:	Puissance dissipée par diffusion thermique à la paroi	ML^2T^{-3}
P_ν	:	Puissance dissipée par frottement visqueux à la paroi	ML^2T^{-3}
q	:	Rapport de longueur de cavités (section 3.2)	
q	:	Dégagement de chaleur par unité de volume	$ML^{-1}T^{-2}$
$\dot{q}$	:	Taux de dégagement de chaleur par unité de volume	$ML^{-1}T^{-3}$
r	:	Coordonnée radiale du repère cylindrique	L
$\mathcal{R}$	:	Constante des gaz parfaits	$ML^2T^{-2}K^{-1}$
R	:	Rayon	L
Re_δ	:	Nombre de Reynolds de l'écoulement à la sortie gaz de l'injecteur	

Symboles latins

Re_D	:	Nombre de Reynolds de l'écoulement relatif à la dimension D	
S	:	Section	L^2
$\mathcal{S}$	:	Surface	L^2
S	:	Puissance spectrale d'une grandeur du système (dimension variable)	
Si	:	Sonde de pression dynamique n°i	
t	:	Temps	T
T	:	Température	K
U	:	Vitesse d'injection	LT^{-1}
$U_{prop.}$	:	Vitesse de propagation du front de flamme de pré-mélange	LT^{-1}
v'	:	Vitesse acoustique	LT^{-1}
$\mathbf{v}$	:	Vitesse du gaz	LT^{-1}
$\mathcal{V}$	:	Volume	L^3
$\mathcal{V}_{acc}$	:	Volume de liquide accumulé à la sortie de l'injecteur	L^3
We	:	Nombre de Weber, $We \equiv \rho_{Gaz}(U_{Gaz} - U_{Liq.})^2/(\sigma_{Liq.}/D_{Liq.})$	
x	:	Coordonnée du repère cylindrique ou cartésien	L
y	:	Coordonnée du repère cartésien	L
Y_i	:	Fraction massique de l'espèce i	

Symboles grecs

β	:	Nombre de Zel'dovich, $\beta = -Ea(T_{b.} - T_{f.})/RT_{b.}^2$	
Γ	:	Taux d'amortissement	T^{-1}
γ	:	Rapport des chaleurs spécifiques	
$\gamma_{m,n}$	:	N^{ième} extremum de la fonction de Bessel d'ordre m	
δ	:	Epaisseur de couche limite	L
δ_{Gaz}	:	Largeur de l'anneau de gaz de l'injecteur	L
Δ	:	Ecart (ex : chute de pression)	
ϵ	:	Rugosité de la paroi de la ligne d'alimentation	L
θ	:	Coordonnée angulaire du repère cylindrique	
$\lambda_{th.}$	:	Conductivité thermique	$MLT^{-3}K^{-1}$
λ	:	Longueur d'onde	L
ν	:	Viscosité cinématique	L^2T^{-1}
π	:	Mode insensible à la cavité	
ρ	:	Densité	ML^{-3}
σ	:	Tension de surface	MT^{-2}
σ	:	Taux de croissance ou taux d'amortissement	T^{-1}
σ	:	Mode sensible à la cavité	
τ	:	Temps caractéristique de croissance ou d'amortissement	T
τ	:	Délai de combustion ou temps de retard du modèle n-τ	T
Φ	:	Richesse	
Ω_0	:	Fréquence de résonance non-amortie du système	T^{-1}
ω_0	:	Fréquence de résonance du système	T^{-1}
ω	:	Fréquence angulaire	T^{-1}
$\dot{\omega}_i$	:	Taux de production de masse par unité de volume de l'espèce i	$ML^{-3}T^{-1}$

Indices

r.m.s.	:	Fluctuation r.m.s.
crête	:	Fluctuation crête
c-c	:	Fluctuation crête-crête
q	:	Indice correspondant au mode $q^{\text{ième}}$ longitudinal
m	:	Indice correspondant au mode $m^{\text{ième}}$ tangentiel
n	:	Indice correspondant au mode $(n\text{-}1)^{\text{ième}}$ radial
Gaz	:	Indice relatif au gaz
O_2	:	Indice relatif à l'oxygène gazeux
H_2	:	Indice relatif à l'hydrogène gazeux
Liq.	:	Indice relatif au liquide
Eth.	:	Indice relatif à l'éthanol liquide
Lox	:	Indice relatif à l'oxygène liquide
b.	:	Indice relatif aux gaz brûlés
f.	:	Indice relatif aux gaz frais
mes.	:	Valeur obtenue par les mesures expérimentales
sim.	:	Valeur obtenue par les simulations numériques

Opérateurs

$\boldsymbol{\Delta}$	:	Laplacien
$\boldsymbol{\nabla}.$	:	Divergence
$\boldsymbol{\nabla}$	:	Gradient
D	:	Dérivée Lagrangienne
∂	:	Dérivée partielle

Table des figures

1.1 Injecteurs coaxiaux 7
1.2 Injecteurs coaxiaux, mouvement tourbillonnant 8
1.3 Flamme de diffusion diphasique 9
1.4 Déstabilisation du jet liquide 10
1.5 Temps de retard 14
1.6 Exemple d'instabilité HF 15
1.7 Contrôle des instabilités HF 16
1.8 Boucle de couplage basée sur le critère de Rayleigh 21
1.9 Interactions menant aux instabilités de combustion 26
1.10 Flamme de pré-mélange dans un tube 27
1.11 Flamme contre une paroi 30
1.12 Evolution de la surface de flamme 31

2.1 Représentations de la CRC 36
2.2 Coupe de la CRC 37
2.3 Allumeur 38
2.4 Injecteurs d'origine 38
2.5 Roue dentée et cavité excitatrice 39
2.6 Canon à poudre 40
2.7 Direction des gaz chauds 41
2.8 Ligne éthanol 42
2.9 Ligne oxygène 45
2.10 Lignes allumeur 46
2.11 Ligne purge 47
2.12 Flux des données 47
2.13 Voies lentes 48
2.14 Validation du PM 50

3.1 Les 12 premiers modes transverses de la CRC 56
3.2 Excitation de faible amplitude par le haut-parleur 59
3.3 Excitation de forte amplitude par le canon à poudre 60
3.4 Orientation des modes 61
3.5 Mesure de l'amortissement 61
3.6 Sensibilité de la roue dentée 62
3.7 Problématique de roue dentée 63
3.8 Cavités couplées 64

3.9 Fréquences de résonance de la double cavité 66
3.10 Fréquences de résonance de la double cavité pour $A_2/A_1 = 0.01$ et $A_2/A_1 = 0.8$ 68
3.11 Amplitude pour $A_2/A_1 = 0.2$ 68
3.12 Amplitude pour $A_2/A_1 = 0.01$ et $A_2/A_1 = 0.8$ 69
3.13 Pression et vitesse pour $A_2/A_1 = 0.2$ 69
3.14 Pression et vitesse pour $A_2/A_1 = 0.01$ et $A_2/A_1 = 0.8$ 70
3.15 Effet de la longueur de la cavité latérale, simulations 2–D 71
3.16 Evolution de la structure du mode 4 73
3.17 Excitation dissymétrique 75
3.18 Modes σ et π 75
3.19 Cavités multiples 76
3.20 Amplitude d'excitation avec la roue dentée 77
3.21 Modes excités par la roue dentée 78
3.22 Analyse des spectres de puissance 79
3.23 Amplitude des cinq premiers modes 80
3.24 Amortissement des cinq premiers modes 81
3.25 Comparaison des fréquences obtenues 82
3.26 Modes pour une cavité latérale de 20 mm de largeur et de 80 mm de longueur 83

4.1 Atomisation à froid 87
4.2 Atomisation avec une flamme décrochée 87
4.3 Atomisation avec une flamme accrochée 88
4.4 Déstabilisation du jet liquide 89
4.5 (Non)-atomisation avec une flamme accrochée 90
4.6 Niveau d'excitation obtenu avec l'injecteur d'origine 91
4.7 Première modification de l'injecteur 92
4.8 Pulsations basse fréquence de l'éthanol 93
4.9 Fréquence des pulsations en fonction du débit d'éthanol 93
4.10 Effet des pulsations de l'éthanol sur l'excitation des modes 95
4.11 Effet des pulsations de l'éthanol sur l'excitation des modes (zoom temporel) 96
4.12 Injecteurs modifiés 96
4.13 Flamme courte 97
4.14 Bruit de combustion obtenu avec les injecteurs d'origine et les injecteurs modifiés 98
4.15 Nombre de Weber en fonction de U_{O_2} 102
4.16 Positions des sondes de pression 103
4.17 Traitement des spectres de bruit de combustion 104
4.18 Spectre de la ligne O_2 105
4.19 Spectre de la ligne liquide, injecteur n°4 et 5, à faible débit 106
4.20 Spectre de la ligne liquide, injecteur n°4 et 5, à haut débit 107
4.21 Spectre de la ligne liquide, injecteur n°6 107
4.22 Spectre des flammes accrochées, décrochées et soufflées 108
4.23 Valeur de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de U_{O_2} 109

4.24 Flammes décrochées 111
4.25 Valeur de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de P_{CRC} 112
4.26 Valeur de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la puissance thermique . 112
4.27 (Non)-effet de la nature du fluide 113
4.28 Valeur de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de We 114
4.29 Amplitude du mode 1T en fonction de We 115
4.30 Perturbation initiée à la périphérie de la paroi courbe 116
4.31 Valeur de $10^7\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ en fonction de J 117
4.32 Valeur de $10^7\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ en fonction de U_{O_2} 118
4.33 Fréquence et température en fonction de la richesse 119
4.34 Amortissement du mode 1T 120

5.1 Positions angulaires relatives entre la roue excitatrice et l'injecteur . 124
5.2 Modes excités avec la cavité en $3\pi/4$ 125
5.3 Modes 1, 1T, 2 125
5.4 Forçage du mode 1 126
5.5 Amplitude des fluctuations de pression en fonction de P_{CRC} 128
5.6 Validation à l'aide du PM 129
5.7 Comparaison des signaux de pression et du signal PM 130
5.8 Corrélation croisée entre la pression et le signal du PM 131
5.9 Signal temporel obtenu avec le module à 4 dents 132
5.10 Spectre à froid obtenu avec le module à 4 dents 133
5.11 Canon à poudre sur le port 4 135
5.12 Canon à poudre sur le port 5 136
5.13 Canon à poudre sur le port 6 137
5.14 Canon à poudre sur le port 7 137
5.15 Canon à poudre sur le port 8 138
5.16 Repères temporels, flamme longue 140
5.17 Images correspondant aux marques temporelles de l'essai n°119 . . . 141
5.18 Mesure du temps d'amortissement à chaud, essai n°119 142
5.19 Repères temporels, flamme courte 144
5.20 Images correspondant aux marques temporelles de l'essai n°119 . . . 145
5.21 Mesure du temps d'amortissement à chaud, essai n°179 146

6.1 Couplage alimentation 155
6.2 CRC équipée de deux injecteurs identiques couplées 156

A.1 Géométrie de la CRC 159
A.2 Fonctions de Bessel 161
A.3 Mode 1T 163
A.4 Mode 2T 163
A.5 Mode 1R 164
A.6 Modes combinés 165
A.7 Modes tournants 166

B.1 Baffle 172
B.2 Spectre du mode 1T 173

B.3 Spectre du mode 1 174
B.4 Baffle à un noeud de vitesse 175
B.5 Baffle à un ventre de vitesse 176
B.6 Baffle placé à une position intermédiaire 176

C.1 Maillage et impulsion initiale de pression 180
C.2 Somme sur l'ensemble des capteurs de la puissance spectrale 183
C.3 Perturbation initiée à la périphérie de la paroi courbe 187
C.4 Trajet des rayons 188
C.5 Effets de la localisation spatiale de la perturbation initiale 189
C.6 Effets de la hauteur du cylindre 190

Liste des tableaux

1.1 Instabilité primaire 11
1.2 Instabilité secondaire 11
1.3 Temps d'évaporation 12
1.4 Temps caractéristiques 12

2.1 Dimensions des injecteurs d'origine 38
2.2 Données relatives à la ligne éthanol 44

3.1 Modes de la CRC de fréquence inférieure à 5000 Hz 54
3.2 Validation de l'outil de simulation 55
3.3 Calcul de l'amortissement à la paroi 57
3.4 Mesure de l'amortissement avec le haut-parleur 59
3.5 Valeur de $p'_{\text{crête}}$ obtenue avec le canon à poudre 60
3.6 Modes avec une cavité latérale 82

4.1 Domaine de J 86
4.2 Dimensions des injecteurs modifiés 97
4.3 Domaine de recherche 101
4.4 Modes propres de la ligne O_2 105

5.1 Les trois points cibles 124
5.2 Réponse au forçage (ou non) du mode 1 127
5.3 Réponse normalisée au forçage du mode 1 129
5.4 Taux de pertes en fonction du type de flamme 133
5.5 Conditions d'injection lors des premiers essais avec le canon à poudre 135
5.6 Conditions d'injection avec les injecteurs modifiés 143
5.7 Comparaison des amortissements 146

6.1 Dimensions des injecteurs jumeaux 157

C.1 Dimensions des cavités, première série 180
C.2 Dimensions des cavités, deuxième série 181

Introduction

Contexte de l'étude

Bref historique

Les instabilités de combustion ont été observées dans les moteurs fusées au début des années 1940. Elles ont été classées en fonction de leur fréquence : les instabilités de très basse fréquence dite "Pogo", les instabilités basse fréquence dite "Chugging" et les instabilités haute fréquence dites HF. Les problèmes relatifs aux instabilités de type "Pogo" et "Chugging" sont largement résolus. Les mécanismes de couplage relatifs aux instabilités haute fréquence ne sont pas bien compris et font l'objet de cette étude. A la fin des années 1940 et au début des années 1950, des instabilités haute-fréquence inacceptables ont également été découvertes dans la postcombustion des moteurs à réaction et des oscillations similaires apparaissaient dans les statoréacteurs [1]. Elles furent l'objet de recherches plus actives durant les années 1950 et 1960, quand des moteurs de plus grande puissance ont été développés pour les systèmes stratégiques et pour le programme Apollo qui consistait à envoyer le premier homme sur la lune. Finalement, plus de 2000 essais à l'échelle 1 ont été conduits pour rendre le programme Apollo fiable. En 1981, l'échec du lancement L02 d'ARIANE 1 est dû à une instabilité HF sur les moteurs Viking de l'étage principal. En 2001, un dernier problème en vol d'ARIANE 5 est dû à une instabilité HF sur le moteur AESTUS de l'étage supérieur.

Ces instabilités de combustion peuvent mener à des dégâts importants entraînant la destruction du système. Quand il s'agit d'une fusée et de son chargement, un ou deux satellites, voire des êtres humains, les enjeux n'autorisent pas l'échec d'un lancement. Jusqu'à présent, des marges de stabilité sont établies par les industriels à la suite d'un grand nombre d'essais sur des moteurs fusées à l'échelle 1. L'étude des instabilités de combustion est de première importance, et la compréhension des mécanismes de couplage peut, seule, garantir la stabilité et guider la conception de nouveaux moteurs.

Quelques ouvrages de référence

Voici les principaux ouvrages de référence sur les instabilités de combustion dans les moteurs fusées à propergols liquides : En 1956, Luigi Crocco récapitule ses travaux dans le livre "Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors" [2]. On peut y trouver notamment le modèle "n,τ" de type boîte noire où le taux de dégagement de chaleur est relié avec les oscillations acoustiques sans

préciser les mécanismes physiques. En 1960, les travaux de Marcel Barrère et de l'ONERA sont récapitulés dans l'ouvrage "Rocket propulsion" [3], [4]. En 1972, le rapport final SP-194 de la recherche menée par la NASA et AIR FORCE est intitulé "Liquid propellant rocket instability" [5]. En 1995, Vigor Yang et William Anderson sont éditeurs de l'ouvrage "Liquid rocket engine combustion instability" [6], issue des présentations au "First International Symposium on Liquid Rocket Engine Combustion Instability". Ce recueil est actuellement le dernier ouvrage majeur sur les problèmes d'instabilité dans les moteurs fusées.

Objectif de la thèse

Cette thèse se situe dans le cadre d'un programme de recherche franco-allemand sur les instabilités thermo-acoustiques haute fréquence dans les moteurs fusées à ergols liquides. Ce programme est communément appelé "Programme HF". Elle coordonne les travaux des laboratoires du CNRS et de l'ONERA en France, du DLR en Allemagne et les industriels SNECMA (division moteurs-fusées) et EADS-ST (ex ASTRIUM). La thèse est financée par le CNRS, la SNECMA et l'Université de Provence. Ce programme succède au groupement de recherche sur la combustion dans les moteurs fusées [7].

Une chambre de combustion, "Common Research Chamber" ou CRC, a été définie par le comité scientifique du programme HF. Elle a été financée par le CNES et fabriquée par EADS-ST. La chambre est conçue pour pouvoir fonctionner dans une ambiance de laboratoire. Elle est équipée d'un injecteur coaxial et fonctionne à une pression maximale de 10 bars. L'un des principaux attraits de la CRC est sa situation de moyen d'essais intermédiaire entre les montages de laboratoires et les bancs d'essais industriels. La chambre de combustion et ses infrastructures sont décrites dans le chapitre 2.

L'objectif de cette étude est de déterminer les mécanismes physiques dominants lors des instabilités HF dans les moteurs fusées. Nous devons essayer de préciser le mécanisme de couplage dominant lors de l'interaction entre un mode acoustique de la chambre et une flamme diphasique et turbulente sous pression.

Plan du mémoire

Le premier chapitre de ce mémoire introduit les instabilités de combustion dans les moteurs fusées par une brève étude bibliographique. Les conditions de fonctionnement dans les moteurs fusées européens sont décrites et nous évaluons des ordres de grandeur des délais de combustion caractéristiques dans le cas d'un mélange diphasique correspondant à notre étude. Les instabilités rencontrés dans les moteurs fusées sont classifiées et nous présentons quelques moyens de les contrôler. Une étude analytique des instabilités thermo-acoustiques est présentée où différents mécanismes de couplage sont envisagés avec les modes acoustiques de la chambre de combustion. Nous donnons, à titre d'exemple, deux expériences de laboratoire.

Dans le chapitre suivant, nous présentons les choix de conception établis par le comité scientifique du Programme HF, pour fabriquer une chambre de recherche

commune, en trois exemplaires. Nous décrivons la chambre et ses modules, l'alimentation en fluides ainsi que le système d'acquisition de données adoptés au laboratoire IRPHE.

Pour déterminer la nature du couplage thermo-acoustique observé, il est nécessaire de déterminer les modes acoustiques de la chambre. Deux moyens sont utilisés pour exciter les modes de la chambre, un module canon à poudre fabriqué maison permet de conserver la géométrie cylindrique de la CRC. Un système roue dentée nécessite l'introduction d'une cavité latérale. Le troisième chapitre du mémoire analyse à l'aide d'un modèle et de simulations numériques, cette configuration de la chambre où l'acoustique n'est pas triviale.

Le quatrième chapitre illustre la recherche d'instabilités spontanées, c'est-à-dire la recherche dans le domaine de fonctionnement de la CRC, de flammes pouvant mener à un comportement instable. L'amplitude du niveau d'excitation obtenu est analysé en fonction des paramètres d'injection.

Dans le cinquième chapitre, une fois que l'acoustique de la chambre et les points de fonctionnement de la chambre sont déterminés, nous pouvons réaliser un forçage acoustique lors des essais à chaud. Différentes positions de la flamme sont testées par rapport aux modes de la chambre avec le module canon à poudre et le module roue dentée pour déterminer la nature du couplage.

Les conclusions et perspectives à donner à l'issue de cette étude font l'objet de la septième partie de ce rapport.

Chapitre 1

Introduction aux instabilités de combustion dans les moteurs fusées

Ce chapitre est une brève étude bibliographique. La première section décrit les conditions de fonctionnement dans les moteurs fusées. La section suivante décrit les instabilités dans les moteurs fusées, leur classification, leur initiation, leur contrôle. Un exemple d'instabilité, observé sur le moteur AESTUS, est présenté. Dans la section suivante, les instabilités thermo-acoustiques sont présentées par une étude analytique et la formulation du critère de Rayleigh. Les mécanismes de couplage envisagés par le Comité Scientifique du programme sont exposés. La dernière section donne deux expériences de laboratoire où des comportements instables sont observés.

1.1 Conditions de fonctionnement dans les moteurs fusées

La combustion dans les moteurs fusées a lieu dans des conditions extrêmes. La tête d'injection est composée d'un grand nombre d'éléments coaxiaux (jusqu'à plusieurs centaines). L'écoulement en sortie de chaque élément est turbulent. La puissance thermique dégagée par les moteurs fournit une poussée de plusieurs tonnes. La pression dans la chambre de combustion des moteurs fusées peut être supérieure à 100 bar. Dans le diagramme de phase, les fluides sont injectés dans le moteur dans un domaine supercritique. Pour les fluides cryotechniques, l'oxygène liquide est stocké à pression ambiante à la température de 90 K. La pression critique de 50.4 bars est dépassée, la notion de phase (liquide, gazeuse) n'existe pas dans un moteur fusée en régime nominal de fonctionnement.

1.1.1 Ordres de grandeur dans les moteurs des fusées ARIANE 4 et 5

La fusée ARIANE est dotée de trois étages de propulsion. Les boosters à combustible solide, qui arrachent la fusée du sol, fournissent une poussée d'environ 1000 tonnes. Le moteur du deuxième étage, VIKING (ARIANE 4) ou VULCAIN (ARIANE 5), qui est allumé avant que la fusée décolle, a une poussée d'environ 100 tonnes. Le moteur du troisième étage, HM7 (ARIANE 4) ou AESTUS (ARIANE 5), allumé hors atmosphère, fournit une poussée de 2 à 5 tonnes.

Le moteur AESTUS

Le moteur AESTUS équipe le troisième étage d'ARIANE 5. Il fonctionne avec des liquides hypergoliques, du monométhylhydrazine et du péroxyde d'azote. L'avantage de ces hypergols réside dans le fait qu'ils ne nécessitent pas d'allumage et qu'ils peuvent être stockés à pression et température ambiantes. Les gaz de combustion sont, en revanche, toxiques. Ce moteur a connu plusieurs problèmes d'instabilités de combustion en vol, le dernier datant de 2001. La géométrie du moteur est cylindrique, de diamètre 21 cm et d'environ 30 cm de long. La pression de fonctionnement est 11 bars. Les 137 injecteurs sur la tête d'injection sont placés sur la face opposée à la tuyère d'échappement et les liquides sont injectés dans la direction orthogonale à la tête d'injection. Le monométhylhydrazine est injecté sous forme de nappe verticale autour du péroxyde d'azote tourbillonnant.

Le moteur HM7

Le moteur HM7 équipe le troisième étage d'ARIANE 4 et le troisième étage d'ARIANE 5 version 2. Il fonctionne avec de l'hydrogène gazeux et de l'oxygène liquide. L'avantage de ces fluides cryotechniques est de fournir un meilleur rapport poussée/poids de combustible que les liquides hypergoliques. Le stockage est en revanche délicat. La pression de fonctionnement est de 35 bars et la mise en pression des lignes d'alimentation nécessite l'utilisation de turbopompes. La tête d'injection est composée de 90 éléments coaxiaux. Les débits de l'oxygène et de l'hydrogène sont respectivement de l'ordre de 130 g/s et 24 g/s. La richesse est donc de 1.5. Cela permet de limiter la température des gaz brûlés, qui, de plus, ne sont pas oxydants vis à vis de la paroi de la chambre. La puissance dégagée par ce moteur est de 150 MW. Les industriels ont remarqué la présence non systématique d'instabilités pendant le transitoire d'allumage.

Le moteur VULCAIN

Le moteur VULCAIN 1 équipe le deuxième étage d'ARIANE 5. Il fonctionne avec des fluides cryotechniques, de l'hydrogène gazeux et de l'oxygène liquide. La tête d'injection a un diamètre de 50 cm et se compose de 516 éléments coaxiaux. La pression de fonctionnement est de 100 bars et la mise en pression des lignes d'alimentation nécessite l'utilisation de turbopompes. Le pitot de l'oxygène liquide est en léger retrait. Les débits de l'oxygène et de l'hydrogène par injecteur sont

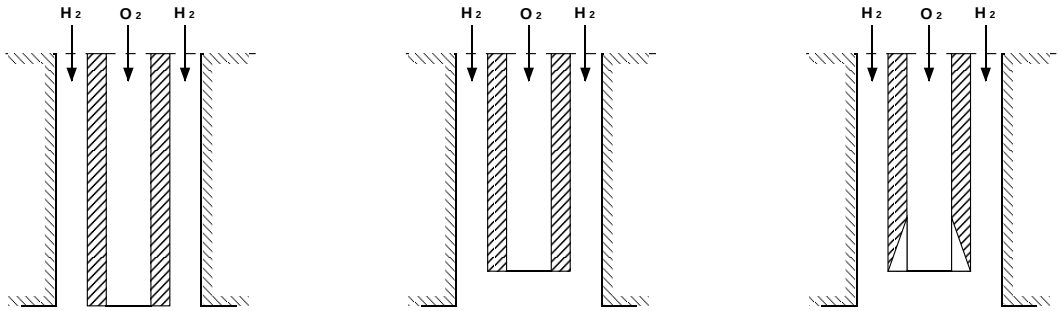


FIG. 1.1 – Injecteurs coaxiaux : à gauche non modifié, au milieu avec un retrait de la voie liquide, à droite avec un retrait de la voie liquide et un divergent.

respectivement de 385 g/s et 65 g/s. La richesse est donc de 1.35 et la puissance dégagée est de 2.5 GW.

Le moteur VULCAIN 2 équipe le deuxième étage d'ARIANE 5 version 2. Les débits à l'injection sont supérieurs à ceux de VULCAIN 1 ; la pression de fonctionnement est alors de 120 bars.

Le moteur VIKING

Le moteur VIKING équipe le deuxième étage d'ARIANE 4. Il fonctionne avec des fluides hypergoliques. La tête d'injection est placée sur la paroi courbe du cylindre : l'injection est radiale. Chaque élément fonctionne par impact du jet d'oxydant sur oxydant, ou jet de carburant sur carburant. La pression de fonctionnement est de 65 bars et la mise en pression des lignes d'alimentation nécessite l'utilisation de turbopompes. Pour éviter les instabilités, la pression de fonctionnement doit rester inférieure à 70 bars. ARIANE 4 fonctionne avec 4 moteurs VIKING au deuxième étage. Les lancements d'ARIANE 4 étaient plus onéreux que ceux d'ARIANE 5.

1.1.2 Mélange diphasique

Injecteurs coaxiaux

La plupart des moteurs fusées cryotechniques travaillent avec des injecteurs à orifices concentriques (ou coaxiaux), avec le fluide liquide au centre et le fluide gazeux autour. La figure 1.1 représente trois injecteurs coaxiaux. Pour les moteurs qui fonctionnent en hydrogène-oxygène, l'oxygène est injecté au centre sous forme liquide. L'hydrogène gazeux, injecté autour, assure une bonne atomisation du jet d'oxygène liquide. Sur la figure 1.1 au milieu, la voie liquide est en retrait. A droite la voie liquide est en retrait et la section à la sortie est divergente.

Le refroidissement de ces moteurs est assuré par la circulation d'hydrogène dans les parois avant que celui-ci n'arrive aux injecteurs. La température de l'hydrogène à l'injection peut descendre très bas, de l'ordre de quelques dizaines de Kelvin, pendant le transitoire d'allumage. Ensuite, les flux thermiques aux parois réchauffent l'hydrogène qui est injecté typiquement à une température se situant autour de 100-110 K en régime stabilisé. Un résultat empirique obtenu par les scientifiques améri-

FIG. 1.2 – Injecteurs coaxiaux : introduction d'un mouvement tourbillonnant au jet liquide, à gauche par introduction d'une pièce métallique, à droite par injection tangentielle du liquide

cains est que les moteurs équipés d'une tête d'injection munie d'éléments coaxiaux peuvent devenir instables lorsque la température d'injection de l'hydrogène est très basse, de l'ordre de quelques dizaines de Kelvin. Les limites de stabilité des injecteurs ont été initialement caractérisées par le rapport de la vitesse de l'hydrogène sur la vitesse d'oxygène liquide U_{H_2}/U_{Lox}. Tous les vols opèrent avec $U_{H_2}/U_{Lox} \gg 10$. Hulka et Hutt [8] indiquent que les instabilités de combustion semblent se produire lorsque le rapport U_{H_2}/U_{Lox} prend une valeur inférieure à 13. Cette situation peut arriver dans le moteur américain J-2 à basse pression et richesse, avec une possibilité d'un écoulement d'hydrogène à deux phases. Cette hypothèse est intéressante pour les problèmes rencontrés à l'allumage dans les moteurs oxygène liquide/hydrogène, où la paroi du moteur n'est pas encore chauffée et où l'hydrogène arrive à l'injecteur avec une température plus basse que celle atteinte pendant le régime nominal.

La stabilité de combustion à faible U_{H_2}/U_{Lox} est favorisée par le retrait du tube d'oxydant représenté par les 2 injecteurs à droite de la figure 1.1 ou par l'introduction d'un écoulement tourbillonnant dans le jet d'oxygène par des moyens représentés sur les 2 schémas de gauche de la figure 1.2. Pour l'injecteur à gauche, une pièce métallique fixe de forme hélicoïdale donne une vitesse de rotation au liquide. Pour l'injecteur à droite, le liquide est injecté tangentiellement à la paroi courbe de la voie d'alimentation.

Combustion diphasique

La figure 1.3 représente le schéma de la coupe d'une flamme de diffusion diphasique dans le cas où la voie liquide est au centre. Dans le cadre de cette étude, à l'IRPHE, nous nous intéressons également au cas d'une injection coaxiale avec un jet liquide pulvérisé par une phase gazeuse comme pour les moteurs HM7 et VULCAIN. Dans les moteurs HM7 et VULCAIN, le liquide est le comburant (oxygène liquide) et le gaz est le combustible (hydrogène). Par contre, à l'IRPHE, nous utilisons un liquide comme combustible et un gaz comme comburant.

Nous définissons le nombre de Reynolds relatif à l'écoulement en sortie de la voie gaz de l'injecteur :

$$Re_\delta = \frac{U_{Gaz}\delta_{Gaz}}{\nu_{Gaz}} \tag{1.1}$$

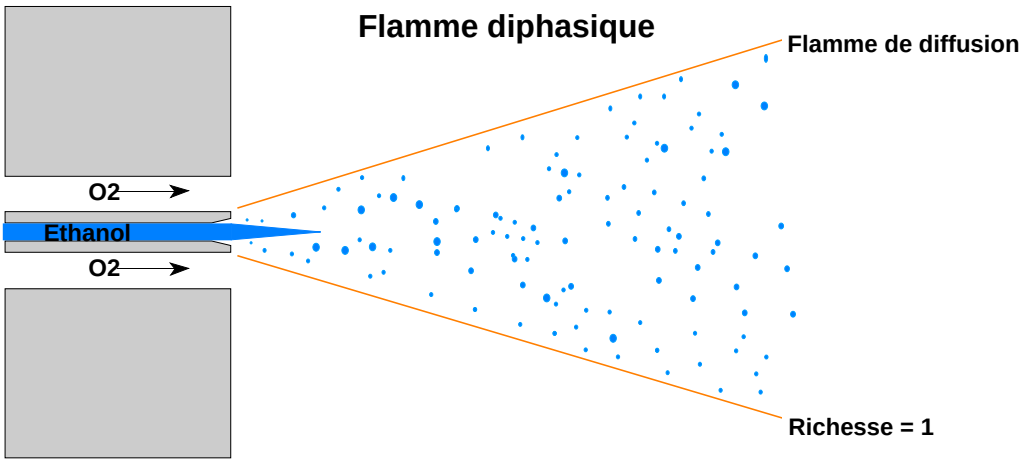


FIG. 1.3 – Schéma de la coupe d'une flamme de diffusion diphasique turbulente

où U_{gaz} est la vitesse d'injection du gaz, δ_{Gaz} est la largeur de l'anneau de gaz de l'injecteur, ν_{gaz} est la viscosité cinématique du gaz. Dans la CRC, pour obtenir un mélange permettant une combustion complète des réactifs, la valeur de Re_δ doit être supérieure à 5000. Dans les moteurs fusées, comme dans la CRC, la combustion a lieu dans un écoulement turbulent (voir S. Candel et al. [9]).

La pression moyenne absolue dans la CRC atteint 10 bars. Dans ce domaine de pression subcritique, nous obtenons un mélange diphasique combustible-comburant à la sortie de l'injecteur. L'atomisation du jet liquide en petites gouttelettes est étudiée en distinguant l'atomisation primaire et l'atomisation secondaire. La vaporisation des gouttelettes se fait à proximité des gaz chauds produits par la flamme. Afin de permettre une vaporisation rapide du liquide, il est nécessaire d'obtenir une grande surface de contact par une bonne atomisation du liquide.

Atomisation et vaporisation

Selon le processus décrit par Marmottant et Villermaux [10], l'atomisation à la sortie d'un injecteur coaxial se passe en trois phases, voir figure 1.4, avec des longueurs et des temps caractéristiques pour chaque phase. Selon ce scénario, le jet liquide se déstabilise d'abord de façon axisymétrique avec une longueur d'onde caractéristique λ et un temps caractéristique τ_1. Ensuite, cette instabilité primaire se déstabilise à son tour pour donner lieu à des structures transverses de taille $\lambda_\perp$ plus petites que λ. Ces structures transverses sont ensuite étirées et forment des ligaments qui se cassent au bout d'un temps caractéristique τ_2 pour donner des gouttelettes dont le diamètre moyen d_0 est piloté par $\lambda_\perp$.

Caractéristiques de l'instabilité primaire : Marmottant et Villermaux [10] donnent une expression de la longueur d'onde de l'instabilité primaire, λ, et du

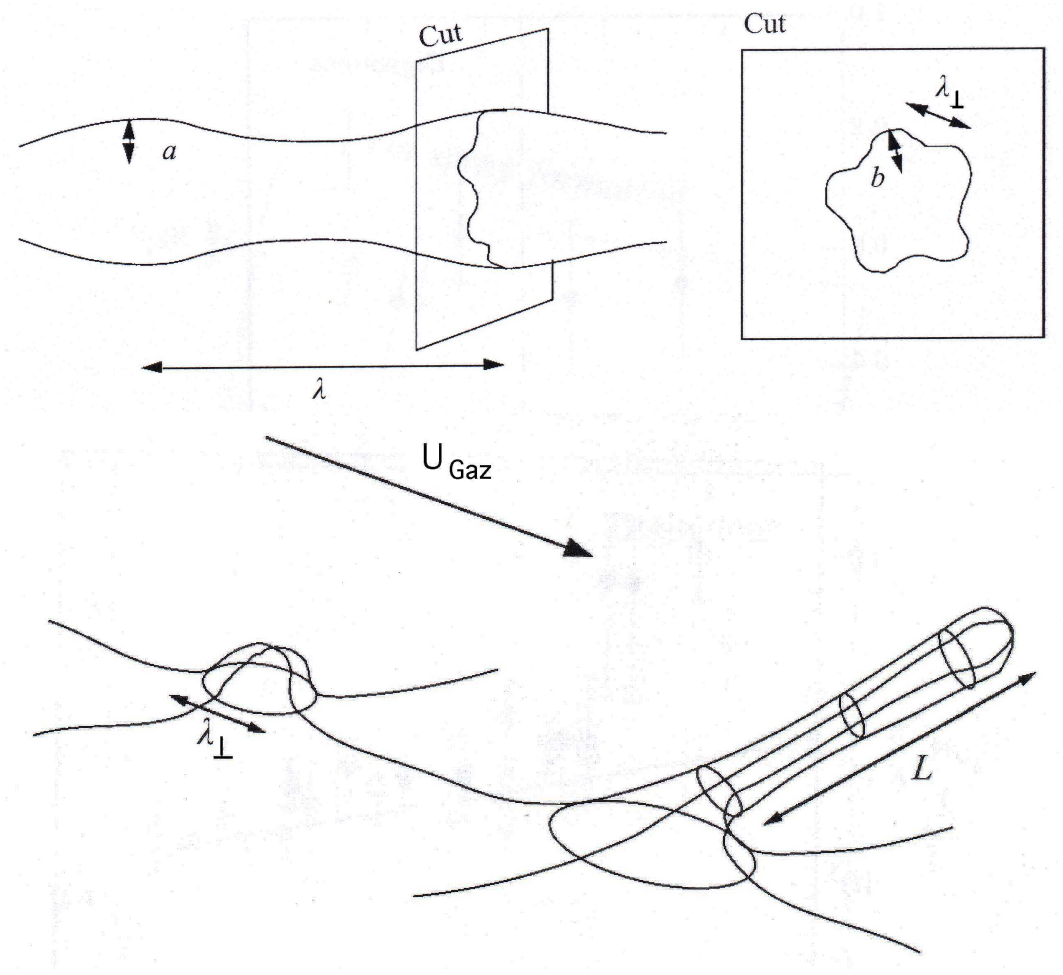


FIG. 1.4 – Schéma de déstabilisation du jet liquide d'après Marmottant et Villermaux [10]

temps caractéristique associé, τ_1 :

$$\lambda \approx 1.2\delta\sqrt{\frac{\rho_{Liq.}}{\rho_{Gaz}}} \tag{1.2}$$

$$\tau_1 \approx 0.17\frac{\delta}{U_{Gaz}}\frac{\rho_{Liq.}}{\rho_{Gaz}} \tag{1.3}$$

où $\delta \approx 5.6\delta_{Gaz}Re_\delta^{-1/2}$ est l'épaisseur de vorticité de l'écoulement gazeux, $\rho_{Liq.}$ et ρ_{Gaz} sont respectivement les densités du liquide et du gaz, U_{Gaz} est la vitesse d'injection du gaz.

Dans le tableau 1.1, nous avons évalué ces paramètres avec les conditions de fonctionnement typiques de la CRC. On voit que $\tau_1 \approx 1.8{*}10^{-6}$ s. Ce temps caractéristique est très inférieur à la période acoustique, τ_a, du premier mode de la CRC ($\tau_a/\tau_1 \approx 280$).

δ_{Gaz}	=	0.35 mm	ν	=	$2.8{*}10^{-6}$ m^2/s
$\rho_{Liq.}$	=	789 kg/m^3	Re_δ	$\approx$	18 750
ρ_{Gaz}	=	7.2 kg/m^3	δ	$\approx$	0.014 mm
U_{Gaz}	$\approx$	150 m/s	λ	$\approx$	0.18 mm
P_{CRC}	=	6 bar	τ_1	$\approx$	$1.8{*}10^{-6}$ s

TAB. 1.1 – Estimation du temps caractéristique de l'instabilité primaire, τ_1

Caractéristiques de l'instabilité secondaire : Marmottant et Villermaux [10] donnent une expression de la longueur d'onde de l'instabilité secondaire, $\lambda_\perp$, et le temps caractéristique associé, τ_2. Leurs expressions peuvent être écrites sous la forme :

$$\lambda_\perp \approx 2.8\,\delta\,We_\delta^{-1/3}\left(\frac{\rho_{Gaz}}{\rho_{Liq.}}\right)^{-1/3} \tag{1.4}$$

$$\tau_2 \approx \left(\frac{\rho_{Liq.}(0.23\,\lambda_\perp)^3}{\sigma}\right)^{1/2} \tag{1.5}$$

où $We_\delta = \rho_{Gaz}U_{Gaz}^2\delta/\sigma$ est basée sur l'épaisseur de vorticité de l'écoulement gazeux δ.

Dans le tableau 1.2, nous avons évalué ces paramètres avec les conditions de fonctionnement typiques de la CRC (voir tableau 1.1). On voit que $\tau_2 \approx 5{*}10^{-6}$ s. Ce temps caractéristique est très inférieur à la période acoustique, τ_a, du premier mode de la CRC ($\tau_a/\tau_2 \approx 100$).

σ	$\approx$	0.0215 N/m	$\lambda_\perp$	$\approx$	0.040 mm
We_δ	$\approx$	107	τ_2	$\approx$	$5{*}10^{-6}$ s

TAB. 1.2 – Estimation du temps caractéristique de l'instabilité secondaire, τ_2

Le diamètre moyen des gouttes, $< d_0 >$, est lié à la longueur d'ondes de l'instabilité secondaire, $\lambda_\perp$ par la relation $< d_0 > \approx 0.1\lambda_\perp$. $< d_0 > \approx 4\,\mu$m.

Temps caractéristique d'évaporation A. H. Lefebvre ([11], [12]) donne une expression du temps d'évaporation basée sur une loi en d^2 (voir également I. Gökalp et al. [13] p67) :

$$\tau_{evap.} = \frac{\rho_{Liq.} < d_0 >^2}{8(\lambda_{th.}/C_p)ln(1+B)(1+0.22\sqrt{Re_{<d_0>}})} \tag{1.6}$$

où B est le nombre de transfert de Spalding, $\lambda_{th.}$ est la conductivité thermique du gaz et C_p est la capacité calorifique du gaz. L'expression de B est donnée par $B = C_p(T_\infty - T_S)/L_{Vap.}$ où T_∞ est la température dans les gaz chaud, T_S est la température à la surface de la goutte et $L_{Vap.}$ est la chaleur latente. Le nombre de Reynolds relatif à l'écoulement autour de la goutte de diamètre $< d_0 >$ est défini par la relation $Re_{<d_0>} =< d_0 > |\Delta U|/\nu_{Gaz}$. Le tableau 1.3 indique que $\tau_{evap.} \approx 1.3*10^{-5}$ s.

$< d_0 >$	$\approx$	$4\,\mu$m	$\lambda_{th.}/C_p$	$\approx$	$0.265*10^{-4}$kg m^{-1}s^{-1}
$L_{Vap.}$	$\approx$	13760 Jmol^{-1}	B	$\approx$	6.3
T_∞	$\approx$	1300 K	$Re_{<d_0>}$	$\approx$	210
T_S	$\approx$	300 K	C_p	$\approx$	87 Jmol^{-1}K^{-1}
$\tau_{evap.}$	$\approx$	$7.1*10^{-6}$ s			

Tab. 1.3 – Estimation du temps caractéristique d'évaporation.

Ce temps caractéristique est très inférieur à la période acoustique, τ_a, du premier mode de la CRC ($\tau_a/\tau_{evap.} \approx 150$).

Le tableau 1.4 récapitule les longueurs et les temps caractéristiques des différents processus menant à la combustion. Ces processus sont tous du même ordre de grandeur. Ils sont tous rapides devant la période du premier mode acoustique de la CRC.

λ	$\approx$	0.18 mm	$\lambda_\perp$	$\approx$	0.04 mm	$< d_0 >$	$\approx$	$4\,\mu$m
τ_1	$\approx$	$1.8*10^{-6}$ s	τ_2	$\approx$	$5*10^{-6}$ s	$\tau_{evap.}$	$\approx$	$7.1*10^{-6}$ s

Tab. 1.4 – Longueurs et temps caractéristique de l'atomisation du jet liquide. Instabilité primaire : λ, τ_1. Instabilité secondaire : $\lambda_\perp$, τ_2. Evaporation : $< d_0 >$, $\tau_{evap.}$.

Des mesures de tailles de gouttes ont été faites sur le banc Mascotte [14] dans des conditions proches des moteurs cryotechniques réels. Ils montrent une distribution d_{32} plutôt comprise entre 30 et 40 μm [15]. Dans ce cas, $\tau_a/\tau_{evap.} \approx 1$ et les processus d'atomisation peuvent être impliqués lors des instabilités thermo-acoustiques.

1.2 Instabilités dans les moteurs fusées

Pendant le fonctionnement d'un moteur fusée à propergol liquide, les ergols injectés dans la chambre de combustion sont transformés en gaz brûlés au cours de divers processus physiques et chimiques. Ceux-ci sont ensuite accélérés en passant

dans la tuyère. En régime stationnaire, les grandeurs physiques décrivant les phénomènes à l'intérieur de la chambre ont des valeurs bien déterminées, ne dépendant, par définition, que des variables d'espace. Cependant, le régime stationnaire idéal est rarement atteint ; au contraire, ces grandeurs physiques dépendent du temps : elles fluctuent autour d'une valeur moyenne, ce qui se traduit par un bruit de combustion toujours présent. Deux cas peuvent se présenter :
dans le premier, les fluctuations ne sont pas corrélées spatialement, c'est-à-dire que l'on ne peut dégager aucune corrélation entre une fluctuation en un point déterminé de la chambre et une fluctuation en un autre point suffisamment éloigné. De plus, l'amplitude des fluctuations des grandeurs physiques est faible par rapport à leur valeur moyenne, de l'ordre de quelques pourcents par exemple.
dans le second cas, il existe une corrélation temporelle (ou spatiale) entre les fluctuations, celles-ci s'amplifiant par apport d'énergie provenant de la combustion. Le régime est alors dit instable et leurs amplitudes peuvent atteindre jusqu'à 100% de la valeur moyenne de la grandeur physique correspondante.
Le premier régime de combustion n'a aucune incidence importante sur le fonctionnement de la fusée ; en revanche, le régime de combustion instable soumet le moteur fusée à des contraintes mécaniques et thermiques pouvant aller jusqu'à sa destruction par le biais d'une augmentation des coefficients de transfert de chaleur convectif au niveau de la paroi. Crocco ([16], [17], [2], [18]) distingue ainsi la combustion turbulente et la combustion instable, pour laquelle une corrélation bien définie est établie entre deux points de l'espace.

1.2.1 Classification des instabilités

Les instabilités de combustion observées dans les moteurs fusées sont réparties en trois groupes. Les instabilités de type POGO sont de très basse fréquence ($\ll$1 Hz). Elles sont liées à un couplage entre la poussée du moteur et le débit d'alimentation de la chambre de combustion. Les instabilités basse fréquence ou "chugging" ($\approx$100 Hz) sont liées à la présence d'une variation du débit d'injection avec la pression dans la chambre, et au temps de réponse de la chambre à cette variation de débit. Les instabilités haute fréquence (typiquement quelques kHz) résultent d'un couplage avec une onde acoustique stationnaire dans la chambre de combustion. Une catégorie d'instabilités de fréquence intermédiaire, entre 100 et 1000 Hz, caractérisées par un vrombissement ("buzzing"), peut être répertoriée ([19] p3).

Les instabilités basse-fréquence "chugging" sont liées au couplage entre le débit injecté et la pression dans la chambre. Suivant Crocco ([2]), la figure 1.5 montre les oscillations de pression, de chute de pression à l'injection, de débit de combustible injecté , du taux de dégagement de chaleur et de ses effets sur les oscillations de pression générées dans la chambre. Pour construire ce diagramme, Crocco a supposé que la pression d'alimentation de l'injecteur est constante. La chute de pression à l'injection est complémentaire à la variation de pression dans la chambre. Le débit injecté suit la chute de pression avec un temps de retard, θ_i. Cette variation de débit est convectée, vaporisée et finalement brûlée avec un temps de retard supplémentaire, τ. La pression dans la chambre suivra le taux de combustion avec un temps de retard, θ_c, qui est fonction du volume de la chambre et du débit

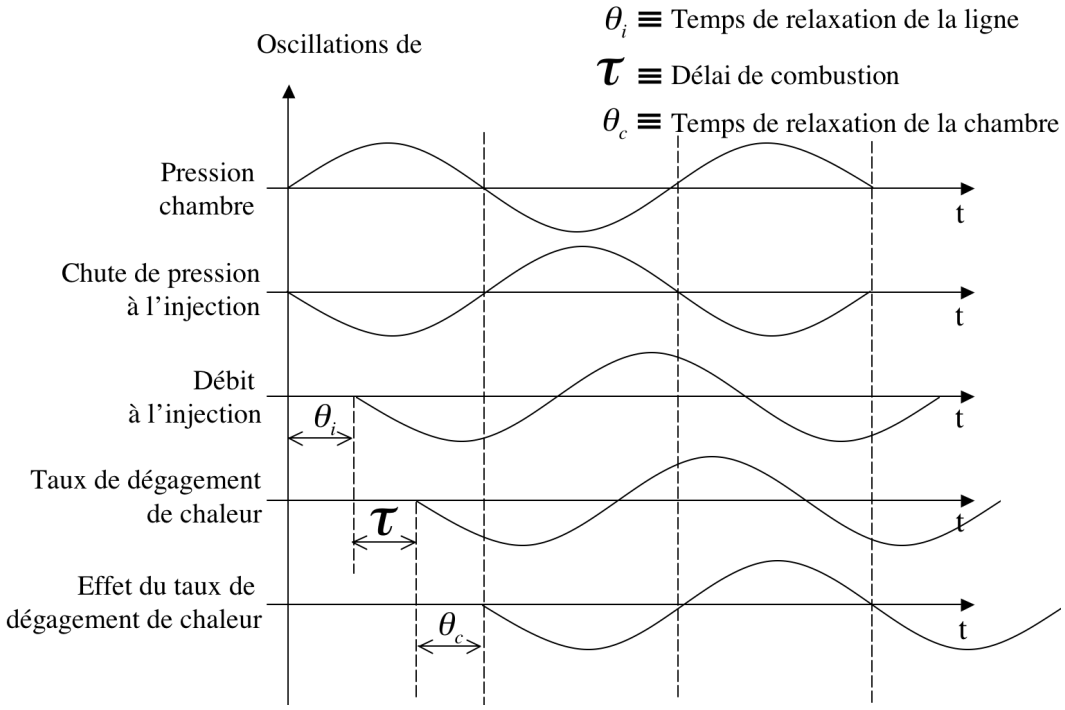


FIG. 1.5 – Temps de retard optimal dans le cas d'une instabilité de type "chugging" ([2] p10)

volumique moyen. Crocco montre que le système est instable si $\theta_i + \tau \geq \theta_c$. La fréquence d'instabilité sera $[2(\theta_i + \tau + \theta_c)]^{-1}$. Le temps de retard est défini comme la somme du temps de relaxation de la ligne, du délai de combustion et du temps de relaxation de la chambre. Le temps de retard est égal à la moitié d'une période acoustique ; donc nous sommes dans les conditions optimales pour que le système soit instable. Les tentatives pour changer le retard de combustion ont rencontré un succès mitigé puisqu'elles rendaient le système moins performant et amenaient parfois aux instabilités haute fréquence. D'autres instabilités basse-fréquence ont été causées par le couplage du processus de combustion avec des ondes acoustiques dans les lignes d'alimentation.

Les instabilités haute-fréquence (HF), correspondent à un mode acoustique axial ou transversal de la chambre de combustion. Elles sont en général faiblement dépendantes du système d'alimentation. Dans notre étude, le but est d'étudier les instabilités HF. Les autres instabilités nous intéressent dans la mesure où elles permettent de déclencher une instabilité HF.

1.2.2 Initiation des instabilités de combustion

Instabilités linéaires :

Les instabilités linéaires sont initiées spontanément par le bruit inhérent à la combustion. Pour de très faibles perturbations, les effets sont proportionnels à leurs causes et les équations qui décrivent le système sont linéaires ([2],[20]). Tant que

les perturbations en pression sont inférieures (ou de l'ordre de quelques pour-cents) à la pression moyenne de la chambre, le signal de pression acoustique a une forme sinusoïdale. L'onde prend une forme distordue lorsque la perturbation en pression excède 10% de la pression moyenne, le régime non linéaire est alors atteint.

Instabilités non linéaires :

Nous qualifierons de non linéaires les instabilités qui n'apparaissent que lorsque l'amplitude de la perturbation dépasse une certaine limite. La plupart des instabilités de combustion observées dans les moteurs fusées sont initiées par des perturbations finies supérieures à une certaine limite ([21], [22], [23]). Ces perturbations peuvent être produites pendant un vol par une montée rapide de la pression dans le moteur à l'allumage ou pendant le régime établi lors de la consommation de poches de carburant. Pour les essais sur les moteurs fusées en développement, ces perturbations sont générées artificiellement par le déclenchement de pistolets à poudre ou de petites bombes. Le diagramme de stabilité d'un système où des instabilités non linéaires peuvent être déclenchées, suit un cycle d'hystérésis : si la perturbation est de faible amplitude, le système reste stable. Si la perturbation est de forte amplitude, le système devient instable. Il ne revient pas à la situation initiale lorsque l'on enlève la perturbation.

1.2.3 Un exemple d'instabilité HF dans le moteur AESTUS

Les industriels effectuent des essais de stabilité sur les moteurs fusées en développement. Si le moteur est linéairement stable, une forte perturbation produite par une petite charge explosive ("bombe") permet de sonder la présence d'une instabilité non-linéaire. Si le système n'est jamais instable, alors une marge de stabilité peut être définie, vérifiant que la valeur du taux d'amortissement mesuré est supérieure à une valeur prédéterminée [24], [25], [26]. La figure 1.6 montre un essai instable

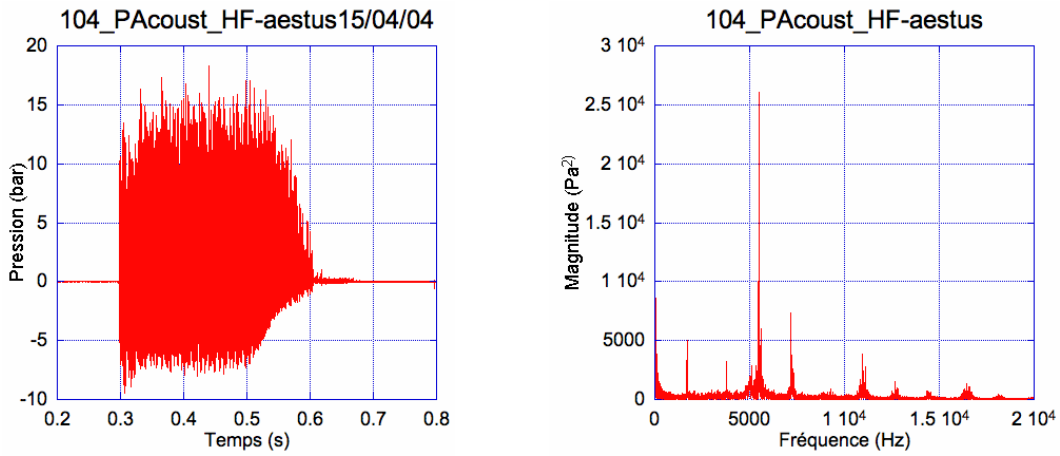


FIG. 1.6 – Exemple d'instabilités observées dans le moteur AESTUS lors d'un essai avec bombe.

dans le moteur AESTUS obtenu par le déclenchement d'une petite bombe. Le sys-

tème devient instable pendant 0.3 s comme représenté sur la figure1.6 à gauche. Les fluctuations de pression atteignent 20.10^5 Pa dans les gaz brûlés. L'amplitude des fluctuations de vitesse est déduite de la relation $v' = p'/\bar{\rho}c$. La vitesse du son peut être déduite de la fréquence de résonance d'un mode de la chambre. Les ordres de grandeur obtenus dans le moteur AESTUS sont :
$\bar{\rho} \approx 10\,\mathrm{kg/m^3}$, c≈1000 m/s, v'=200 m/s.
L'amplitude élevée des fluctuations de vitesse oscillante entraîne la formation de rouleaux aux parois qui augmentent le transfert convectif de chaleur. La figure1.6 à droite montre un spectre de puissance des oscillations de pression de la figure 1.6 à gauche. Plusieurs modes haute fréquence sont excités entre 1 kHz et 12 kHz, mais l'essentiel de la puissance acoustique est contenu dans un seul pic (de fréquence 5480 Hz sur la figure 1.6 à droite).

1.2.4 Contrôles des instabilités HF

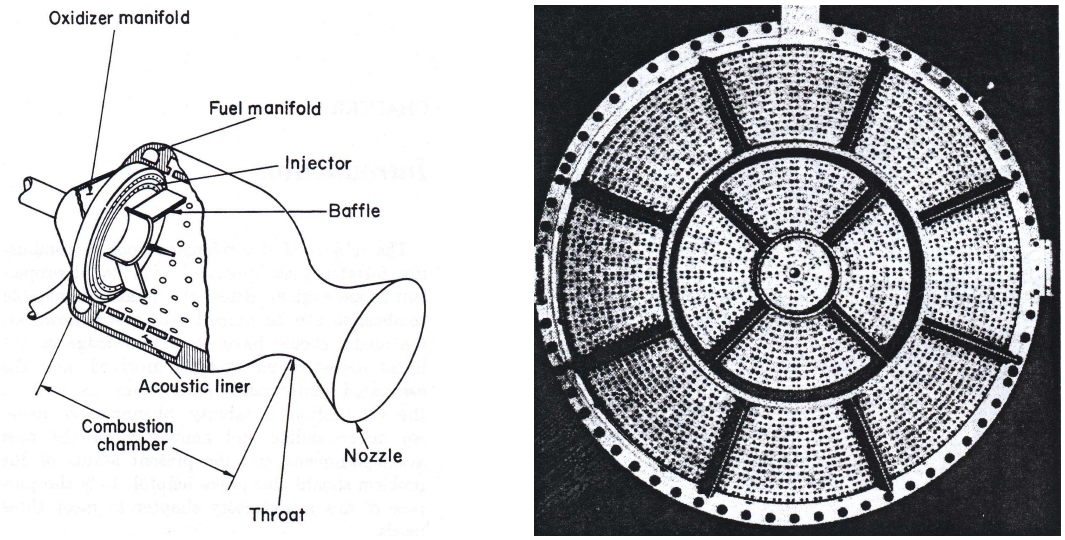


Fig. 1.7 – A gauche : position des baffles et des résonateurs de Helmholtz. A droite : tête d'injection munie de baffles [5]

Deux méthodes d'élimination sont possibles et consistent, soit à changer le délai de combustion, soit à augmenter les pertes acoustiques. Pour la première méthode, il est difficile pour les industriels d'intervenir sur un large domaine de paramètres concernant l'injection des fluides d'alimentation. Aussi de nombreux efforts sont-ils fournis pour augmenter les pertes acoustiques pour des débits d'alimentation fixés.

En ce qui concerne la deuxième méthode, les baffles, les résonateurs de Helmholtz et les résonateurs quart de longueur d'onde sont largement utilisés par les industriels [5], [27]. La figure 1.7 à gauche indique la position des baffles et des cavités résonateurs de Helmholtz dans un moteur fusée américain.

Les cavités amortisseurs quart de longueur d'onde peuvent être préférées aux résonateurs de Helmholtz pour des problèmes de refroidissement et parce qu'elles sont plus efficaces dans le régime acoustique non linéaire. Ils permettent tous les

deux d'augmenter la dissipation d'énergie acoustique dans la chambre. Ce point sera détaillé grâce à la mise en place d'un posttraitement sur un code de calcul capable de donner la structure des modes acoustiques d'une géométrie complexe dans le chapitre 3. Pour ces deux types de cavité, le profil géométrique de l'interface a un effet majeur dans le facteur d'amortissement, d'après Laudien et al. [28]. En effet, pour que l'amortissement soit maximal, la cavité amortissante doit avoir une faible résistance pour que les échanges entre la chambre de combustion et la cavité soient favorisés. Une forme arrondie est préconisée.

La figure 1.7 à droite représente la tête d'injection d'un moteur fusée munie d'un système de baffles. Ils permettent d'orienter ou d'éliminer les modes acoustiques en imposant des noeuds de vitesse. Les baffles circulaires permettent d'éliminer les modes à composante radiale, les baffles le long des rayons éliminent les modes à composante tangentielle du moteur.

1.3 Instabilités thermo-acoustiques

Nous nous intéressons essentiellement aux instabilités résultant d'une interaction entre une flamme et une onde acoustique.

Le mécanisme de base qui conduit à une instabilité thermo-acoustique en combustion est compris depuis 1878, quand J.W.S. Rayleigh([29], [30]) a montré que :

> « *If heat be periodically communicated to, and abstracted from a mass of vibrating air, the effect produced will depend on the phase of the vibration at which the transfer takes place. If heat be given to the air at the moment of greatest condensation, or taken from it at the moment of greatest rarefaction, the vibration is encouraged.* »

Cette phrase a été généralisée dans une forme qui est communément appelée « le critère de Rayleigh » :

$$\text{Instabilité si} \quad \int_{\mathcal{V}} \int_0^{2\pi} p' \dot{q}' \mathrm{d}t \, \mathrm{d}\mathcal{V} > 0 \tag{1.7}$$

où p' et $\dot{q}'$ sont respectivement les fluctuations de pression et les fluctuations du taux de libération de chaleur. L'intégrale temporelle est prise sur une période acoustique et l'intégrale spatiale est prise sur tout le volume de la chambre de combustion. Une amplification de la fluctuation de pression se produit si la fluctuation du taux de libération de chaleur est en phase avec la fluctuation de pression. Il est donc facile de voir que si une oscillation de pression acoustique induit (directement ou indirectement) une oscillation du taux de libération de chaleur, une boucle d'amplification se produit et le système sera linéairement instable si le taux d'amplification est supérieur au taux d'amortissement acoustique.

1.3.1 Equations

Dans cette section, nous utilisons les équations de conservation pour établir l'équation d'onde non homogène pour la pression acoustique développée par la combustion. Le terme source est composé explicitement de la production de volume

résultant des deux termes d'expansion thermique et de changement de nombre de moles.

Les équations de conservation sont données par ([31], [32], [33], [34]) :
Conservation de la masse :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \boldsymbol{\nabla}.\mathbf{v} = 0 \tag{1.8}$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \boldsymbol{\nabla} p = 0 \tag{1.9}$$

Conservation de l'énergie :

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \dot{q} + \frac{Dp}{Dt} \quad \text{avec} \quad \dot{q} = \sum_i h_i \dot{\omega}_i \tag{1.10}$$

Conservation des espèces :

$$\rho \frac{DY_i}{Dt} = \dot{\omega}_i \tag{1.11}$$

Equations d'état :

$$p = \frac{\rho R T}{\bar{\mathcal{M}}} \quad \text{avec} \quad \bar{\mathcal{M}} = \left(\sum_i \frac{Y_i}{\mathcal{M}_i} \right)^{-1} \quad \text{et} \quad \frac{\mathcal{R}}{\bar{\mathcal{M}}} = C_p - C_v \tag{1.12}$$

où $D()/Dt$ est la dérivée Lagrangienne par rapport au temps, ρ la masse volumique, p la pression, $\mathbf{v}$ la vitesse du gaz , T la température et $\mathcal{R}$ la constante des gaz parfaits. $\bar{\mathcal{M}}$ est la masse moléculaire moyenne, Y_i et $\mathcal{M}_i$ sont respectivement la fraction massique et la masse moléculaire de chaque espèce i, C_p et C_v les chaleurs spécifiques moyennes par unité de masse, supposées constantes, $\dot{q}$ est le taux de dégagement de chaleur par unité de volume, $\dot{\omega}_i$ le taux de production de masse par unité de volume pour l'espèce i, et h_i l'enthalpie par unité de masse de l'espèce i. Nous pouvons écrire une forme utile de l'équation de conservation de l'énergie en utilisant la relation :

$$dT = dp \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{\rho, Y_i} + d\rho \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)_{p, Y_i} + \sum_i dY_i \left(\frac{\partial T}{\partial Y_i} \right)_{p, \rho, Y_{j \neq i}} \tag{1.13}$$

La dérivée temporelle de l'équation d'état 1.12 donne :

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{T}{p}\frac{Dp}{Dt} - \frac{T}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} - T \sum_i \frac{\bar{\mathcal{M}}}{\mathcal{M}_i} \frac{DY_i}{Dt} \tag{1.14}$$

En utilisant 1.14 et 1.11 dans 1.10, nous trouvons :

$$\frac{1}{\gamma p}\frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\gamma - 1}{\gamma p}\dot{q} + \frac{\dot{n}}{n} \quad \text{avec} \quad \dot{n} = \sum_i \frac{\dot{\omega}}{\bar{\mathcal{M}}_i} \tag{1.15}$$

où $\gamma = C_p/C_v$ est le rapport des chaleurs spécifiques, $n = \rho/\bar{\mathcal{M}}$ le nombre de moles par unité de volume et $\dot{n}$ le taux de production molaire par unité de volume.

Dans la zone non réactive, où les termes de production $\dot{q}$ et $\dot{n}$ sont zéro, l'équation 1.15 se réduit à la relation classique pour un fluide compressible isentropique. Le terme de production molaire est non-nul dès que le nombre de moles des produits de la combustion est différent du nombre de moles des réactifs. La contribution de la production molaire a été démontrée explicitement par Truffaut et al. [32]. Pour la combustion d'hydrocarbures dans de l'air, cette contribution est très faible ; elle est donc habituellement négligée. Dans le cas de la combustion $2H_2+O_2 \rightarrow 2H_2O$, où trois moles de réactifs produisent deux moles de gaz brûlés (en l'absence de dissociation), la production molaire est négative et forte.

En l'absence d'écoulement moyen, les dérivées Lagrangiennes, D/Dt, deviennent des dérivées partielles, $\partial/\partial t$ et pour des petites perturbations d'un état homogène, nous pouvons linéariser les équations. Nous décomposons les variables en une partie constante $(\bar{\ })$ et une partie fluctuante $(\ ')$:
$p = \bar{p} + p'$,
$\rho = \bar{\rho} + \rho'$,
$T = \bar{T} + T'$,
$\dot{q} = \bar{\dot{q}} + \dot{q}'$,
$\dot{n} = \bar{\dot{n}} + \dot{n}'$.
Le nombre de Mach, M=v'/c, est défini ici comme le rapport entre la vitesse de l'écoulement due aux fluctuations de pression et la vitesse du son. Comme les parties fluctuantes sont supposées de faibles amplitudes devant les valeurs moyennes, la valeur de M est très inférieure à 1.

L'équation de conservation de masse linéarisée, (1.8) devient :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{\rho}\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{v}' = 0 \tag{1.16}$$

L'équation de conservation de quantité de mouvement, (1.9) devient :

$$\bar{\rho}\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} p' = 0 \tag{1.17}$$

Après linéarisation de l'équation 1.15, nous obtenons :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{\gamma - 1}{c^2}\dot{q} + \bar{\rho}\frac{\dot{n}}{n} \tag{1.18}$$

où $c^2 = \gamma\bar{p}/\bar{\rho}$ est la vitesse du son dans le milieu acoustique, supposée constante. En prenant la dérivée temporelle de l'équation (1.16) et le gradient matériel de l'équation (1.17), nous pouvons éliminer la vitesse, $\mathbf{v}'$:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Delta p' = 0. \tag{1.19}$$

Nous utilisons l'équation 1.19, avec la dérivée temporelle de l'équation 1.15 pour obtenir :

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \Delta p' = (\gamma - 1)\frac{\partial \dot{q}'}{\partial t} + (\frac{\gamma\bar{p}}{n})\frac{\partial \dot{n}'}{\partial t} \tag{1.20}$$

L'équation 1.20 est la relation de base qui décrit le couplage entre une onde acoustique et une zone de réaction chimique. Le second membre est un terme source

vis-à-vis de l'équation d'onde présente dans le terme gauche. En l'absence de combustion ou si la combustion est parfaitement stationnaire, le terme source est nul et on retrouve l'équation d'onde classique, dont les solutions se déplacent sans se déformer à la vitesse c. Par contre si le taux de combustion varie dans le temps, il y aura une émission d'onde acoustique. Le terme source contient deux contributions. La première contribution vient de l'expansion thermique produite par le dégagement de chaleur. La seconde contribution vient du changement de volume associé au changement du nombre de moles entre les réactants et les produits de combustion.

Nous pouvons estimer l'ordre de grandeur de la contribution relative de ces deux termes en remarquant que le terme de dégagement de chaleur peut s'écrire :

$$\frac{(\gamma-1)}{c^2\bar{\rho}}\bar{\dot{q}} = \frac{(\gamma-1)}{\gamma\bar{p}}\bar{\dot{q}} = \frac{\bar{\dot{q}}}{\bar{\rho}C_p\bar{T}} \approx \frac{\Delta T}{\bar{T}}, \tag{1.21}$$

où ΔT est la différence de température entre les réactants et les produits de combustion. La valeur moyenne du taux de production de chaleur, exprimée par $\Delta T/\bar{T}$ est donc typiquement :

$$\frac{\Delta T}{\bar{T}} \approx 5 \text{ à } 7$$

Si l'on considère la combustion stoechiométrique de l'éthanol dans l'oxygène, par exemple :

$$3O_2 + C_2H_5OH \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O \tag{1.22}$$

Une mole d'éthanol plus trois moles d'oxygène produisent trois moles de vapeur d'eau plus deux moles de dioxyde de carbone. Nous avons donc :

$$\frac{\dot{n}}{n} = \frac{\Delta n}{n} = \frac{1}{4}$$

dans le cas de la combustion de l'éthanol dans l'oxygène. La production de volume molaire est négligeable devant la production thermique. C'est le cas également dans un milieu réactif dilué, où la présence de matières non réactives, comme l'azote dans l'air, diminue le taux de production de matière.

Comme les deux taux de dégagement de chaleur et de nombre de moles sont intimement liées ($\dot{n} \propto \dot{q}$), nous pouvons affirmer que la dérivée temporelle du taux de production de volume molaire sera négligeable devant la dérivée temporelle du taux de production thermique (si le taux de production de volume molaire est négligeable devant le taux de production thermique) ; en revanche, si la réaction a lieu entre des réactifs non dilués, la contribution du terme source de production molaire peut être sensible.

Si $\dot{n}$ est négligeable, l'équation (1.20) s'écrit simplement :

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2\mathbf{\Delta}p' = (\gamma-1)\frac{\partial \dot{q}'}{\partial t} \tag{1.23}$$

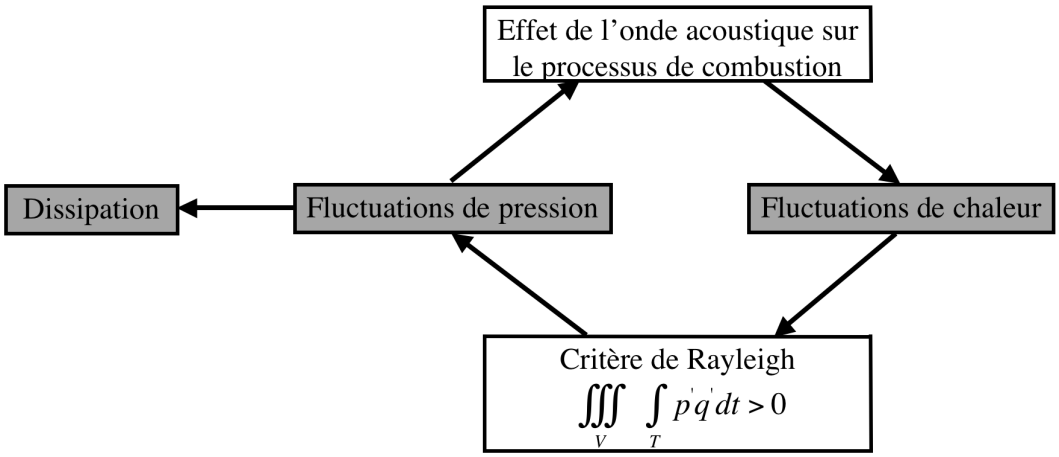


FIG. 1.8 – Boucle de couplage thermo-acoustique basée sur le critère de Rayleigh

1.3.2 Critère de Rayleigh

Nous pouvons établir le critère de Rayleigh, équation 1.7, en partant de l'équation thermo-acoustique, (1.23). Nous allons chercher une expression pour l'évolution de l'énergie acoustique. Pour commencer, nous éliminons $\boldsymbol{\nabla} p'$ dans (1.23) à l'aide de l'équation de quantité de mouvement linéarisée, (1.17)

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \bar{\rho} c^2 \boldsymbol{\nabla} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} = (\gamma - 1) \frac{\partial \dot{q}'}{\partial t}. \tag{1.24}$$

Nous pouvons maintenant intégrer par rapport au temps. Si la pression moyenne est constante, la constante d'intégration sera zéro :

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{\rho} c^2 \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{v}' = (\gamma - 1) \dot{q}'. \tag{1.25}$$

En multipliant (1.25) par $p'/(\bar{\rho} c^2)$ on obtient :

$$\frac{1}{2} \frac{1}{\bar{\rho} c^2} \frac{\partial p'^2}{\partial t} + p' \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{v}' = \frac{(\gamma - 1)}{\bar{\rho} c^2} p' \dot{q}' \tag{1.26}$$

Si on multiplie l'équation (1.17) par $\mathbf{v}'$ et on la rajoute à (1.26), on obtient l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \frac{p'^2}{\bar{\rho} c^2} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \mathrm{v}'^2 \right) + \boldsymbol{\nabla} \cdot (p' \mathbf{v}') = \frac{(\gamma - 1)}{\bar{\rho} c^2} p' \dot{q}' \tag{1.27}$$

Le premier terme de gauche est la dérivée temporelle de l'énergie acoustique instantanée, et le deuxième terme est la divergence du flux d'énergie acoustique. Le membre de droite représente le terme source.

En intégrant cette équation sur une période acoustique et sur le volume de contrôle, on obtient une expression pour l'évolution de l'énergie acoustique :

$$\int_{\mathcal{V}} [E]_{\tau_a} d\mathcal{V} + \int_A \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} = \frac{(\gamma - 1)}{\bar{\rho} c^2} \int_{\mathcal{V}} \int_{\tau_a} p' \dot{q}' d\mathcal{V} d\tau \tag{1.28}$$

où E représente l'énergie acoustique par unité de volume, et $\mathbf{F} = 0,5\mathrm{Re}\,[p'\mathbf{v}'^*]$ est le flux d'énergie acoustique moyenné sur une période. Nous avons utilisé le théorème de Green pour remplacer l'intégrale volumique de la divergence d'un flux par l'intégrale du flux sur la surface de ce volume. Si le flux est nul, nous obtenons le critère de Rayleigh [29].

L'équation (1.28) montre qu'une onde acoustique dans une chambre sera amplifiée si les fluctuations de pression et du taux de libération de chaleur sont en phase, ou plus exactement, si l'intégrale du produit $p'\dot{q}'$ sur une période est positive. Si les oscillations du taux de dégagement de chaleur sont modulées directement, ou indirectement, par la présence des oscillations de pression, le système forme une boucle et sera instable si le taux d'amplification est supérieur au taux de pertes. Le problème principal dans l'étude des instabilités de combustion est de comprendre comment les perturbations acoustiques modulent les oscillations du taux de dégagement de chaleur $\dot{q}'$.

1.3.3 Mécanismes de couplage direct avec les fluctuations acoustiques

La compréhension des instabilités acoustiques en combustion repose sur le critère de Rayleigh (1.7), dont nous avons montré l'origine dans la section précédente. Le problème revient alors à trouver le mécanisme suivant lequel l'onde acoustique influence le dégagement de chaleur, puis à déterminer la phase de ce couplage. Plusieurs mécanismes seront envisagés dans le cas de la propagation dans un milieu monophasique.

Dans les sections suivantes, nous développerons d'abord une approche phénoménologique dite «n-τ» développée par Crocco ([2]) puis Culick ([20], [35], [36]) dans laquelle nous écrirons simplement que le taux de dégagement de chaleur est lié à la pression acoustique (ou à la vitesse acoustique) par une constante de proportionnalité, n, et un temps de retard τ, sans nous préoccuper de l'origine du couplage. Dans ce modèle simple, nous mettrons en évidence quelques effets géométriques [37].

Couplage par la pression et la température

Supposons que le taux de dégagement de chaleur soit proportionnel à la pression acoustique avec une constante de proportionnalité n et un retard τ :

$$\dot{q}' = n\,p'(t-\tau) \tag{1.29}$$

Cette équation peut également décrire un couplage avec la température instantanée, car la température et la pression sont proportionnelles pour des petites oscillations. L'équation acoustique (1.23) devient :

$$\frac{\mathrm{d}^2 p'}{\mathrm{d}t^2} - c^2 \mathbf{\Delta} p' = (\gamma-1) n \frac{\mathrm{d}p'(t-\tau)}{\mathrm{d}t} \tag{1.30}$$

En présence d'une onde stationnaire, les fluctuations de pression sont décrites par :

$$p'(x,t) = \bar{p}(e^{ikx} + e^{-ikx})e^{i\omega t} \tag{1.31}$$

où le nombre d'onde k est réel (pas de croissance spatiale), mais la fréquence ω peut être complexe (croissance temporelle). Nous obtenons :

$$\omega^2 + i\omega n(\gamma - 1)e^{-i\theta} - \omega_0^2 = 0 \tag{1.32}$$

où $\omega_0 \equiv kc$ est la fréquence de résonance de la chambre et $\theta \equiv \omega\tau$ le retard de phase. La solution pour ω est alors donnée par :

$$\omega = -i\frac{(\gamma - 1)ne^{-i\theta}}{2} \pm \sqrt{\left|\omega_0^2 - \left(\frac{(\gamma - 1)ne^{-i\theta}}{2}\right)^2\right|} \tag{1.33}$$

Le taux de croissance intrinsèque de l'instabilité est donné par l'opposé de la partie imaginaire de la pulsation complexe, -Im[ω]. En l'absence de couplage, $n = 0$, la fréquence est réelle et égale à ω_0. Pour le cas simple d'un retard de phase égal à zéro ou à un multiple de 2π, les oscillations du taux de dégagement de chaleur et les oscillations de pression sont en phase, le taux de croissance est positif et donné par :

$$\sigma = -\mathrm{Im}[\omega] = \frac{(\gamma - 1)n}{2} \tag{1.34}$$

La présence de combustion amplifie l'onde acoustique. Si le retard de phase est un multiple impair de π, les oscillations du taux de dégagement de chaleur et les oscillations de pression sont en opposition de phase, le taux de croissance est négatif et la présence de combustion amortit l'onde acoustique. Enfin, si le retard de phase est un multiple impair de $\pi/2$, les oscillations du taux de dégagement de chaleur et les oscillations de pression sont en quadrature de phase, le taux de croissance est zéro et il n'y a pas de couplage entre l'acoustique et la combustion.

Couplage par la vitesse et l'accélération

Le cas de couplage avec la vitesse de l'écoulement acoustique nécessite d'être examiné plus précisément. Si le taux de dégagement de chaleur est relié linéairement à la vitesse de l'écoulement acoustique, alors l'équation acoustique est encore facilement résolue.

$$\dot{q}' = n\mathrm{v}'(t - \tau) \tag{1.35}$$

et l'équation acoustique (1.23) devient :

$$\frac{\mathrm{d}^2 p'}{\mathrm{d}t^2} - c^2 \mathbf{\Delta} p' = (\gamma - 1)n\frac{\mathrm{d}\mathrm{v}'(t - \tau)}{\mathrm{d}t} \tag{1.36}$$

En présence d'une onde stationnaire :

$$p'(x, t) = \bar{p}(e^{ikx} + e^{-ikx})e^{i\omega t} \tag{1.37}$$

$$\mathrm{v}'(x, t) = -\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}(e^{ikx} - e^{-ikx})e^{i\omega t} \tag{1.38}$$

Nous utilisons (1.37) et (1.38) dans (1.36) pour trouver une équation pour la pulsation complexe :

$$\omega^2 + \omega \frac{(\gamma - 1)}{\rho c} n e^{-i\theta} \tan(kx) - \omega_0^2 = 0 \tag{1.39}$$

où $\omega_0 \equiv kc$ et $\theta \equiv \omega\tau$. La solution pour la pulsation est maintenant donnée par :

$$\omega = -\frac{(\gamma - 1)}{2\bar{\rho}c} n e^{-\mathrm{i}\theta} \pm \sqrt{\left|\omega_0^2 + \left(\frac{(\gamma - 1)}{2\bar{\rho}c} n e^{-\mathrm{i}\theta} \tan(kx)\right)^2\right|} \tan(kx) \tag{1.40}$$

La stabilité du système dépend maintenant du retard de phase θ et aussi de la répartition spatiale du dégagement de chaleur par rapport à l'onde stationnaire, à travers le facteur $\tan(kx)$. La stabilité est neutre partout pour un retard de phase de zéro, $-\mathrm{Im}[\omega] = 0$. Le taux de croissance de l'instabilité est maximal pour un retard de phase de $\pi/2$ ou $3\pi/2$, dépendant du signe de $\tan(kx)$.

Le couplage par l'accélération peut être traité de la même manière en introduisant :

$$\dot{q}' = n \frac{\mathrm{d}\mathrm{v}'(t - \tau)}{\mathrm{d}t} \equiv \mathrm{i}\omega\, n\mathrm{v}'(t - \tau) \tag{1.41}$$

Une situation spécifique où le taux de dégagement de chaleur est linéairement reliée à l'accélération acoustique a été récemment traitée en détail par [38].

En présence d'une onde propagative :

En présence d'une onde propagative, la situation est un peu différente. Les équations pour la pression et vitesse acoustique deviennent :

$$p'(x, t) = \bar{p} e^{i(\omega t - kx)} \tag{1.42}$$

$$\mathrm{v}'(x, t) = -\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c} e^{i(\omega t - kx)} \tag{1.43}$$

Nous pouvons toujours écrire :

$$\dot{q}' = n\mathrm{v}'(t - \tau) \tag{1.44}$$

et l'équation de la pulsation complexe devient maintenant :

$$\omega^2 - i\omega \frac{(\gamma - 1)}{\bar{\rho}c} n e^{-i\theta} - \omega_0^2 = 0 \tag{1.45}$$

où $\omega_0 \equiv kc$ et $\theta \equiv \omega\tau$. La solution pour la pulsation est maintenant donnée par :

$$\omega = i \frac{(\gamma - 1) n e^{-i\theta}}{2\bar{\rho}c} \pm \sqrt{\left|\omega_0^2 - \left(\frac{(\gamma - 1) n e^{-i\theta}}{2\bar{\rho}c}\right)^2\right|} \tag{1.46}$$

Contrairement au cas d'une onde stationnaire, en présence d'une onde propagative, le signe du taux de croissance de l'instabilité est indépendant de la répartition

spatiale du dégagement de chaleur. Le taux de croissance est maximal pour un retard de phase de zéro, ou de $2n\pi$. Dans ce cas, le taux de croissance est :

$$\sigma = -\mathrm{Im}[\omega] = \frac{\gamma - 1}{\bar{\rho} c} n \tag{1.47}$$

Dans le cas où la chambre de combustion est assimilable à un cylindre excité sur un mode acoustique longitudinal, il n'est pas réaliste de supposer que la flamme voie une onde acoustique propagative. En revanche, si la chambre cylindrique est excitée par un mode tangentiel, le mode tangentiel peut être soit stationnaire, soit tournant (« spinning mode »). En première approximation, nous pouvons assimiler la structure d'un mode tangentiel tournant à celle d'un mode propagatif, pour ce qui est de la relation de phase entre vitesse et pression.

Couplage par la vitesse pour une injection axiale ou radiale dans une onde acoustique tangentielle

Le calcul ci-dessus a été mené dans l'hypothèse d'un couplage avec un mode longitudinal dans la configuration des moteurs fusées (pour la CRC, c'est le mode radial), mais il n'est cependant pas physiquement réaliste dans le cas d'un couplage avec un mode tangentiel acoustique. Nous avons supposé que le taux de dégagement de chaleur est linéairement relié à la vitesse acoustique (ou à l'accélération acoustique), c'est-à-dire que le taux de dégagement de chaleur augmente pendant une demi-période acoustique et diminue pendant l'autre demi-période. Il est possible d'imaginer plusieurs mécanismes physiques de couplage qui donneraient cet effet si le champ de vitesse acoustique était *parallèle* à la direction de l'écoulement moyen dans la chambre, c'est-à-dire dans le cas d'un mode acoustique longitudinal, où la vitesse acoustique peut s'ajouter ou se soustraire du champ de vitesse local. Cependant, dans le cas d'un mode tangentiel, le champ de vitesse local moyen dans la direction tangentielle est zéro. Par symétrie, le champ de vitesse tangentiel acoustique doit avoir un effet identique pour un écoulement dans le sens horaire (première demi-période acoustique) et pour un écoulement dans le sens anti-horaire (deuxième demi-période acoustique). Le couplage avec le champ de vitesse tangentielle ne peut pas être linéaire. Donc, le taux de dégagement de chaleur doit être une fonction *paire* du champ de vitesse tangentiel, telle que $\dot{q}' = n \mid \mathrm{v}'(t-\tau) \mid$ ou $\dot{q}' = \mathrm{v}'^2(t-\tau)$ par exemple. Il est facile de voir que cette nouvelle loi de dégagement de chaleur dans l'équation linéaire acoustique donne un taux de croissance instantané qui est périodique dans le temps. Pour un couplage avec le carré de la vitesse acoustique, l'équation d'onde devient :

$$\omega^2 + 2i\omega(\gamma - 1)ne^{-i\theta}\frac{\mathrm{v}'^2}{p'} - \omega_0^2 = 0 \tag{1.48}$$

où $\omega_0 \equiv kc$ et $\theta \equiv \omega\tau$. La solution pour la pulsation est maintenant donnée par :

$$\omega = i\frac{(\gamma - 1)ne^{-i\theta}\mathrm{v}'^2}{p'} \pm \sqrt{\left|\omega_0^2 - \left(\frac{(\gamma - 1)ne^{-i\theta}\mathrm{v}'^2}{p'}\right)^2\right|} \tag{1.49}$$

Le taux de croissance est :

$$\sigma = -\mathrm{Im}[\omega] = -\frac{(\gamma-1)ne^{-i\theta}\mathrm{v}'^2}{p'} \tag{1.50}$$

Le taux de croissance moyenné sur une période acoustique est zéro pour toutes les valeurs de la constante de couplage, pour toutes les valeurs du retard de phase, et pour les deux cas de l'onde stationnaire et de l'onde tournante.

Nicole ([39], [40]) montre qu'un couplage entre le taux de dégagement de chaleur et le module de la vitesse peut mener à une instabilité.

1.4 Mécanismes menant à des instabilités

Les flammes peuvent être le siège d'instabilités qui ne nécessitent pas de couplage acoustique. Nous en mentionnons deux, l'instabilité de Taylor et l'instabilité hydrodynamique de Darrieus-Landau ([41], [42]) concernant les fronts prémélangés. Cette dernière est liée à l'expansion des gaz et à la conservation de la composante tangentielle de la vitesse relative au front de flamme. Dans le cas où la composante normale de la vitesse augmente, l'instabilité se développe. L'instabilité de Taylor résulte de l'effet d'une accélération sur une interface entre deux fluides de densités différentes lorsque l'accélération est dirigée vers les gaz légers. Ces cas mis à part, l'ensemble des critères proposés repose sur le critère de Rayleigh [29] dont nous avons montré l'origine dans la section précédente. Selon ce critère, une perturbation sera amplifiée si les fluctuations de dégagement de chaleur et les fluctuations de pression sont en phase. Le problème revient alors à trouver le mécanisme suivant lequel l'onde acoustique influence le dégagement de chaleur, puis à déterminer la phase de ce couplage. Nous pouvons répertorier l'ensemble des interactions entre les fluctuations de dégagement de chaleur et les fluctuations acoustiques sur la figure 1.9 d'après Candel [43]. Le tube de Rijke est un cas où la position de la source

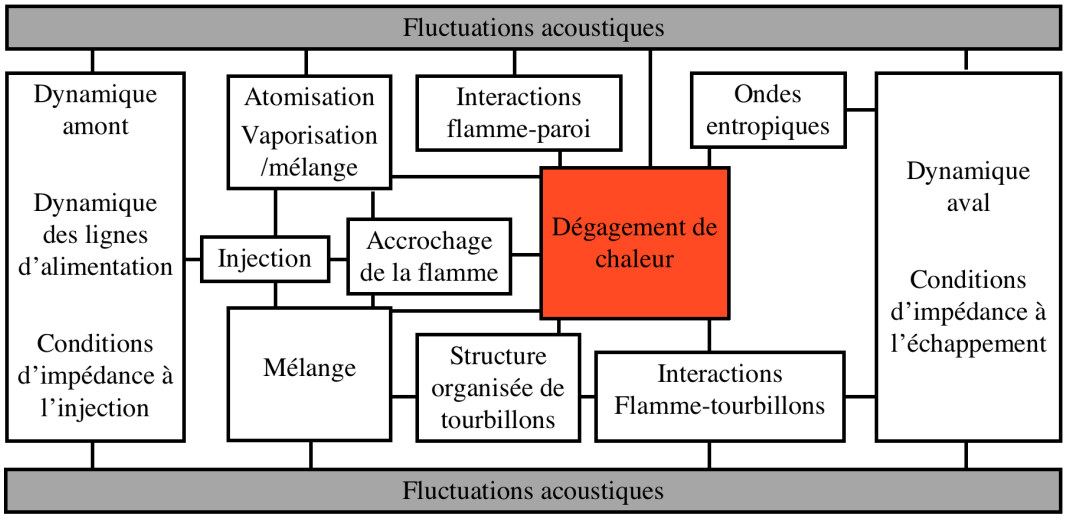


FIG. 1.9 – Interactions menant aux instabilités de combustion [43]

de chaleur est fixé. Un mécanisme de couplage est imaginé par Nicoli et Pelcé [44]. La plupart des mécanismes sont imaginés dans le cadre de flamme de pré-mélange. Nous détaillons certains de ces mécanismes lors d'expériences menées en laboratoire. Deux expériences-type sont détaillées : l'une traite de la propagation d'un front de flamme dans un tube rempli d'un pré-mélange, l'autre traite d'une flamme de pré-mélange accrochée à un brûleur. Lieuwen et al. ont mené également des études expérimentales sur les flammes de pré-mélange ([45], [46], [47]).

1.4.1 Flamme se propageant dans un tube

Mallard & Le Chatelier [48] ont observé qu'une flamme de gaz prémélangé qui se propage vers le côté fermé d'un tube semi-ouvert commence à osciller. Cette oscillation est associée à une croissance spontanée de l'énergie acoustique dans le tube. La figure 1.10 représente un dispositif expérimental qui permet d'étudier ce

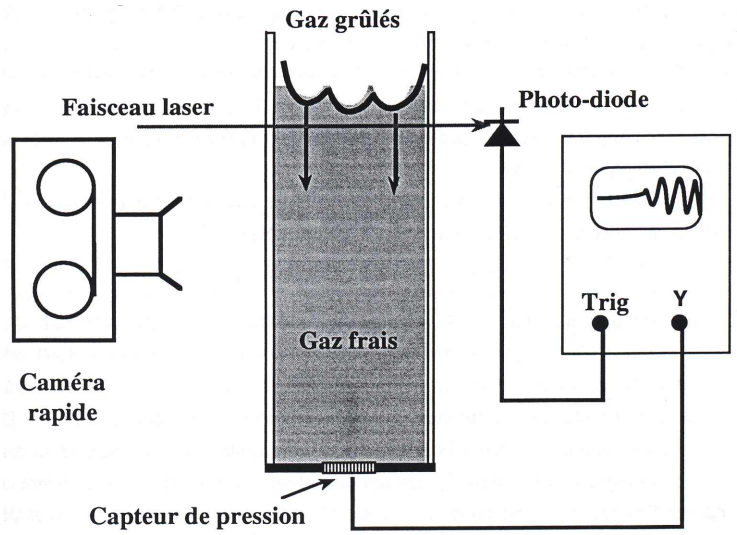


FIG. 1.10 – Dispositif expérimental pour l'étude d'une flamme de pré-mélange dans un tube

phénomène [49]. Un tube en pyrex de 1.5 mm d'épaisseur a une longueur de 1.2 m et un diamètre de 10 cm. Un côté du tube est fermé et comporte un capteur de pression dynamique, l'autre est ouvert et on allume le mélange de ce côté. La position de la flamme est repérée par le paramètre r, qui varie de 1 à 0. La vitesse normale du front plan U_L est une fonction de la richesse du mélange. Searby [49], [38] observe des comportements différents en fonction de la vitesse U_L et de la richesse du mélange. Nous détaillons un cas où plusieurs phénomènes sont distincts. Après allumage, la forme du front de flamme est courbe et aucun son n'est émis. Vers le milieu du tube, une instabilité primaire se produit sur le mode longitudinal fondamental du tube. Le front de flamme devient plan et l'instabilité sature. Une instabilité secondaire apparaît ensuite avec une amplitude plus élevée. La flamme est alors cellulaire et pulsante ($\lambda \approx 1$ cm). L'étude de cette instabilité secondaire a été menée par Searby et Rochwerger [50]. Ils ont montré que cette instabilité est de nature paramétrique.

Les fluctuations de pression diminuent lorsque le front cellulaire pulsant dégénère en une flamme turbulente.

Clanet, Searby et Clavin [38] ont mis en évidence deux mécanismes de couplage lorsqu'une flamme de pré-mélange est soumise à un champ d'accélération, selon que le mélange est monophasique ou diphasique.

Cas monophasique

Plusieurs mécanismes ont été envisagés dans le cas de la propagation dans un milieu monophasique :
Dunlap [51] a proposé en 1950 un couplage direct entre les fluctuations de température de l'onde acoustique et le dégagement de chaleur, lié à la dépendance exponentielle de la loi d'Arrhénius. En 1953, Kaskan [52] a proposé un autre mécanisme reposant sur la variation de surface de flamme due à la présence de couches limites acoustiques près des parois. Enfin, Rauschenbakh [53] et Markstein [54] ont imaginé que l'accélération oscillante vue par les cellules du fait de l'acoustique pouvait faire varier leur amplitude et donc la surface de flamme et le dégagement de chaleur. Ce dernier mécanisme a été traité plus rigoureusement par Pelcé et Rochwerger [55]. Avec des arguments simples, nous pouvons comparer l'efficacité de ces trois mécanismes :
nous traitons d'abord la variation du dégagement d'énergie directement liée aux variations de pression et de température dans une onde acoustique. Soit $\tau_{coll.}$ le temps entre deux collisions élastiques et $\tau_{\text{réac.}}$ le temps entre deux collisions exothermiques. La loi d'Arrhénius exprime le taux de réaction en fonction du taux de collision entre particules :

$$\frac{1}{\tau_{\text{réac.}}} \sim \frac{1}{\tau_{coll.}} e^{-Ea/RT} \tag{1.51}$$

où Ea est l'énergie d'activation de la réaction. La vitesse de propagation du front, $U_{prop.}$ peut être estimée pour les déflagrations :

$$U_{prop.} \sim \sqrt{\frac{D_{m.}}{\tau_{\text{réac}}}} \sim c\sqrt{\frac{\tau_{coll.}}{\tau_{\text{réac}}}} \tag{1.52}$$

où $D_{m.}$ est le coefficient de diffusion moléculaire. Nous pouvons estimer le nombre de Mach relatif à la vitesse de propagation du front de flamme :

$$M \sim \frac{U_{prop.}}{c} \sim e^{-Ea/2RT} \tag{1.53}$$

La vitesse de propagation du front de flamme est $U_{prop.}$ ≈30 cm/s, M≈ 10^{-3}. Nous appelons temps caractéristique acoustique, τ_a, la période acoustique correspondant au mécanisme de couplage. Dans le cas du tube, la période acoustique correspond à un mode propre longitudinal. Nous définissons le temps de croissance de l'instabilité $\tau_{ins.}$ par la relation suivante :

$$\frac{1}{\tau_{ins.}} \equiv \sigma \equiv \mathcal{E}^{-1}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \tag{1.54}$$

où $\mathcal{E}$ est l'énergie acoustique du mode.

Si on considère dans un premier temps, la réponse à la pression :

$$\frac{\dot{q}'}{\dot{q}} = \frac{p'}{p} \tag{1.55}$$

Clavin et al. [56] ont démontré que :

$$\frac{\tau_a}{\tau_{ins.}} \approx M \ll 1 \tag{1.56}$$

Cette évaluation indique que dans le cas d'un couplage avec la pression, le taux d'amplification par cycle acoustique est de l'ordre de 10^{-3}. Cette valeur est nettement inférieure au taux de pertes d'un résonateur acoustique typique.

Clavin et al. [57] considèrent maintenant le couplage avec la température :

$$\frac{\dot{q}'}{\dot{q}} = \beta \frac{T'}{T} \tag{1.57}$$

où $\beta = -Ea(T_{b.} - T_{f.})/RT_{b.}^2 \approx 10$ est le nombre de Zel'dovich qui caractérise la sensibilité du taux de réaction aux variations de température. $T_{b.}$ et $T_{f.}$ sont respectivement la température des gaz brûlés et le température des gaz frais. Ils obtiennent :

$$\frac{\tau_a}{\tau_{ins.}} = \beta M \tag{1.58}$$

Ce couplage est plus efficace d'un facteur 10 que le couplage avec la pression, du à la dépendance exponentielle du dégagement de chaleur avec la température. Ce taux d'amplification est du même ordre que le taux de pertes d'un résonateur réel.

Cas diphasique

Il existe une flamme diphasique particulièrement simple dans laquelle les gouttes sont si petites qu'elles se vaporisent en un temps court devant le temps de transit dans la flamme. Si la distance moyenne entre gouttes est également petite devant l'épaisseur de la flamme, la structure est similaire à celle d'une flamme prémélangée monophasique, précédée par une zone de vaporisation. Ce type de flamme est réalisable pour des gouttes de diamètre inférieur à $5\,\mu m$. Clavin et Sun [58] ont étudié la réponse de ce type de flamme diphasique prémélangée à une onde acoustique. Dans le cas d'un pré-mélange diphasique, en plus des mécanismes déjà décrits et qui peuvent toujours se produire, Clavin et Sun [58] ont imaginé qu'une variation du dégagement de chaleur pût être liée à une variation périodique de la richesse devant le front, due au retard de vitesse des gouttes par rapport au gaz. Le mécanisme repose sur l'inertie des gouttes soumises à un champ d'accélération oscillant. Le déphasage attendu entre la vitesse des gaz et celle des gouttes se traduit au niveau du front de flamme par une oscillation du débit du nombre de gouttes qui arrivent dans la flamme. Cette fluctuation de richesse qui s'accompagne d'une fluctuation du dégagement de chaleur peut conduire à un couplage d'ordre 1. Si nous considérons un mécanisme inertiel :

$$\frac{\dot{q}'}{\dot{q}} = \frac{\tau_\nu}{\tau_a} \frac{v'}{v} \tag{1.59}$$

où $\tau_\nu = 2\rho_{Liq.}R^2_{Liq.}/9\rho_{Gaz}\nu_{Gaz}$ est le temps de ralaxation visqueuse de la goutte de rayon, $R_{Liq.}$. Clanet, Searby et Clavin [38] ont démontré que :

$$\frac{\tau_a}{\tau_{ins.}} \approx \frac{\tau_\nu}{\tau_a} \tag{1.60}$$

Le mécanisme de Pelcé et Rochwerger [55] et celui de Clavin et Sun [58], qui est spécifique au cas diphasique, correspondent à un mécanisme de couplage par l'accélération acoustique.

1.4.2 Flamme contre une paroi

Schuller et al. ([59], [60]) s'intéressent à l'effet sur une flamme de pré-mélange d'une plaque placée au voisinage d'un brûleur. La figure 1.11 représente les deux

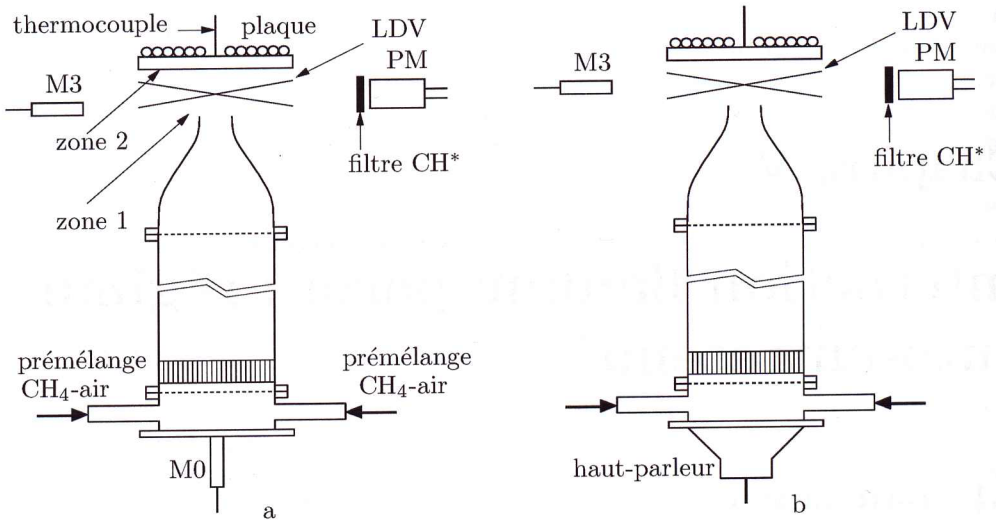


FIG. 1.11 – Dispositif expérimental pour l'étude de l'interaction flamme-paroi

configurations de l'expérience. A droite, un haut-parleur permet de réaliser un forçage acoustique. Le montage de gauche permet d'étudier des oscillations auto-entretenues. Si l'on place une plaque en regard de la flamme à une distance de l'ordre du centimètre au-dessus du brûleur, Schuller observe que le niveau sonore généré par la flamme peut augmenter de 20 dB. La figure 1.12 à gauche montre une période des fluctuations de surface de flamme. Schuller sélectionne cinq valeurs de phases (a), (b), (c), (d), (e). La figure à droite représente les cinq images correspondantes du front de flamme (obtenu par la transformée d'Abel) classées alphabétiquement de haut en bas. La plaque est représentée par une ligne horizontale blanche. L'émission sonore intense est due à des extinctions périodiques et rapides de grandes portions de surface de flamme en interaction directe avec la paroi froide. En comparant le signal relevé par un micro et un photomultiplicateur, Schuller montre que le taux de dégagement de chaleur, proportionnel au taux de variation de surface de flamme pour une flamme de pré-mélange laminaire (également observé par Truffaut et Searby [61]), est fortement corrélé avec les fluctuations de pression. Le mécanisme

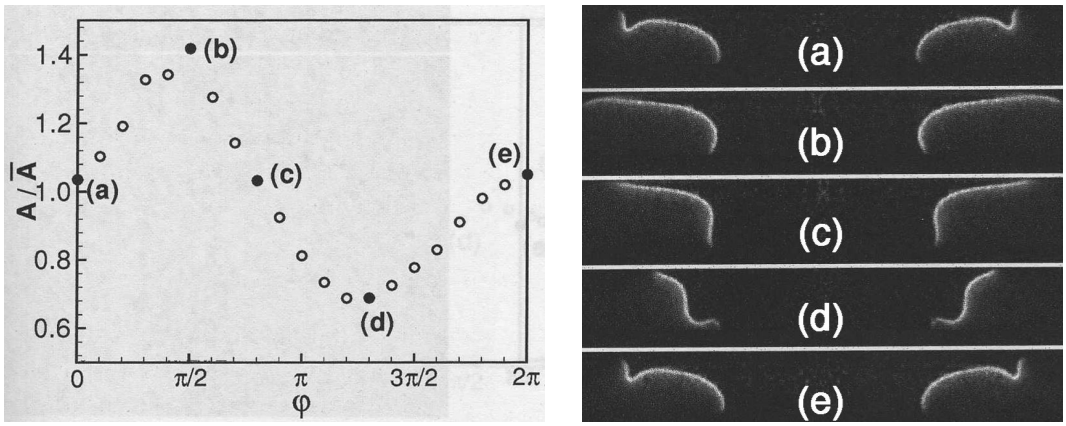


FIG. 1.12 – A gauche : évolution de la surface de flamme au cours d'un cycle d'excitation. A droite : évolution de la forme du front de flamme correspondante pour 5 valeurs de la phase (a), (b), (c), (d), (e).

de couplage peut être auto-entretenu si le brûleur se comporte comme un résonateur acoustique, puisque l'interaction de la flamme avec la paroi se comporte comme une source de perturbation de la pression.

Pour tous les modes instables, Schuller a trouvé que la différence de phase entre la perturbation de la vitesse mesurée à la sortie du brûleur et la fluctuation du dégagement de chaleur est égale à $3\pi/2$, modulo 2π, lorsque l'amplitude de l'oscillation est maximale. Il est donc primordial de représenter la fonction de transfert de la flamme avec un modèle capable de reproduire de tels déphasages. Un filtre du premier ordre ne le permet pas. L'analyse de stabilité est conduite avec un modèle (n,τ), qui permet de décrire l'évolution de la fréquence d'oscillation des perturbations autour de la fréquence propre du brûleur en fonction du délai de combustion τ (réduit à un délai convectif) :

$$\frac{\mathcal{A}'}{\bar{\mathcal{A}}} = n[\frac{\mathrm{v}'}{\bar{\mathrm{v}}}]_{t-\tau} \quad , \tag{1.61}$$

la fonction de transfert est définie par :

$$F = nexp(-i\omega\tau) \quad , \tag{1.62}$$

où $\mathcal{A}$ est la surface de flamme. Schuller montre que le couplage acoustique-combustion est fort et que le système est instable lorsque :

$$\frac{sin(\omega_0\tau)}{\omega_0\tau} < N/2 \tag{1.63}$$

où N est un coefficient d'interaction acoustique-combustion normalisée et ω_0 la pulsation propre du résonateur. Schuller et al. s'intéressent également aux flammes en V que l'on peut déstabiliser plus facilement qu'une flamme conique ([62], [63]).

1.4.3 Conclusions

Il existe différents mécanismes de couplage menant à des instabilités. La plupart des travaux ont été réalisés sur les flammes de pré-mélange. Nous avons montré deux types d'expérience : la première concerne une flamme se propageant dans un tube dans la section 1.4.1, la seconde concerne une flamme accrochée à un brûleur dans la section 1.4.2.

Dans le cadre de cette étude, la flamme de diffusion est située dans un écoulement turbulent diphasique à la sortie de l'injecteur. Les mécanismes de couplage avec les modes acoustiques de la chambre à haute fréquence ne sont pas connus dans ce cas. La chambre de recherche commune nous permet de tester certains mécanismes.

Chapitre 2

La chambre de recherche commune

Ce chapitre est une description de la chambre de combustion et de ses infrastructures. Il est composé de trois sous-parties. La première section présente les choix de conception, correspondant au cadre de notre étude, qui ont influencé l'élaboration de la Chambre de Recherche Commune. La CRC et ses principaux modules sont décrits. La deuxième section explique comment les lignes d'alimentation sont réalisées pour empêcher le débit de fluctuer avec les oscillations acoustiques de la chambre. La troisième section décrit le système d'acquisition de données.

2.1 La Chambre de Recherche Commune

Les conditions de fonctionnement des moteurs fusée sont décrites dans la section 1.1. Il n'est pas acceptable de dépasser des pressions supérieures à 10 bars dans le laboratoire IRPHE. Il est donc impossible d'atteindre les pressions des moteurs réels comprises entre 11 et 120 bars. Pour pouvoir travailler de manière souple et sécurisée, il a été nécessaire de concevoir une chambre simple. Nous énumérons l'ensemble des choix de conception qui ont défini la CRC.

2.1.1 Choix de conception

Au-delà des critères de sécurité et de souplesse d'utilisation, la conception de la CRC et de ses infrastructures résulte des choix de simplification qui sont imposés par le cadre de recherche d'une expérience en laboratoire.

Le premier choix est de travailler dans la CRC avec un seul injecteur. Les effets collectifs sont étudiés par le laboratoire EM2C de Paris [64] [65] [66] à partir du banc Mascotte qui fonctionne avec trois injecteurs.

Un deuxième choix s'appuie sur l'indépendance du mécanisme physique de couplage vis à vis des lignes d'alimentation. La voie liquide est découplée par amortissement à l'aide d'une grande longueur de capillaire. La voie gazeuse est découplée de la CRC par l'utilisation d'un col sonique. C'est uniquement à partir du moment où les fluides d'alimentation sont injectés dans la CRC qu'ils peuvent être soumis aux

oscillations acoustiques. Les voies liquide et gazeuse sont décrites respectivement dans les sections 2.2.1 et 2.2.2.

Un troisième choix est de limiter les débits à une échelle $\approx 1/10^{\text{ème}}$ de ceux des injecteurs industriels. Les dimensions caractéristiques de l'injecteur sont nettement inférieures (≈un tiers) à celles utilisées dans les moteurs fusées. Les dimensions des injecteurs d'origine de la CRC sont détaillées dans la section 2.1.3.

Un quatrième choix résulte de la constatation que les instabilités observées dans les moteurs industriels se déclenchent sur des modes acoustiques transverses et non sur des modes longitudinaux. La structure de ces modes est définie en annexe A et dans la section 3.1. La géométrie de la chambre est conçue avec une injection radiale, contrairement à la direction axiale utilisée dans les moteurs fusées. Ce choix peut se justifier en considérant les principaux mécanismes de couplage déjà rencontrés. Si le mécanisme de couplage se fait par la pression, qui est un scalaire, aucune direction n'est à privilégier. Si le mécanisme de couplage se fait par la vitesse (donc un couplage non linéaire d'après la section 1.3.3), la direction d'injection est orthogonale aux vitesses acoustiques des modes transverses dans un moteur fusée. Les modes tangentiels restent orthogonaux à la direction radiale d'injection dans la CRC. Le raisonnement est identique dans le cas d'un couplage avec l'accélération. Finalement, la géométrie de la CRC est cylindrique comme l'est celle des moteurs fusées. La dimension axiale du cylindre est réduite de manière à séparer la fréquence des premiers modes transverses et celle des premiers modes longitudinaux. La hauteur de la chambre doit permettre à une flamme injectée dans la direction radiale de ne pas être en contact avec les faces planes de la CRC.

Un cinquième choix est de travailler avec des fluides de substitution, éthanol-oxygène. La CRC testée au "Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt", DLR (centre aérospatial allemand) de Lampoldshausen fonctionne avec des fluides cryotechniques, hydrogène-oxygène liquide (section 2.1.2).

Un sixième choix est de fonctionner à des pressions limitées à 10 bars dans la chambre pour des raisons de sécurité.

Un septième choix est de prévoir des accès optiques à l'intérieur de la CRC. A l'origine, deux hublots de 60 mm de diamètre ont été prévus pour permettre en particulier de voir la sortie des fluides à l'injection. Un grand hublot permet de visualiser l'intégralité de la chambre.

Un huitième choix est de prévoir un refroidissement de la chambre de combustion par inertie thermique. La paroi, de 6 cm d'épaisseur, est un alliage à base de cuivre qui est très conducteur. L'énergie dégagée par la combustion est diffusée rapidement dans le volume de la paroi. Les bords de la cavité ne restent pas longtemps à haute température.

Ces choix définissent le cadre initial de recherche, nous étudierons leur pertinence devant l'absence de couplage thermo-acoustique.

2.1.2 La CRC

Jusqu'à la fin des années 1980, les moyens expérimentaux utilisables pour des études sur la combustion dans les moteurs-fusées étaient quasi-inexistants. Le GDR de combustion dans les moteurs fusées (1993-2001) s'est appuyé sur deux bancs

d'essais de recherche, "Mascotte" et "P8" [13]. Le banc expérimental "Mascotte" fonctionne en hydrogène gazeux-oxygène liquide avec des débits pouvant s'élever jusqu'à 200 g/s et des pressions jusqu'à 80 bars. L'injection est composée d'un mono ou tri-élément coaxial respectivement d'échelle 1, $1/\sqrt{3}$. Candel et al. [67] ont déterminé précisément la position de la flamme par rapport au jet d'oxygène liquide. Le banc expérimental franco-allemand "P8" fonctionne également en hydrogène gazeux-oxygène liquide mais les débits peuvent s'élever jusqu'à 1 kg/s et la pression jusqu'à 300 bars en mono-injecteur ou multi-injecteurs.

Le rapport du contrat 99/CNES/5740 [68] donne une description détaillée du choix de la géométrie et de la configuration de la CRC et des performances pour l'infrastructure des lignes d'alimentation. La NASA (National Aeronautics and Space Administration) a mené des travaux avec une configuration proche de celle de la CRC dans les années 60 ([69], [70], [71], [72]). La figure 2.1 à gauche montre la CRC sur son bâti à l'IRPHE. Deux chambres de recherche commune, CRC, ont été fabriquées. L'une est installée en France à l'IRPHE et l'autre au DLR en Allemagne pour fonctionner avec différents fluides d'alimentation. A l'IRPHE, la CRC est alimentée avec des fluides de substitution, éthanol liquide et oxygène gazeux. La figure 2.1 à droite montre le système de refroidissement (cuve d'azote liquide) de la CRC fonctionnant en fluides cryotechniques. Au DLR, la CRC est alimentée avec de l'hydrogène gazeux et de l'oxygène liquide, ceux utilisés par le moteur HM7 et le moteur Vulcain décrits dans la section 1.1.1. Le volume de la CRC est de 1.3 l, celui d'un moteur du troisième étage est de 10.6 l. La hauteur de la CRC est réduite à 4.2 cm contre ≈30 cm pour le moteur HM7.

Les différents modules de la CRC sont décrits dans la section 2.1.3.

2.1.3 Description des principaux modules de la CRC

La chambre de combustion CRC est formée d'une cavité cylindrique de hauteur 4.2 cm et de diamètre 20 cm. La figure 2.2 représente une coupe de la CRC à la mi-hauteur. La paroi courbe de la CRC est entourée de 16 ports cylindriques de diamètre 4 cm uniformément répartis autour de cette cavité. Des modules sont insérés dans la direction radiale de ces ports. Les parois planes de la CRC permettent essentiellement de visualiser l'intérieur de la CRC. Deux hublots de diamètre 6 cm peuvent s'insérer sur chaque paroi. Un hublot géant permet de voir l'intégralité de la CRC. Un échappement axial peut être inséré sur l'axe du cylindre.

Module borgne

Le module borgne est un module de remplissage cylindrique de diamètre $\lessapprox$4 cm et de hauteur 6,5 cm. Il sert de bouchon. Tous les autres modules ont une forme basée sur ce module.

Module thermocouple

Le module thermocouple peut recevoir un thermocouple. D'autres thermocouples peuvent êtres insérés dans les hublots métalliques de diamètre 6 cm.

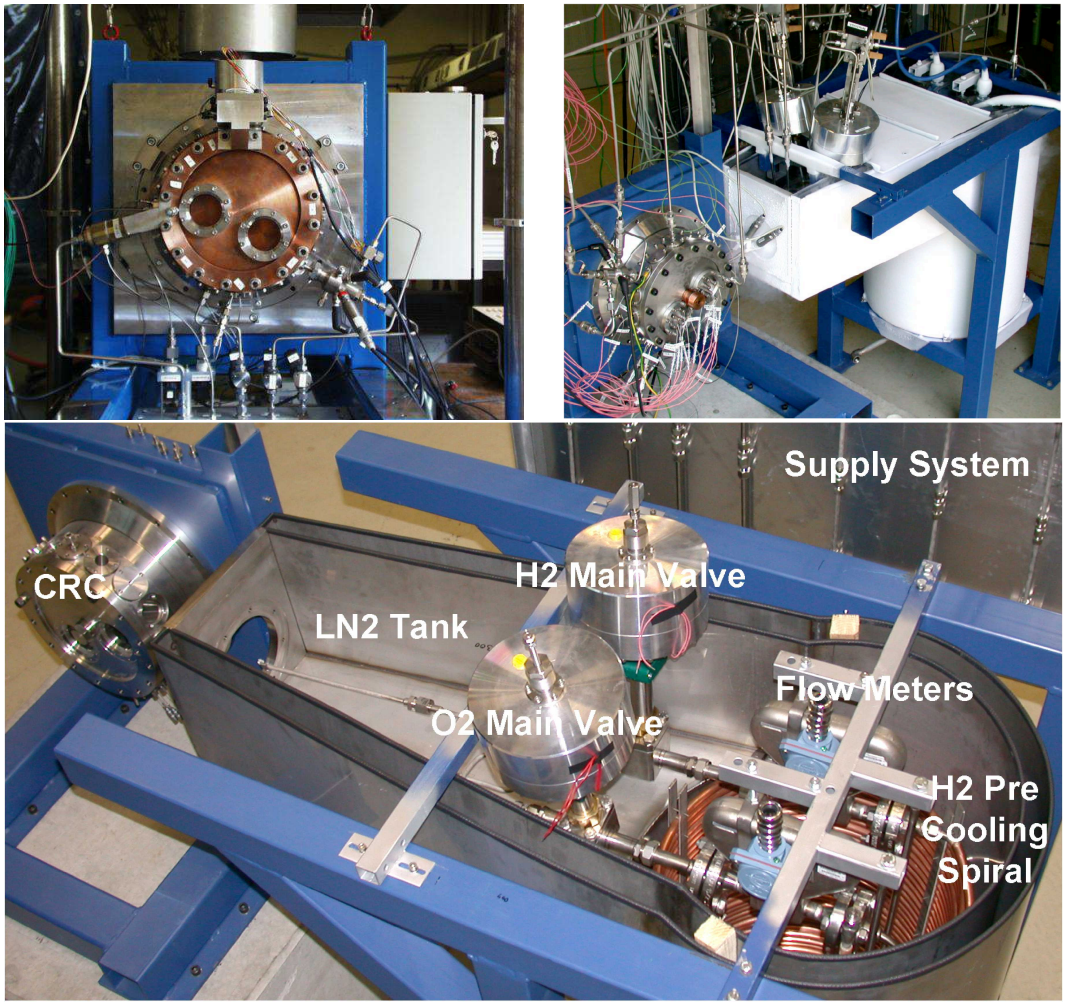


Fig. 2.1 – Représentations de la CRC. En haut à gauche : la CRC installée à l'IRPHE. En haut à droite et en bas : le système de refroidissement pour les fluides cryotechniques utilisés au DLR.

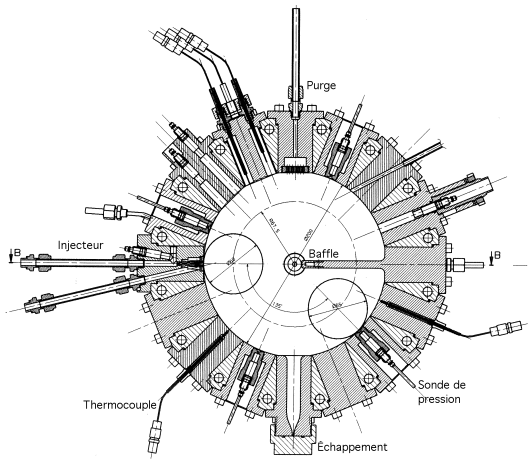


Fig. 2.2 – Coupe de la CRC munie de ses 16 modules

Module pression dynamique

Quatre modules peuvent recevoir un capteur de pression dynamique pour mesurer les oscillations de pression acoustique. Un de ces modules possède également une prise de pression statique pour enregistrer la pression moyenne de la CRC.

Module baffle

Le module baffle est une plaque métallique insérée sur une longueur égale au rayon dans la CRC. Il permet d'orienter les modes de la CRC en imposant un noeud de vitesse dans l'axe radial d'insertion. L'utilisation de baffles dans les moteurs fusées est décrit dans la section 1.2.4. Nous avons pu valider l'efficacité du baffle lors de mesures à froid avec un haut-parleur comme source sonore. Cette étude est reportée dans l'annexe B. Dans toutes les configurations que nous avons essayées, le baffle n'a permis qu'un mode stationnaire dont la ligne de noeud de vitesse est orientée selon l'axe du baffle.

Module allumeur

La figure 2.3 montre le module allumeur montée sur la CRC. Deux cols soniques régulent les débits d'alimentation en hydrogène et en mélange composé d'azote et d'oxygène. Le mélange formé par le combustible et le comburant est allumé à l'aide de bougies. Les gaz chauds sont expulsés dans la chambre. Un capteur de pression statique indique la pression moyenne atteinte pendant l'allumage. Une fois l'allumage terminé, la pression moyenne indiquée correspond à celle atteinte dans la CRC.

Module injecteur

Les 3 injecteurs d'origine, conçus pour l'IRPHE, ont été dimensionnés sous l'hypothèse d'un mélange d'oxygène dilué avec 50% à 80% d'azote. Les pitôts de liquide

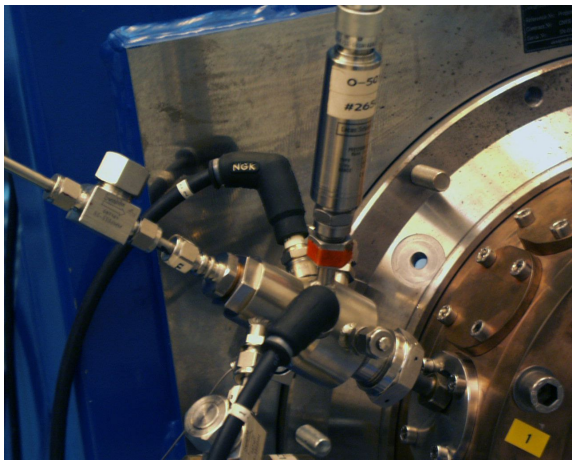


FIG. 2.3 – Module allumeur

sont identiques pour les 3 injecteurs. Le diamètre interne est de 0.8 mm et s'ouvre vers le diamètre de sortie de 1.2 mm avec un angle de 13°. L'épaisseur de la marche entre le liquide et le gaz est de 0.3 mm. Les anneaux de gaz externes ont des diamètres externes de 3.5, 4, et 5 mm respectivement. Nous avons constaté que ces

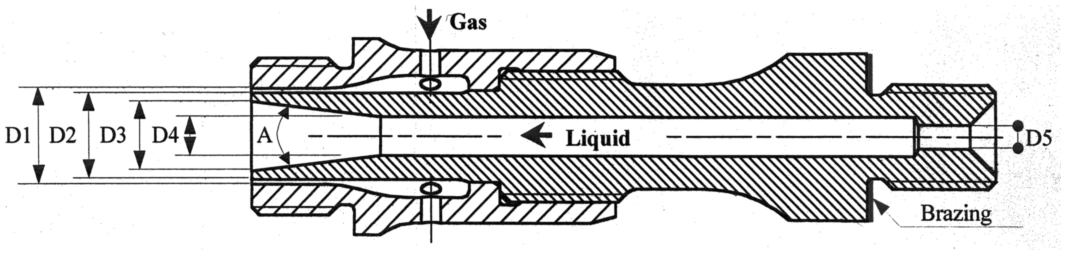


FIG. 2.4 – Injecteurs d'origine : dimensions voir tableau 2.1

	Liquide			Marche	Gaz		
	D5 = D4	D3	A	épaisseur	D2	D1	S_{Gaz}
Inj. n°1	0.8 mm	1.2 mm	13°	0.3 mm	1.8 mm	3.5 mm	7.08 mm^2
Inj. n°2	0.8 mm	1.2 mm	13°	0.3 mm	1.8 mm	4.0 mm	10.02 mm^2
Inj. n°3	0.8 mm	1.2 mm	13°	0.3 mm	1.8 mm	5.0 mm	17.09 mm^2

TAB. 2.1 – Dimensions des injecteurs d'origine de la CRC représentés figure 2.4

injecteurs d'origine atomisaient mal lorsqu'ils étaient alimentés en oxygène gazeux pur dans la section 4.1.2. Nous avons remédié à ce problème en fabriquant d'autres injecteurs dont les dimensions sont décrites dans la section 4.2.1.

Module cavité excitatrice

Le système d'excitation d'un moteur fusée par roue dentée a été inventé par Barrère entre 1963 et 1965. Il s'agissait en premier lieu de créer des oscillations

en volume dans un moteur à propergol solide pour déterminer la réponse à un couplage par la pression. La figure 2.5 à gauche représente la roue dentée. Elle est

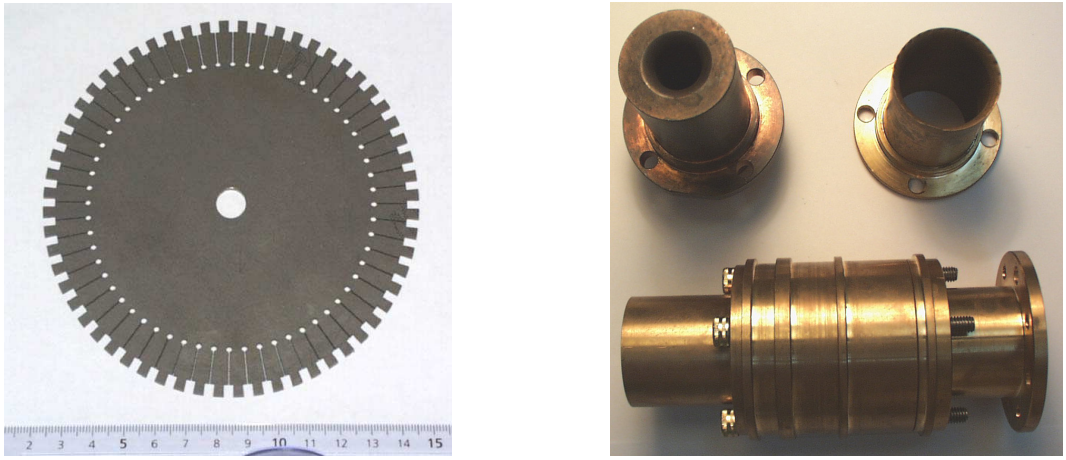


FIG. 2.5 – module roue dentée : à gauche, la roue dentée. A droite : cavité excitatrice d'origine et cavité excitatrice de longueur variable

composée de 60 dents de côté 3 mm. La roue dentée vient obturer périodiquement un orifice sonique pour exciter les modes acoustiques de la CRC par pulsation du débit. La roue est entraînée par un moteur "Brushless 6SM 37S-6000" alimenté par le module de commande "servostar 600" fabriqué par Kollmorgen. Ce système permet d'exciter les modes acoustiques de la CRC. Le montage est schématisé sur la figure 3.21 à gauche et une photo du montage réel est représentée sur la figure 3.6 à gauche.

La figure 2.5 à droite représente les cavités reliant la CRC à l'échappement latéral. En haut à gauche, la cavité excitatrice d'origine a un diamètre de 16 mm pour chaque diamètre d'échappement. A l'origine, trois cavités ont été fabriquées avec des échappements de diamètre 1.3, 1.8 et 2.5 mm.

En haut à droite et en bas, nous avons fabriqué un module d'excitation latérale dont la longueur effective peut changer de 82 mm à 173 mm. Les diamètres de l'échappement latéral de la cavité de longueur variable sont 2.5, 3.0, 4.0 et 5.0 mm. la plupart des essais sont réalisés avec l'échappement de diamètre 3.0 mm égal à la largeur d'une dent de la roue excitatrice. Les essais réalisés pour des diamètres d'échappement supérieurs ont été réalisés avec la roue du laboratoire EM2C de largeur de dent 5.8 mm. La sortie de la cavité excitatrice est conique avec un angle moitié de 45°, qui réduit le diamètre interne de 32 mm à 3.0 mm, diamètre du trou d'échappement. La longueur effective acoustique de la cavité n'est donc pas bien définie. Cependant, nous pouvons atteindre la position effective de la partie fermée de la cavité secondaire quelque part entre le début et le sommet de la section conique. Ceci est confirmé par les résultats expérimentaux de la section 3.4.2.

Module canon à poudre

Sur les bancs d'essais industriels, trois techniques de déstabilisation artificielle sont le plus souvent employées pour déclencher artificiellement ces perturbations ([73], [25], [26]) : la méthode des petites charges explosives, celle du canon à décharge pulsée et celle des jets de gaz dirigés. Une méthode bien connue pour atteindre une excitation acoustique non linéaire dans une cavité est d'utiliser de petites charges explosives, communément appelées "bombes". Elles sont composées de trois parties : la première partie est une charge explosive telle qu'une composition RDX. Le RDX (Cyclotrimethylenetrinitramine), connu également sous les noms de cyclonite ou hexogène, est un cristallin solide blanc, d'habitude utilisé dans des mélanges avec d'autres explosifs, des huiles, des cires. Il est très stable et considéré comme un des explosifs militaires les plus puissants. La deuxième partie est le détonateur qui est déclenché par la chaleur dégagée dans le moteur ou par un signal électrique externe. La troisième partie est un diaphragme qui isole la charge et le détonateur du reste du moteur et fixe un certain degré de confinement pour l'explosif.

Les bombes comme le canon à décharge pulsée utilisent de 3 à 100 grains de poudre de pistolet et permettent d'obtenir des excitations d'amplitude variant de 10% à 100% de la pression nominale du moteur. Cependant, les fournisseurs de matériels explosifs, tel que Davey-Bickford sont autorisés à vendre les détonateurs seulement à des acheteurs administrativement qualifiés. Nous nous sommes tournés

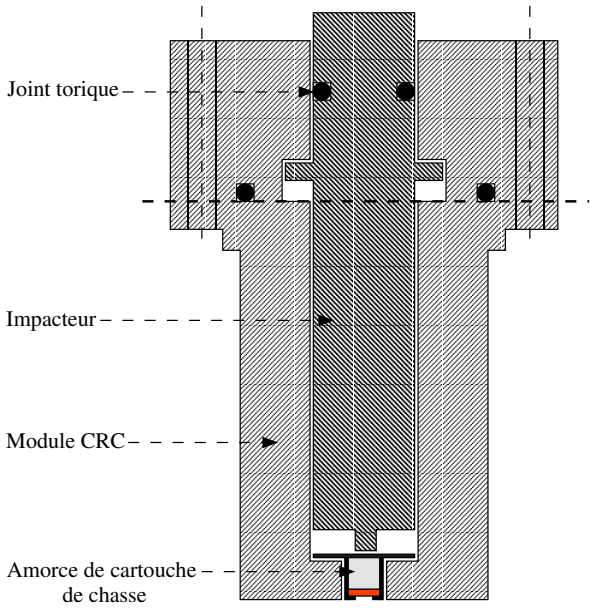


FIG. 2.6 – Représentation du canon à poudre à l'IRPHE

vers l'utilisation d'amorces de cartouche de chasse. Un module de percussion a été ajouté sur un des modules où l'amorce est logée tangentiellement à la courbure de la CRC. A l'aide d'une masse, l'impacteur vient déclencher l'amorce. Le module complet est schématisé sur la figure 2.6. La figure 2.7 montre l'arrivée d'un pulse de pression dégagé par une amorce placée sur le port 6. La numérotation des ports

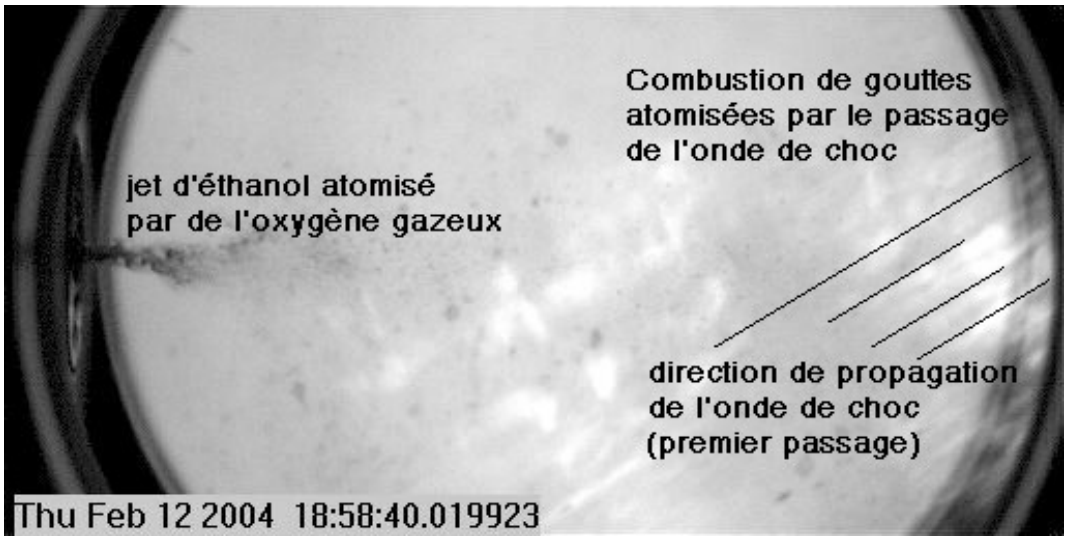


FIG. 2.7 – Direction des gaz dégagés par une amorce placée en haut à droite de l'image, hors du champ de vue

est la suivante : l'injecteur est le port 0 et il se situe à gauche lorsque l'on regarde la chambre ; les numéros augmentent dans le sens des aiguilles d'une montre, par exemple, le port 4 se situe en haut de la CRC. Les traces de plus grande intensité lumineuse résultent de la combustion de grosses gouttes qui sont atomisées par le passage de l'onde. Leur orientation indique la direction de propagation de l'onde. Sur cette image, l'onde n'a pas encore atteint le jet de combustible liquide, visible sur la gauche.

2.2 Alimentation en fluides

Le système d'alimentation de la chambre de combustion en comburant et en combustible a été soumis à plusieurs contraintes. Au-delà des paramètres de sécurité, il fallait de la précision et de la régularité en ce qui concerne les débits de fluides. Pour cela, nous devions notamment nous soucier de limiter les éventuelles résonances acoustiques dans le circuit d'alimentation. La CRC est alimentée par cinq lignes. La figure 2.8 et la figure 2.9 représentent respectivement un schéma synoptique de la ligne combustible (éthanol) et de la ligne comburant (oxygène) du système d'alimentation de l'injecteur de la CRC. La figure 2.10 montre un schéma synoptique de l'alimentation de l'allumeur. Le schéma de la figure 2.11 est celui de la purge.

2.2.1 Ligne éthanol

Descriptif de la ligne éthanol

La firme Kammer propose un choix de vannes aiguilles pour réguler les écoulements de liquide. Le débit est une fonction de la chute de pression à travers l'aiguille.

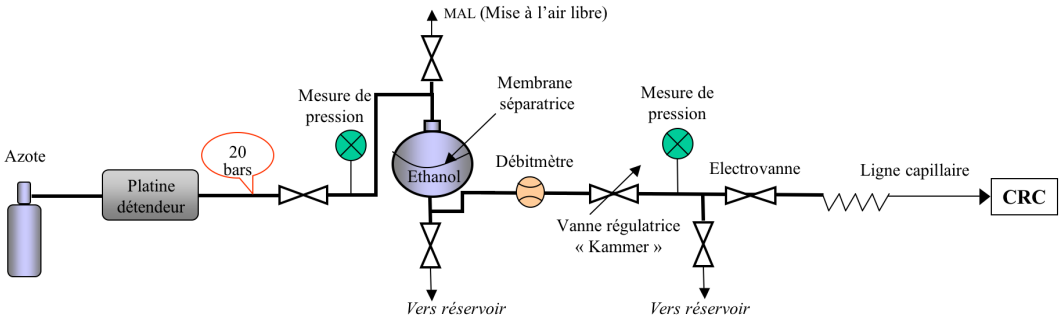


FIG. 2.8 – Schéma synoptique de la ligne éthanol

Le débit est donc sensible aux variations de pression de l'écoulement aval, mais si la pression dans l'écoulement amont est suffisamment élevée, la variation relative de chute de pression peut être réduite. La sortie de la vanne aiguille est conçue pour que l'énergie cinétique du fluide soit dissipée dans la turbulence et l'élévation de pression de l'écoulement aval est négligeable. Un tel système ne cavitera pas, même pour de fortes pressions amont. C'est la solution technique que nous avons choisie.

La ligne qui fournit l'éthanol liquide est la ligne la plus complexe dans l'infrastructure de la CRC. La figure 2.8 en haut à gauche représente un schéma synoptique de la ligne éthanol. Nous avons choisi un régulateur Kammer pour fournir un débit de masse constant de liquide dans l'injecteur. Le débit de liquide est contôlé par une vanne aiguille de type "Kammer" $80037/IP$. Le coefficient de charge de la vanne est K_{vs}=0.025 m^3/h pour $\Delta p = 1$ bar. Le débit est proportionnel à $\sqrt{\Delta p}$. Le débit maximum à travers la vanne est de 17 g/s pour une chute de pression $\Delta p = 10$ bars. Le débit de masse est mesuré par un débitmètre à effet Coriolis "Micro Motion Elite". La pleine échelle du débimètre est de 22 g/s. Le temps de réponse du débimètre est trop lent pour réguler activement le débit pendant un essai.

Le coeur de la ligne éthanol est un réservoir sphérique en acier contenant le liquide combustible. Le volume utile de la sphère est d'environ 500 cm^3. C'est largement suffisant pour permettre une dizaine d'essais de la CRC avec un débit de 1 g/s pendant 10 secondes. Une sphère chargée est donc suffisante pour au moins une journée d'essais. La sphère est pressurisée par du gaz azote. Le volume interne de la sphère est divisé en deux régions par une membrane séparatrice souple. Cette membrane assure que la pression du gaz est transmise au liquide, mais que le gaz n'est pas en contact avec l'éthanol et donc ne se dissoudra pas. La sphère peut résister jusqu'à des pressions de 500 bars. C'est une version spécialement modifiée d'une suspension hydro-élastique d'automobile. La pression primaire de la ligne est fournie par une bouteille de gaz azote comprimée à 200 bars. Une vanne d'arrêt manuel et une purge sont placées à l'entrée de la ligne d'alimentation. Un régulateur de pression, modèle Air Liquide "DHPS", fournit une pression entre 0 et 50 bars.

Un dispositif de 5 électrovannes (en plus de la vanne régulatrice Kammer) contrôle la pressurisation de la sphère et nourrit la CRC en éthanol. Du côté gaz de la sphère, une première électrovanne (normalement fermée) peut isoler la sphère de la ligne de pressurisation de l'azote. Une deuxième électrovanne (normalement

ouverte) fait passer de la ligne de pressurisation à l'atmosphère. Du côté liquide de la sphère, une première électrovanne (normalement fermée) peut être ouverte pour remplir la sphère avec de l'éthanol. La sphère est remplie par une petite pompe à partir d'un réservoir à la pression ambiante. Deux autres électrovannes contrôlent l'apport d'éthanol à la chambre de combustion et à un réservoir d'éthanol. Une électrovanne (normalement fermée) contrôle l'admission d'éthanol dans l'injecteur. L'autre électrovanne (normalement ouverte) fait revenir le liquide vers le réservoir d'éthanol. Utilisée en opposition avec l'électrovanne qui fournit la CRC, elle est utilisée pour aider à purger la ligne liquide.

Nous avons décidé d'utiliser un nouveau système pour découpler la ligne d'alimentation des oscillations acoustiques. La taille et le poids de la vanne de régulation "Kammer" ne permettent pas de la placer à moins de 1/4 de longueur d'onde acoustique de l'injection. Une ligne plus longue pourrait provoquer une résonance acoustique dans la ligne entre la vanne régulatrice et l'injecteur, ce qui doit être évité. Pour pallier cette difficulté, nous avons placé un long capillaire entre la vanne et l'injecteur. La longueur de 18 m et le diamètre de la ligne de 2 mm ont été choisis pour que toutes les perturbations acoustiques, entrant dans la ligne à partir de l'injecteur, soient fortement atténuées avant d'être réfléchies par la vanne de régulation. Cela prévient la possibilité d'une résonance acoustique dans la ligne. Le calcul est détaillé dans la section suivante.

Pertes de pression dans le circuit d'alimentation

Les pertes de pression dans un tube sont fonction du débit, du nombre de Reynolds de l'écoulement, et de la rugosité des parois du tube, voir par exemple White [74] p345 :

$$\Delta p = f\frac{L}{D}\frac{1}{2}\rho U^2 \equiv f\frac{8L}{\pi^2\rho D^5}\dot{m}^2 \tag{2.1}$$

où L et D sont respectivement la longueur et le diamètre du tube, ρ est la densité du fluide, U est la vitesse, $\dot{m}$ est le débit de masse, et f est un facteur de frottement sans dimension qui est fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité de la paroi. Pour un écoulement laminaire, le facteur de frottement est simplement donné par White [74] p342 :

$$f = \frac{64}{Re_D} \quad \text{pour} \quad Re_D < 2000 \tag{2.2}$$

où $Re_D = UD/\nu$ est le nombre de Reynolds de l'écoulement. Il n'est pas possible de donner une expression universelle exacte de f dans un écoulement turbulent ; cependant la formule suivante a été trouvée comme une bonne approximation par White [74] p348 :

$$\frac{1}{f^{1/2}} \approx -1.8log\left[\frac{6.9}{Re_D} + \left(\frac{\epsilon/D}{3.7}\right)^{1.11}\right] \quad \text{pour} \quad Re_D > 4000 \tag{2.3}$$

où ϵ est la rugosité de la paroi de la ligne. 2.1 et 2.2 ou 2.3 sont utilisées pour dimensionner les lignes qui alimentent la chambre de combustion. Il faut que les pertes de pression dans les lignes soient négligeables par rapport à la pression de

fonctionnement (< 1%). Dans la ligne liquide, les pertes doivent supprimer les ondes acoustiques.

Dimensions du capillaire

Nous avons déterminé les dimensions du capillaire pour obtenir un facteur d'atténuation de l'amplitude des ondes acoustiques égal à 20. La chute de pression statique doit rester inférieure à quelques bars pour les débits d'éthanol utilisés. Nous avons dimensionné le capillaire en utilisant les valeurs du tableau 2.2. Le taux

$\dot{m}_{Eth.}$	=	1	g/s	Débit de masse d'éthanol
$\rho_{Eth.}$	=	790	kg/m^3	Masse volumique de l'éthanol
$\nu_{Eth.}$	=	$1.47 * 10^{-6}$	m^2/s	Viscosité cinématique de l'éthanol
$D_{cap.}$	=	$2 * 10^{-3}$	m	Diamètre intérieur du capillaire
$D_{th.}$	=	$8.7 * 10^{-8}$	m^2/s	Diffusivité thermique de l'éthanol
c	=	1145	m/s	Vitesse du son dans l'éthanol

TAB. 2.2 – Table de données relatives à la ligne éthanol

d'amortissement acoustique d'un résonateur cylindrique est donné par [75] :

$$\sigma = \frac{1}{\tau} = \frac{\dot{E}}{E} = \frac{\sqrt{8\omega}}{D_{cap.}} \left(\sqrt{D_{th.}}(\gamma - 1) + \sqrt{\nu_{Eth.}} \right) \tag{2.4}$$

Or pour l'éthanol, $D_{th} \ll \nu$, donc le taux d'amortissement prend la forme :

$$\sigma = \frac{1}{\tau} \approx \frac{\sqrt{8\omega\nu_{Eth.}}}{D_{cap.}} \tag{2.5}$$

La majeure partie des pertes par diffusion aux parois est due aux pertes visqueuses pour l'éthanol liquide. La longueur caractéristique correspondante est :

$$L_0 = c\tau = \frac{c\, D_{cap.}}{\sqrt{8\omega\nu_{Eth.}}} \tag{2.6}$$

Pour ω =2 kHz (à chaud), on obtient L_0 =6 m. Pour obtenir une atténuation d'au moins un facteur 10, il faut $e^{-L/L_0} \leq 0.1$, ce qui donne $L \geq 2.3L_0$ soit $L \geq 13.7$ m. Nous avons pris une longueur de 18 m, ce qui implique une atténuation d'un facteur ≈20.

Nous avons calculé la chute de pression statique obtenue pour les dimensions du capillaire. Le nombre de Reynolds de l'écoulement, Re, vaut 1097, donc l'écoulement est laminaire. L'équation 2.1 prend la forme :

$$\Delta p = 128 \frac{\nu_{Eth.} L}{\pi D_{cap.}^4} \dot{m}_{Eth.} \tag{2.7}$$

et la chute de pression est de : $\Delta p = 0.037$ bar par mètre de capillaire par gramme par seconde d'éthanol. Pour un débit $\dot{m}_{Eth.}$ de 1 g/s, nous avons obtenu $\Delta p =$ 0.037 bar par mètre, donc pour une longueur de 18 m, la perte de charge est $\Delta p =$ 0.67 bar, ce qui n'est pas négligeable, mais facile à compenser. Par ailleurs, la chute de pression dans le capillaire sera utilisée pour piloter l'électrovanne de contrôle du débit liquide afin d'assurer un débit constant pendant un essai.

2.2.2 Ligne comburant

Descriptif de la ligne comburant

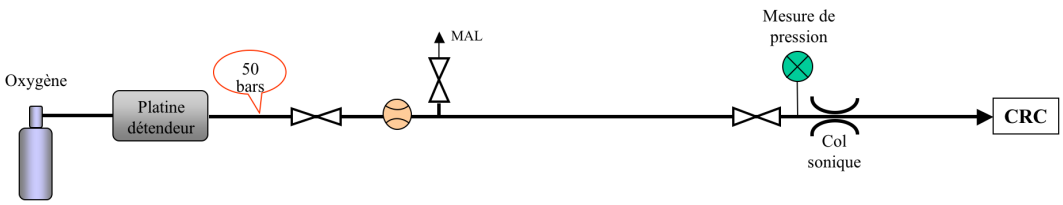


FIG. 2.9 – Schéma synoptique de la ligne oxygène

La figure 2.9 en bas à gauche représente un schéma synoptique de la ligne comburant. Les premiers essais ont été effectués avec un mélange d'azote-oxygène contenant 40% d'oxygène. Nous n'avons pas réussi à allumer le mélange ou nous avons obtenu au mieux une flamme décrochée de l'injecteur. Nous avons donc opté pour de l'oxygène gazeux pur comme comburant. Une vanne d'arrêt manuel et une purge sont placées à l'entrée de cette ligne d'alimentation. Un régulateur de pression Air Liquide modèle "DO83/LL38" peut fournir une pression régulée précise entre 14 et 70 bars à débit maximum de 60 g/s. Ce débit est très supérieur au 10 g/s prévu comme régime nominal de fonctionnement de la chambre. La ligne d'alimentation d'oxygène est protégée par une soupape de sécurité tarée à 58 bars et par une électrovanne qui est normalement fermée. Le débit d'oxygène est mesuré par un débimètre massique 5863S modèle Brooks. La pleine échelle de calibration du débitmètre est de 10 g/s d'air. La différence dans les facteurs de calibration entre l'azote et l'oxygène est très petite et peut être négligée. Le débimètre sera enregistré durant les opérations sur la CRC ; cependant, le temps de réponse est relativement lent, de l'ordre d'une seconde, et le débimètre sera utilisé pour calibrer l'orifice sonique, et pour valider que le débit correct a été atteint durant un essai.

Un orifice sonique est placé immmédiatement en amont de l'injecteur. La pression statique et la température des gaz arrivants sont mesurées par un capteur de pression "Wika" (60 bars en pleine échelle) et un thermocouple. Cette information sera utilisée pour contrôler le débit de masse instantanée vers l'injecteur, voir équation 2.8.

Ecoulement à travers un orifice sonique

Quand le rapport des pressions absolues à travers un orifice dépasse une valeur d'environ 1.9, la vitesse de l'écoulement dans le voisinage de la section devient sonique, et le débit à travers l'orifice dépend seulement de la densité du gaz et de la température, sans influence des fluctuations de pression de l'écoulement aval. Dans ces conditions, le débit de masse, Q à travers l'orifice est donné par[76] :

$$\dot{m}_{Gaz} = k\frac{pS_{Gaz}}{\sqrt{T}} \quad \text{avec} \quad k = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}\sqrt{\frac{\gamma\mathcal{M}}{\mathcal{R}}} \tag{2.8}$$

où p est la pression absolue en amont de l'orifice, S_{Gaz} la section de l'orifice et T la température absolue en amont de l'orifice. k est une constante qui dépend uniquement de la nature du gaz, γ le rapport des chaleurs spécifiques, $\mathcal{M}$ la masse d'une mole du mélange gazeux et $\mathcal{R}$ la constante universelle des gaz parfaits. Nous utilisons des orifices soniques pour réguler et connaître le débit des gaz qui alimentent la chambre.

L'orifice sonique est interchangeable. Typiquement, le diamètre de l'orifice est de 1.06 mm. Cela permet un débit de 10 g/s pour une pression amont de 50 bars. En utilisant le même orifice, en réduisant la pression amont à 25 bars, le débit peut être réduit à 5 g/s. De plus petits débits peuvent être obtenus avec des orifices plus petits, si nécessaire. L'orifice sonique impose un débit de masse constant dans l'injecteur, sans influence des fluctuations de pression dans la chambre. La distance entre l'orifice sonique et la sortie de l'injecteur est très petite, environ 6 cm. C'est suffisamment petit pour assurer qu'il n'y aura pas de résonance acoustique dans la ligne entre le régulateur sonique et l'injecteur. L'admission d'oxygène dans l'injecteur est contrôlée par une électrovanne rapide <100 ms, sous le contrôle d'un ordinateur. Cette électrovanne est normalement fermée. Une troisième électrovanne normalement ouverte est fournie pour réduire la pression dans la ligne à la pression du laboratoire quand la CRC n'est pas en essai.

2.2.3 Lignes allumeur et purge

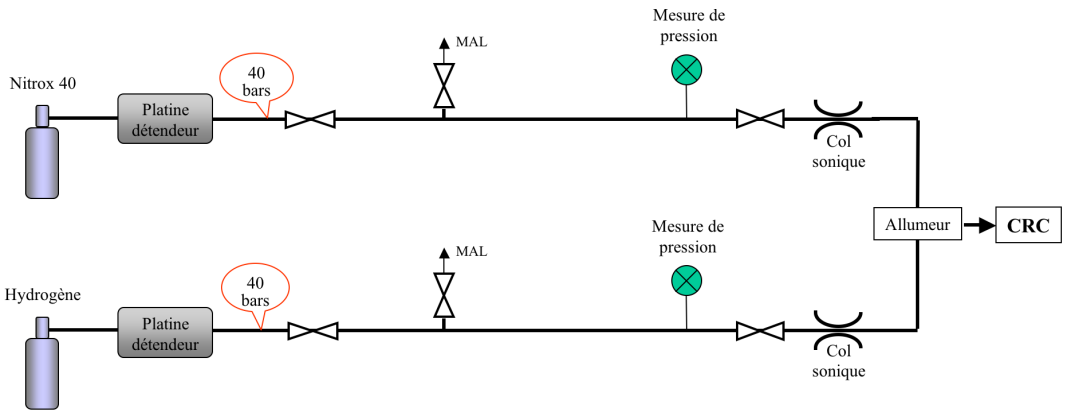


FIG. 2.10 – Schéma synoptique de la ligne combustible et de la ligne comburant qui alimentent l'allumeur

Le mélange éthanol-comburant en sortie de l'injecteur est allumé par les gaz brûlés sortant de l'allumeur. La figure 2.10 représente un schéma synoptique des lignes d'alimentation de l'allumeur. Le combustible est de l'hydrogène gazeux, le comburant est un mélange gazeux d'azote-oxygène comprenant 40 % d'oxygène. L'utilisation de cols soniques permet de réguler les débits en fonction de la pression amont choisie sur le détendeur. Nous utilisons un mélange riche, Φ=1.6 (avec un débit d'hydrogène de $\dot{m}_{H_2}$=0.083 g/s et un débit du mélange d'azote-oxygène $\dot{m}_{N40}$=0.967 g/s, pour faciliter l'allumage. L'hydrogène chaud brûle dans la chambre avec l'oxygène pur sortant de l' injecteur. La figure 2.11 montre un schéma synop-

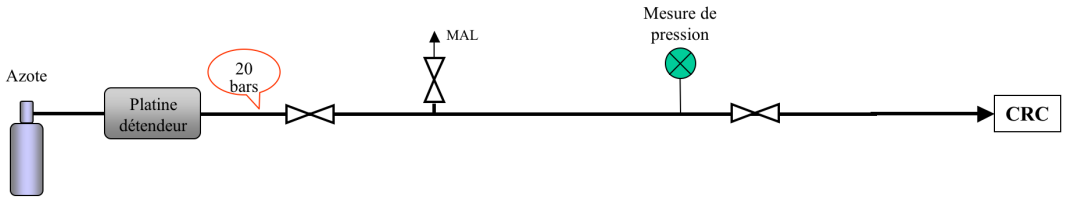


FIG. 2.11 – Schéma synoptique de la ligne purge

tique de la ligne purge de la CRC. La purge injecte dans la chambre de l'azote pour éteindre rapidement la flamme à la fin de chaque séquence.

2.3 Système d'acquisition de données, contrôles et mesures

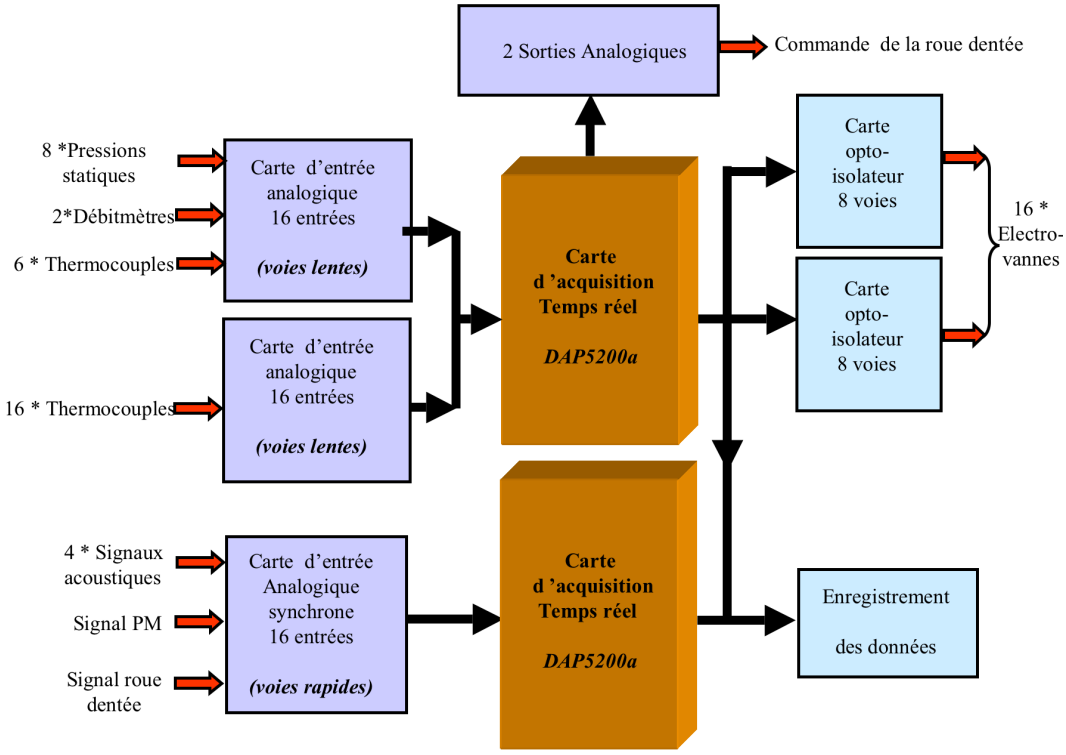


FIG. 2.12 – Flux de données à travers les cartes d'acquisitions

La figure 2.12 représente les flux à travers les cartes d'acquisitions. Ce système est quasiment identique au système d'acquisition de données du DLR (Lampoldshausen). Il est bâti autour de deux cartes d'acquisition "Microstar" DAP5200a 800 kHz 14 bit. Chaque carte possède un microprocesseur embarqué et 32 Mo de mémoire locale. Ces processeurs sont équipés d'un rack contenant deux multiplexeurs de 16 voies d'entrée analogiques asynchrones, un troisième multiplexeur de 16 voies

d'entrée analogiques synchrones, une interface de sortie analogique, une interface de 16 voies de sortie TTL et deux interfaces de 8 sorties digitales équipées de 50 Volt opto-isolateurs.

Un processeur d'acquisition DAP est utilisé avec l'interface d'entrée synchrone pour l'échantillonnage rapide du signal du PM, des signaux de pression acoustique et, si nécessaire d'un signal de référence du système d'excitation.

L'autre carte DAP d'acquisition est utilisée avec les deux multiplexeurs d'entrée asynchrone pour l'échantillonnage lent des voies de pression statique et de température. Les sorties opto-isolateur sont utilisés pour contrôler les électro-vannes et le générateur d'étincelles.

Les deux cartes d'acquisition DAP sont installées sur le même PC et le système est contrôlé par le logiciel temps réel "HP Vee". La plupart des programmes "HP Vee" ont été développés par Olivier Ravel lors de son post-doctorat à l'IRPHE.

2.3.1 Voies lentes

Les voies "lentes" regroupent les mesures de température, de débit et de pression moyenne dans la CRC et ses infrastructures. Les données recueillies sont testées au cours des essais, pour vérifier le bon déroulement de la séquence et assurer la sécurité. Le programme "HP Vee" contrôle certaines valeurs de température et de pression pour arrêter ou poursuivre la séquence. Les thermocouples relèvent la température sur la paroi et balisent la durée maximale d'un essai. Pour que l'on puisse enchaîner les tirs à chaud, la durée de la séquence est inférieure à 10 secondes. La figure 2.13 montre un enregistrement des principales voies lentes, correspondant

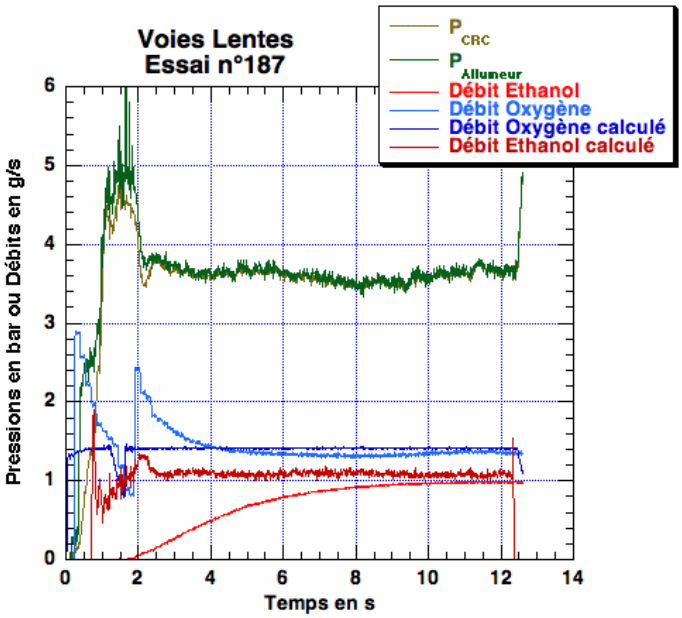


Fig. 2.13 – Pressions en bar et débits en g/s des principales voies lentes

aux mesures de pression et de débits exploitées au cours des essais dans la CRC.

La fréquence d'échantillonnage pour les voies lentes est de 160 Hz. Les deux courbes vertes sont des mesures de pression moyenne. La pression dans la chambre, P_{CRC}, est relevée à partir d'un des modules de la chambre. La pression dans l'allumeur, $P_{Allumeur}$, est identique à la pression de la CRC, excepté pendant l'allumage où la pression dans l'allumeur est en général légèrement supérieure (1 s<t<2 s). Les deux courbes bleues correspondent au débit d'oxygène injecté. La mesure réalisée à partir du débitmètre est confirmée par la valeur calculée à partir de la pression amont d'oxygène et l'équation 2.8. Les deux courbes rouges correspondent au débit d'éthanol injecté. La valeur du débit d'éthanol mesurée directement n'est correcte qu'à partir de 10 secondes. Elle tend vers la valeur du débit éthanol calculée à partir de la chute de pression dans la ligne capillaire.

2.3.2 Voies rapides

Les voies rapides permettent de réaliser des diagnostics des oscillations haute-fréquence dans la chambre de combustion. Le nombre de leurs voies est limité pour pouvoir observer des phénomènes au-delà de 10 kHz. Typiquement, nous travaillons avec un total de sept voies avec une carte d'acquisition de temps d'échantillonnage égal à 3μs. Nous pouvons donc observer les fréquences jusqu'à ≈23800 Hz.

Capteurs dynamiques de pression

Nous avons utilisé des capteurs de pression Kistler modèle 6125A dont la pleine échelle est 200 bars et la bande passante est supérieure à 50 kHz. Les capteurs de pression Kistler transforment les oscillations de pression en charge électrique. Les capteurs utilisés ont une sensibilité d'environ 16 pC par bar. Un amplificateur de charge filtre les signaux et coupe les fréquences au-delà de 30 kHz. La pleine échelle de l'amplificateur est choisie de sorte que le signal soit converti en un voltage compris entre ±5 Volts avant son entrée dans la carte d'acquisition DAP.

Photo-multiplicateur

La plupart des diagnostics concernant les oscillations ont été réalisées avec les capteurs de pression dynamique. Nous avons également utilisé pour quelques essais à chaud un photo-multiplicateur, PM, qui permet d'étudier les fluctuations de l'émission lumineuse de la flamme. Dans cette section, nous avons testé la bande passante du PM et la chaîne d'amplification associée à l'aide d'un source connue, un laser pulsé à vapeur de cuivre. La figure 2.14 représente le signal obtenu par le PM lorsque le laser pulse à une fréquence égale à 10 kHz. La durée de l'impulsion lumineuse est de l'ordre de 50 ns. Un pulse du laser correspond à un pic négatif du signal. Nous pouvons remarquer que la valeur obtenue à chaque pulse n'est pas la même. Le temps de réponse du système photo-multiplicatuer+électronique d'amplification ($\tau \approx 10\,\mu s$) est plus court que le temps d'échantillonnage ($\tau_{ech.} \approx 18\,\mu s$). Le glissement de la valeur maximale prise à chaque période en est une caractéristique. Le PM nous permet donc d'observer les oscillations haute-fréquence d'intensité lumineuse.

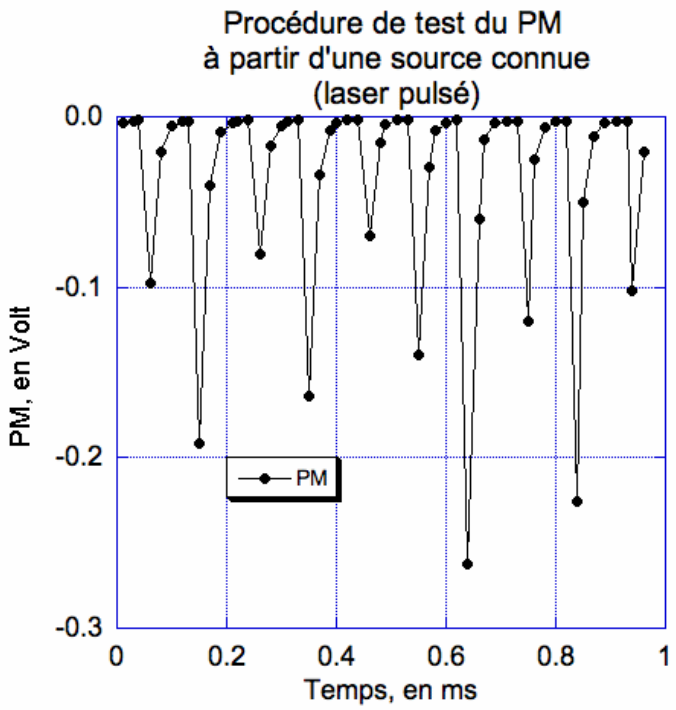


FIG. 2.14 – Validation du PM à partir du laser pulsé haute-fréquence

Analyse spectrale

Les signaux recueillis sur la carte d'acquisition des voies rapides à partir des capteurs dynamiques de pression et du PM sont analysés par un programme MATLAB. Le spectrogramme de chaque voie acoustique est calculé par transformée de Fourier glissant sur un court intervalle de temps (ou transformée de Gabor). La durée de cet intervalle de temps est calculé à partir de la résolution en fréquence choisie.

Chaque échantillon temporel est pondéré par une fenêtre de Hanning. Les coefficients de Hanning, w, sont obtenus à partir de l'équation 2.9 d'après [77] :

$$w[k+1] = 0.5\left(1 - cos\left(2\pi\frac{k}{n-1}\right)\right) \quad \text{avec} \quad k = 0, ..., n-1 \tag{2.9}$$

où n est un entier positif.

Nous pouvons représenter l'amplitude du spectrogramme avec une échelle linéaire ou logarithmique.

2.4 Conclusions

La chambre de recherche commune, CRC, est conçue pour fonctionner avec des fluides de substitution à l'IRPHE et avec des fluides cryotechniques au DLR. La chambre comporte de nombreux modules de mesure qui permettent de connaître les principales grandeurs physiques de la CRC. Le processus de combustion peut

être déstabilisé de manière périodique à l'aide du module roue dentée ou de manière unique à l'aide du module canon à poudre. L'injection des fluides d'alimentation se fait dans la direction radiale de la chambre cylindrique par un injecteur coaxial.

A l'IRPHE, le débit de la ligne liquide est régulé par une vanne Kammer. Le découplage de la ligne est assuré par les pertes diffusives à la paroi dans un long capillaire qui sert de puits acoustique. Le débit de gaz est régulé par un col sonique qui assure également le découplage avec les oscillations acoustiques de la CRC.

Le système d'acquisition assure l'analyse des données et garantit la sécurité autour de la CRC. Les cartes d'acquisition peuvent être distinguées en fonction de leur fréquence d'échantillonnage. Les voies lentes permettent de créer des alarmes au cours de la séquence et de connaître les conditions dans la chambre et ses infrastructures. Les voies rapides permettent également de créer des alarmes mais aussi d'observer les oscillations haute-fréquence dans la CRC. L'analyse des voies rapides est réalisée à partir de spectrogrammes.

Chapitre 3

Acoustique de la CRC

Ce chapitre traite de l'acoustique de la chambre de recherche commune à froid. Nous donnons l'amplitude, l'amortissement et la fréquence des modes de la CRC. La première partie présente une description des premiers modes cylindriques. Les autres parties traitent le cas de cavités couplées. La deuxième partie de ce chapitre est une analyse 1D du couplage de deux cavités. La troisième partie précise la structure des modes de la CRC lorsqu'elle est munie de sa cavité excitatrice à l'aide de simulations numériques 2D. La quatrième partie montre une optimisation de l'excitation avec la roue dentée. L'analyse des signaux recueillis est détaillée pour une géométrie complexe de la CRC à l'aide des simulations numériques.

3.1 Modes cylindriques

3.1.1 Fréquence et structure

Rappel théorique

La chambre de recherche commune est en forme de cylindre aplati, de 20 cm de diamètre et de 4.2 cm de hauteur. Les modes acoustiques fondamentaux de la chambre peuvent être décomposés en un mode acoustique longitudinal mono-dimensionnel, dont l'axe est parallèle à l'axe du cylindre, et un mode transversal bi-dimensionnel, situé dans un plan perpendiculaire à cet axe.

Les modes longitudinaux ont des gradients de vitesse et de pression le long de l'axe du cylindre. Nous désignerons par l'entier q, le mode longitudinal ayant q noeuds de pression le long de cet axe. La fréquence des modes longitudinaux est donnée par :

$$f_q = q\frac{c}{2H} \tag{3.1}$$

où c est la vitesse du son et H, la hauteur du cylindre.

Les modes transverses ont des gradients de vitesse et de pression dans le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre. Nous désignerons par (m, n), les modes transverses ayant m noeuds de pression dans la direction tangentielle et (n-1) noeuds de pression dans la direction radiale. La fréquence des modes transverses est donnée

par :

$$f_{m,n} = \gamma_{m,n} \frac{c}{\pi D} \tag{3.2}$$

où D est le diamètre du cylindre et $\gamma_{m,n}$, le n^{ième} extremum de la fonction de Bessel d'ordre m. La résolution des modes acoustiques d'un cylindre est donnée dans l'annexe A.

Les modes tridimensionnels de la chambre cylindrique sont obtenus en combinant les modes longitudinaux et transverses :

$$f_{q,m,n} = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{q}{H} \right)^2 + \left(2 \frac{\gamma_{m,n}}{\pi D} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{3.3}$$

Les 18 premiers modes acoustiques de la CRC sont indiqués sur le tableau 3.1.

q	$\gamma_{m,n}$	Fréquences	Modes
$q = 0$	$\gamma_{1,1} = 1.8412$	$f_{0,1,1} = 1020\,\text{Hz}$	1T
$q = 0$	$\gamma_{2,1} = 3.0542$	$f_{0,2,1} = 1692\,\text{Hz}$	2T
$q = 0$	$\gamma_{0,2} = 3.8317$	$f_{0,0,2} = 2122\,\text{Hz}$	1R
$q = 0$	$\gamma_{3,1} = 4.2012$	$f_{0,3,1} = 2327\,\text{Hz}$	3T
$q = 0$	$\gamma_{4,1} = 5.3176$	$f_{0,4,1} = 2945\,\text{Hz}$	4T
$q = 0$	$\gamma_{1,2} = 5.3314$	$f_{0,1,2} = 2953\,\text{Hz}$	1R1T
$q = 0$	$\gamma_{5,1} = 6.4156$	$f_{0,5,1} = 3553\,\text{Hz}$	5T
$q = 0$	$\gamma_{2,2} = 6.7061$	$f_{0,2,2} = 3714\,\text{Hz}$	1R2T
$q = 0$	$\gamma_{0,3} = 7.0156$	$f_{0,0,3} = 3886\,\text{Hz}$	2R
$q = 1$	$\gamma_{0,0} = 0.0000$	$f_{1,0,0} = 4143\,\text{Hz}$	1L
$q = 0$	$\gamma_{6,1} = 7.5013$	$f_{0,5,1} = 4155\,\text{Hz}$	6T
$q = 1$	$\gamma_{1,1} = 1.8412$	$f_{1,1,1} = 4267\,\text{Hz}$	1L1T
$q = 0$	$\gamma_{3,2} = 8.0152$	$f_{0,3,2} = 4439\,\text{Hz}$	1R3T
$q = 1$	$\gamma_{2,1} = 3.0542$	$f_{1,2,1} = 4475\,\text{Hz}$	1L2T
$q = 1$	$\gamma_{0,2} = 3.8317$	$f_{1,0,2} = 4655\,\text{Hz}$	1L1R
$q = 0$	$\gamma_{1,3} = 8.5363$	$f_{0,1,3} = 4728\,\text{Hz}$	2R1T
$q = 0$	$\gamma_{7,1} = 8.5778$	$f_{0,7,1} = 4751\,\text{Hz}$	7T
$q = 1$	$\gamma_{3,1} = 4.2012$	$f_{1,3,1} = 4752\,\text{Hz}$	1L3T

Tab. 3.1 – Les modes de la CRC de fréquence inférieure à 5000 Hz dans l'air à température ambiante.

Nous notons T pour tangentiel, R pour radial et L pour longitudinal ; par exemple, le mode 1R2T est le mode premier radial second tangentiel combiné. Une propriété remarquable des fréquences obtenues est que les fréquences des modes cylindriques ne sont pas un multiple entier de la fréquence fondamentale, contrairement au cas des modes longitudinaux. La hauteur de la chambre de combustion, 4.2 cm, est telle que le premier mode longitudinal, et aussi les modes longitudinaux combinés sont à de plus hautes fréquences que les premiers modes transverses.

Validation de l'outil de simulation

Le code de calcul AVBP et l'outil de visualisation sont présentés en annexe C. Ce programme de visualisation est combiné à des simulations numériques pour sé-

Modes	Fréquence théorique	Fréquence simulée	Erreur
1T	1020 Hz	1020 Hz	0.0%
2T	1692 Hz	1690 Hz	0.1%
1R	2122 Hz	2120 Hz	0.1%
3T	2327 Hz	2323 Hz	0.2%
4T	2945 Hz	2943 Hz	0.1%
1R1T	2953 Hz	2950 Hz	0.1%
5T	3553 Hz	3550 Hz	0.1%
1R2T	3714 Hz	3710 Hz	0.1%
2R	3886 Hz	3880 Hz	0.2%
6T	4155 Hz	4150 Hz	0.1%
1R3T	4439 Hz	4434 Hz	0.1%
2R1T	4728 Hz	4720 Hz	0.2%

Tab. 3.2 – Validation de l'outil de simulation

parer et visualiser les modes acoustiques d'une géométrie complexe. La résolution analytique du cas du disque nous permet de comparer les modes obtenus avec les simulations numériques. L'amortissement visqueux des modes acoustiques sur une paroi affecte la fréquence de résonance des modes acoustiques d'après la section 3.1.2. Dans nos simulations, nous imposons à la composante normale de la vitesse à la paroi d'être nulle, mais nous laissons libre la composante tangentielle de la vitesse (conditions"SLIP") afin d'éliminer l'amortissement des modes. Nous pouvons donc comparer les fréquences théoriques obtenues par le calcul et les fréquences obtenues avec les simulations numériques sur le tableau 3.2. La vitesse du son est fixée à 348 m/s. Les fréquences théoriques et les fréquences obtenues par les simulations s'accordent de manière excellente, l'erreur est inférieure à 0.2%. Les 12 premiers modes acoustiques du disque sont représentés sur la figure 3.1. Les ventres de pression sont représentés par les couleurs rouge et bleu. Les noeuds de pression sont représentés par la couleur verte.

3.1.2 Amortissement des modes

La chambre cylindrique est un espace fermé. Clanet [78] compare les ordres de grandeur entre le temps d'amortissement dû aux pertes visqueuses internes au fluide, $\tau_{int.}$, et le temps d'amortissement dû aux pertes visqueuses à la paroi, τ_{parois} pour un tube de dimension comparable à la CRC. Il montre que $\tau_{int.}/\tau_{parois} = 1000$, c'est-à-dire que le processus de dissipation lié aux couches limites est beaucoup plus efficace que celui lié aux processus internes.

Pertes aux parois

L'amortissement des modes σ est dû aux pertes par dissipation thermique et aux pertes par frottement visqueux à la paroi. Les calculs sont menés en annexe A.3 ; nous obtenons le taux d'amortissement dû aux pertes thermiques, $\sigma_{D_{th.}}$, le taux

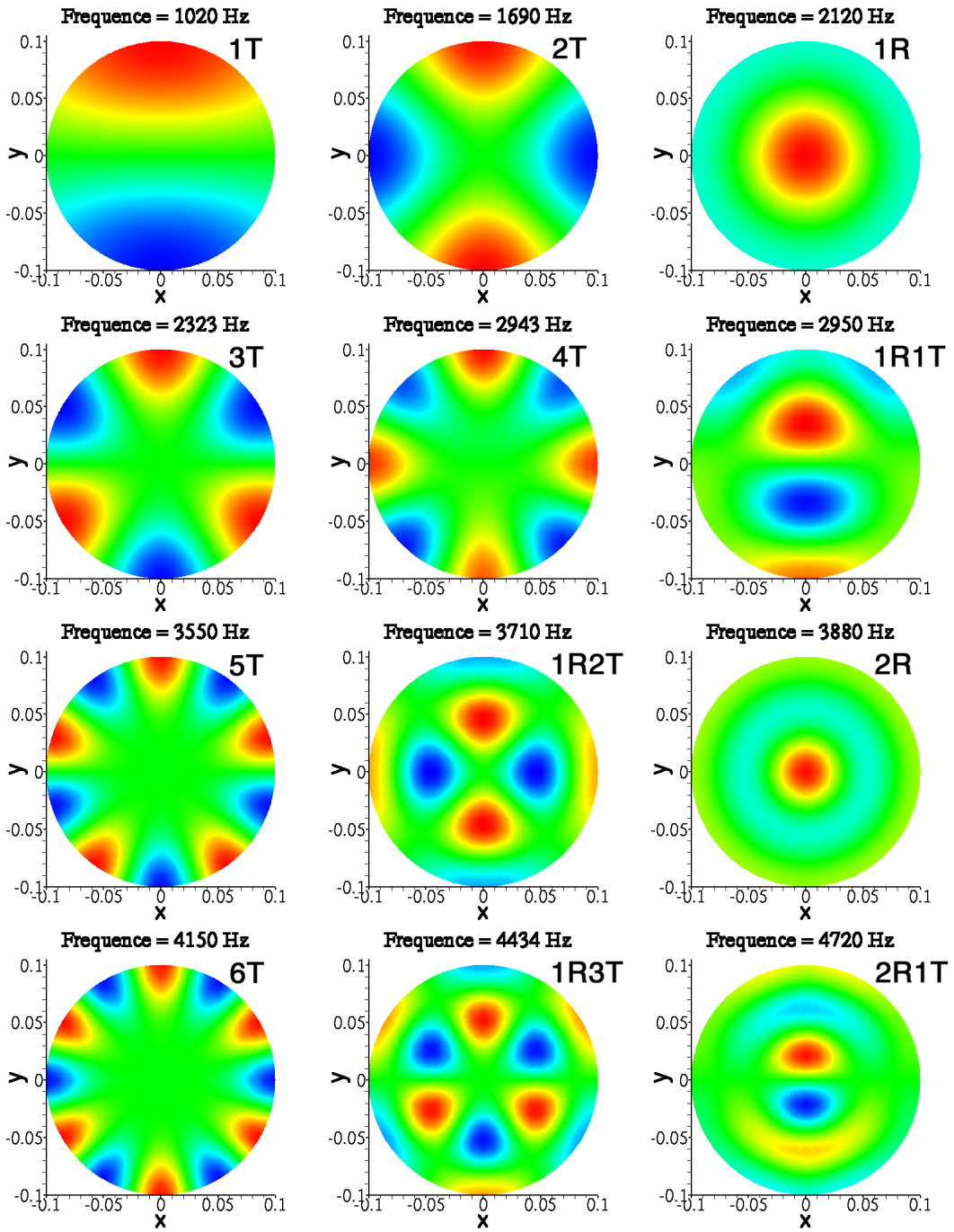


FIG. 3.1 – Les 12 premiers modes transverses de la CRC

d'amortissement dû aux pertes par frottement visqueux, σ_ν :

$$\sigma_{D_{th}} = \frac{\gamma-1}{\sqrt{\gamma}}\sqrt{2\omega D_{th.}}\left[\frac{1}{H}+\frac{1}{D}\frac{\gamma_{m,n}^2\,J_m^2(\gamma_{m,n})}{\int_0^{\gamma_{m,n}}\alpha J_m^2\,d\alpha}\right] \tag{3.4}$$

$$\sigma_\nu = \sqrt{2\omega\nu}\left[\frac{1}{H}+\frac{1}{D}\frac{m^2\,J_m^2(\gamma_{m,n})}{\int_0^{\gamma_{m,n}}\alpha J_m^2\,d\alpha}\right] \tag{3.5}$$

$$\sigma = \sigma_{D_{th}}+\sigma_\nu \tag{3.6}$$

γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz, ω est la pulsation du mode, $D_{th.}$ et ν_{Gaz} sont respectivement le coefficient de diffusion thermique et la viscosité cinématique du gaz. H et D sont respectivement la hauteur et le diamètre de la chambre cylindrique. $\gamma_{m,n}$ est le n^{ième} extrêmum de la fonction de Bessel de premiere espèce d'ordre m, J_m.

Nous évaluons l'amortissement des modes aux parois dans de l'air à T=26.5°c. La vitesse du son est égale à 348 m/s. Le tableau 3.3 donne l'amortissement obtenu par l'équation ci-dessus pour les cinq premiers modes cylindriques. La valeur

Modes	Fréquence	$\sigma_{D_{th.}}$	σ_ν	σ	τ
1T	1020 Hz	5.67 s^{-1}	11.44 s^{-1}	17.11 s^{-1}	58.4 ms
2T	1692 Hz	8.59 s^{-1}	16.65 s^{-1}	25.24 s^{-1}	39.6 ms
1R	2122 Hz	8.77 s^{-1}	15.06 s^{-1}	23.83 s^{-1}	42.0 ms
3T	2327 Hz	9.66 s^{-1}	19.73 s^{-1}	29.39 s^{-1}	34.0 ms
4T	2945 Hz	11.20 s^{-1}	23.15 s^{-1}	34.35 s^{-1}	29.1 ms

Tab. 3.3 – Amortissement aux parois des 5 premiers modes cylindriques de la chambre

de l'amortissement par frottement visqueux est approximativement deux fois plus grande que celle de l'amortissement par dissipation thermique.

Modèle de l'oscillateur harmonique amorti

Si nous supposons que la dissipation d'énergie de la chambre est linéaire, alors l'équation de mouvement pour la pression acoustique, $p(t)$ sera celle d'un oscillateur harmonique amorti :

$$\frac{\mathrm{d}^2p}{\mathrm{d}t^2}+\frac{2}{\tau}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}+\Omega_0^2p=0, \tag{3.7}$$

où τ est le temps caractéristique d'amortissement et Ω_0 est la fréquence de résonance non-amortie du système. La solution de cette équation (réponse impulsionnelle de la chambre) est donc :

$$\begin{aligned} p(t) &= p_0\,\Gamma e^{-\Gamma t}\left(e^{\mathrm{i}\omega_0 t}+e^{-\mathrm{i}\omega_0 t}\right) \qquad t>0 \\ \Gamma &= \frac{1}{\tau} \\ \omega_0^2 &= \Omega_0^2-\Gamma^2, \end{aligned} \tag{3.8}$$

où nous avons arbitrairement supposé que $\mathrm{d}p/\mathrm{d}t = 0$ à $t = 0$, et $p_0\,\Gamma$ est une constante d'intégration. La transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle donne la réponse spectrale de ce système :

$$\begin{aligned} \mathrm{G}(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-\mathrm{i}\omega t} dt \\ \mathrm{G}(\omega) &= p_0 \left\{ \frac{\Gamma}{\Gamma + \mathrm{i}(\omega - \omega_0)} + \frac{\Gamma}{\Gamma + \mathrm{i}(\omega + \omega_0)} \right\}. \end{aligned}$$

La puissance spectrale est donc donnée par :

$$\mathrm{S}(\omega) = \mathrm{G}(\omega)\mathrm{G}^*(\omega)$$

Si l'amortissement, Γ, est petit comparé à la fréquence de résonance, Ω_0, l'expression de la réponse spectrale est simple :

$$\mathrm{S}(\omega) = p_0^2 \left\{ \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\omega + \omega_0)^2} \right\}$$

Le spectre de puissance donne deux courbes Lorentziennes, une centrée sur la fréquence ω_0 et l'autre sur la fréquence $-\omega_0$. Seule la résonance de fréquence positive est physiquement acceptable :

$$\mathrm{S}(\omega) = \frac{p_0^2\,\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} \tag{3.9}$$

La demi-largeur à la mi-hauteur de ces courbes est égale à $\Gamma \equiv 1/\tau$. Si l'amortissement est faible, la densité d'énergie acoustique, E, est proportionnelle au carré de l'enveloppe de la pression acoustique :

$$E(t) \propto p_0^2\, e^{-2\Gamma t}$$

et le taux de variation d'énergie est donc :

$$\frac{1}{E}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = 2\Gamma = \sigma \tag{3.10}$$

Enfin, le taux d'amortissement par cycle est égal à $2\Gamma/f_0$.

3.1.3 Mesures à froid dans la CRC

Excitation de faible amplitude par le haut-parleur

Un haut-parleur est placé tangentiellement à la paroi courbe de la CRC. La figure 3.2 à gauche représente la position du haut-parleur et celle des capteurs dynamiques de pression. La figure 3.2 à droite représente le spectre de puissance de la pression acoustique pour le mode 1T.

La mesure de la demi-largeur, Γ, à mi-hauteur du spectre de puissance acoustique donne donc le taux de perte d'énergie de la chambre acoustique, 2Γ. Notons que Γ doit être exprimé en fréquence angulaire et non pas en Hz.

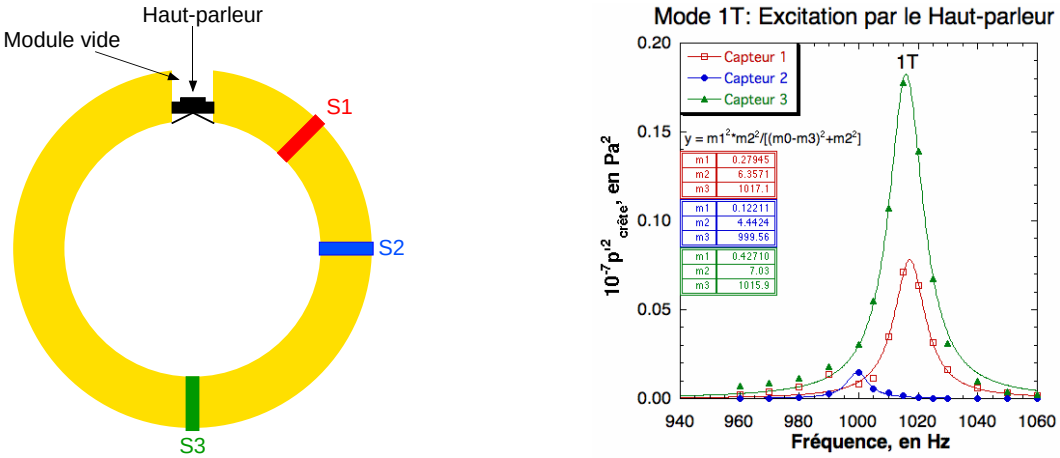


FIG. 3.2 – A gauche : Configuration de la CRC avec le haut-parleur. A droite : Spectre de puissance représentant le mode 1T

	f_0 Hz	Δf Hz	$2\Gamma\,\mathrm{s}^{-1}$	$\tau/2$ sec	$2\Gamma/f_0$
$1T$	1016	7.0 ± 0.1	88.0	0.011	0.087 ± 0.002
$2T$	1689	7.5 ± 0.1	94.2	0.011	0.056 ± 0.001
$1R$	2112	13.8 ± 0.3	173.4	0.0058	0.082 ± 0.002

TAB. 3.4 – Largeur de résonance, temps d'amortissement et coefficients d'amortissement relatifs

Nous avons mesuré un taux d'amortissement de $100\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le mode 1T (voir paragraphe 3.1.3). Selon l'équation 3.8, le décalage de fréquence dû à l'amortissement est de l'ordre de 0.2%. L'influence de l'amortissement sur la fréquence réelle des modes est donc très faible. Cette remarque autorise la comparaison entre les fréquences des modes simulés non amortis et les fréquences réelles amorties. Les résultats obtenus pour les trois premiers modes de la CRC sont résumés dans le tableau 3.4. Dans la dernière colonne, nous avons calculé les pertes d'énergie acoustique par cycle acoustique : de l'équation (3.10), $\mathrm{d}E/E = 2\Gamma T$, donc, si l'amortissement est faible, les pertes d'énergie par cycle sont égales à $2\Gamma/f_0$. Le temps d'amortissement caractéristique de la chambre est 11 ms pour les modes acoustiques 1T et 2T, et 5.8 ms pour le premier mode radial. En terme de perte d'énergie par cycle acoustique, la chambre perd 8.7% par cycle pour le premier mode tangentiel, mais seulement 5.6% par cycle pour le second mode tangentiel, et juste un peu plus de 8.2% par cycle pour le premier mode radial.

Excitation de forte amplitude par le canon à poudre

Le module canon à poudre est décrit dans le paragraphe 2.1.3. L'utilisation de ce module permet d'exciter les modes acoustiques de la chambre avec des amplitudes élevées : $p'_{\text{c-c}} \approx 4$ bars. L'énergie acoustique produite dépend de la quantité de poudre consommée lorsque la membrane rompt. Aussi avons-nous observé des écarts sur la valeur de $p'_{\text{crête}}$ de l'ordre de 0.3 bar entre les essais. La géométrie

cylindrique de la chambre est conservée : les modes acoustiques observés sont les modes cylindriques. La figure 3.3 à gauche montre la configuration de la CRC. Nous

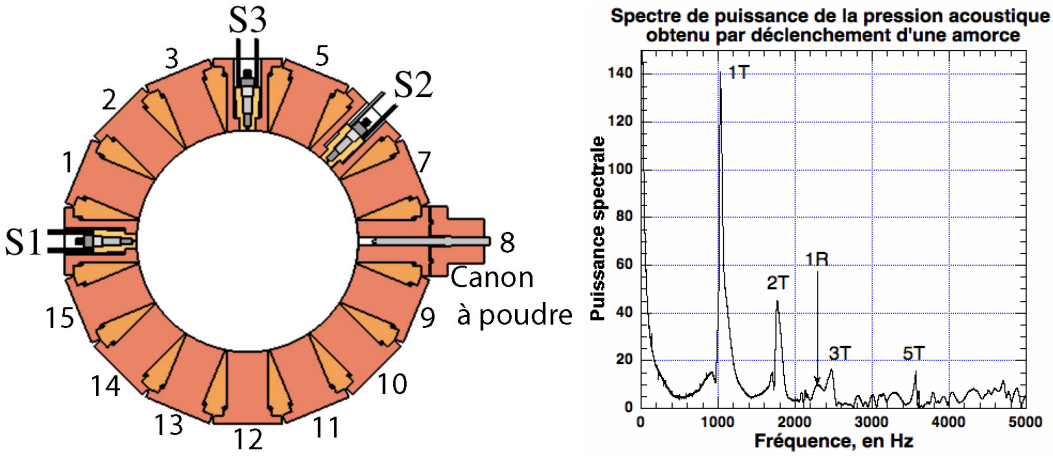


FIG. 3.3 – A gauche : Position du canon à poudre et des capteurs de pression S1, S2 et S3. A droite : spectre du signal du capteur S1.

avons représenté un essai à froid où le module canon à poudre est placé sur le port 8. Nous avons placé 3 capteurs dynamiques de pression S1, S2, S3, respectivement sur les ports 0, 6, 4 à une position angulaire relative par rapport à l'amorce de 180°, 45°, 90°. La figure 3.3 montre le spectre de puissance recueilli à partir du signal du capteur S1. Dans cet essai, la pression moyenne dans la chambre est 6.8 bars. Nous constatons que les premiers modes cylindriques sont nettement excités par l'amorce. Le tableau 3.5 indique les valeurs $p'_{\text{crête}}$, en bar, obtenus sur les capteurs

	S1	S2	S3
$1T$	1.7	1.1	0.25
$2T$	0.54	0.18	0.51

TAB. 3.5 – $p'_{\text{crête}}$, en bar, obtenu à partir des capteurs S1, S2 et S3.

S1, S2 et S3. L'amplitude initiale du mode 2T représente 32% de l'amplitude initiale du mode 1T. Le mode radial 1R et le mode 3T ont une amplitude d'excitation faible devant les modes 1T et 2T. Il faut rappeler que le ventre de pression le plus intense du mode 1R se trouve au centre du disque (le ventre à la périphérie étant moins intense). Le mode tangentiel 5T reste clairement distinct par rapport aux autres modes. Les amorces sont donc un moyen efficace d'exciter fortement les deux premiers modes tangentiels sur une courte durée. L'orientation des modes de la figure 3.4 est déterminée à partir de l'amplitude initiale des modes du tableau 3.5 relative à chaque capteur. La valeur du mode 1T est maximale en S1 et minimale en S3. L'amplitude du mode 1T et 2T est maximale en S1 et S3 et minimale en S2. Les modes 1T et 2T alignent une paire de ventres de pression sur le diamètre de la CRC traversant le module où l'amorce est déclenchée.

Nous avons mesuré le temps d'amortissement des modes acoustiques de la CRC

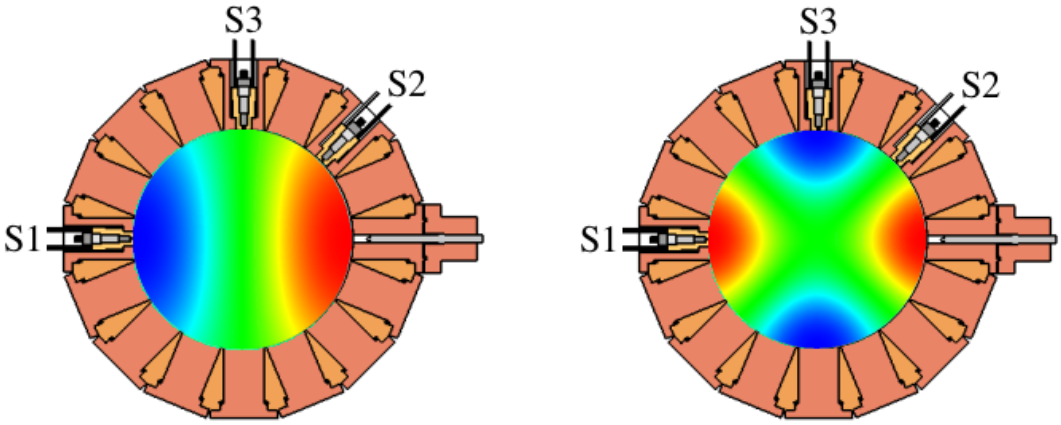


FIG. 3.4 – Orientation des modes lors de l'utilisation d'une amorce. A gauche : mode 1T. A droite : mode 2T.

à partir du signal temporel recueilli par un capteur dynamique. La figure 3.5 montre le signal temporel recueilli sur le capteur S1. A gauche, le signal temporel est filtré autour du mode 1T. Les fluctuations sont dans le domaine linéaire pour les valeurs de $p'/P_{CRC} < 10\%$. Le rectangle rouge indique la partie linéaire du signal qui permet d'obtenir le coefficient d'amortissement. La courbe bleue de la figure 3.5 à droite est le signal de pression acoustique filtré autour du premier mode tangentiel de la CRC à faibles amplitudes. L'équation 3.11 caractérise l'évolution temporelle

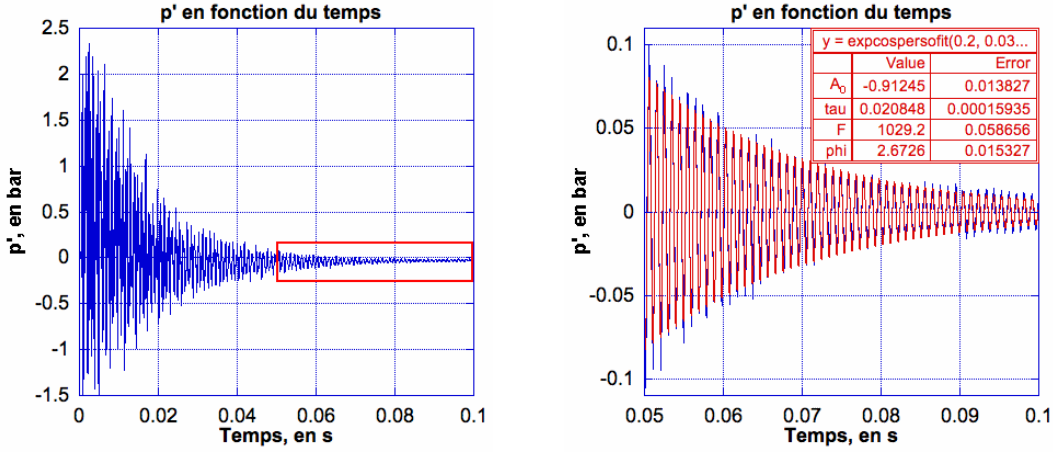


FIG. 3.5 – Mesure de l'amortissement. A gauche : signal temporel de pression acoustique. A droite : zoom de la partie du signal encadrée à gauche.

de p' selon le modèle de l'oscillateur harmonique amorti. La courbe correspondante, tracée en rouge, interpole le signal mesuré, en bleu.

$$p'(t) = A_0 exp(-\frac{t}{\tau}) cos(2\pi f t + \phi) \tag{3.11}$$

La fréquence d'oscillation est de 1029 Hz. Le temps d'amortissement, τ, est de

20.8 ms contre 22 ms pour le temps mesuré à partir des essais à froid réalisés avec le haut-parleur.

3.1.4 Conclusions

Nous avons rappelé la fréquence et la structure des modes transverses d'une chambre cylindrique. Nous avons pu valider le programme de visualisation des modes sur ce cas simple. Les résultats obtenus par les simulations sont en très bon accord avec les résultats analytiques. Les modes de la chambre cylindrique alignent un ventre de pression sur la source sonore sauf en présence du baffle, qui impose sur lui la présence d'un noeud de vitesse (annexe B).

Pour le mode 1T, dans les conditions du laboratoire, nous avons calculé le temps d'amortissement, τ, à partir des pertes par diffusion aux parois. Nous avons obtenu τ=58.4 ms et un taux d'amortissement par cycle σ/f_{1T}=0.017. Les mesures d'amortissement sont réalisées, soit à partir du spectre de puissance pour une excitation pas à pas en fréquence (réalisée ici avec un haut-parleur), soit à partir du signal de pression obtenu après le déclenchement du canon à poudre. Nous obtenons respectivement τ=22.0 ms (σ/f_{1T}=0.045) et τ=20.8 ms (σ/f_{1T}=0.047). Les résultats expérimentaux sont en bon accord mais le calcul analytique donne un amortissement plus faible. Les pertes par diffusion aux parois ne rendent pas compte de l'ensemble des pertes acoustiques.

Nous nous attendons à ce que les pertes soient plus importantes en présence de combustion pour deux raisons : premièrement, la viscosité cinématique des gaz augmente avec la température, donc les pertes acoustiques vont augmenter proportionnellement ; deuxièmement, la présence de gouttelettes et d'autres inhomogénéïtés de densité vont introduire des pertes acoustiques qui ne sont pas présentes dans ces mesures.

3.1.5 Problématique des mesures avec cavité

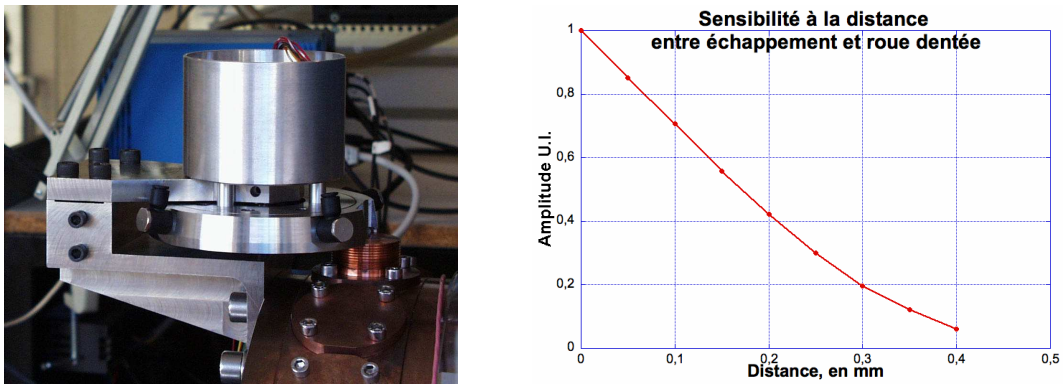


Fig. 3.6 – Module roue dentée : à gauche montage de la roue sur la CRC. A droite : sensibilité de l'excitation à la distance échappement-roue

La figure 3.6 à gauche représente la roue excitatrice montée sur la chambre de combustion. La roue est constituée de 60 dents. Le moteur Kollmorgen atteint

une fréquence de rotation de 100 Hz/s qui permet d'exciter jusqu'à 6000 Hz dans la CRC (l'excitation des harmoniques permet d'atteindre des fréquences plus élevées). La figure 3.6 à droite montre l'évolution de l'amplitude des oscillations acoustiques en fonction de la distance entre l'échappement latéral et la roue dentée. Une vis macrométrique permet d'ajuster cette distance avec une précision au centième de millimètre. Si nous écartons la roue de 17 centièmes de millimètre l'amplitude d'excitation est divisée par 2. Le système d'excitation est extrêmement sensible à l'écart entre la roue dentée et l'échappement latéral.

Problématique

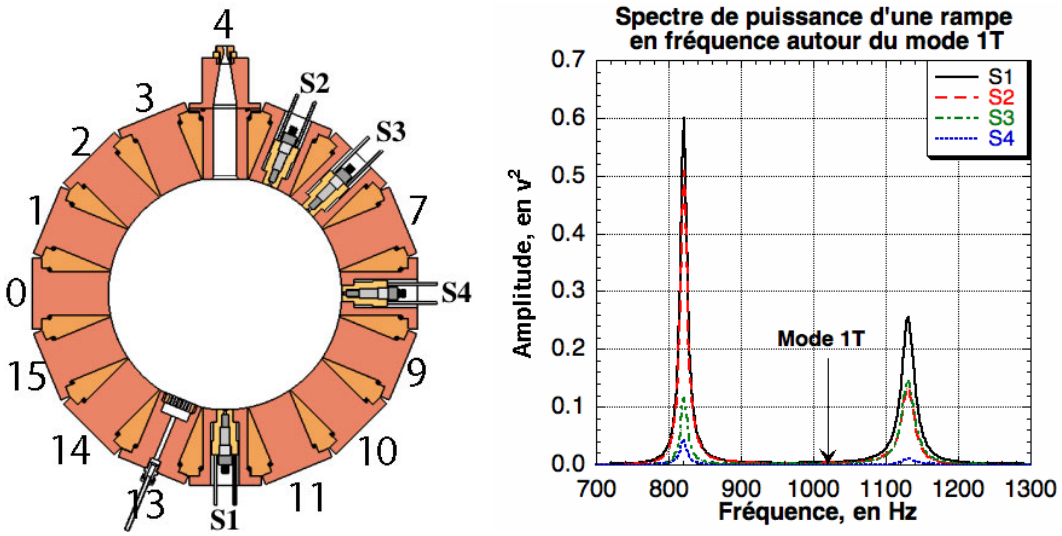


FIG. 3.7 – A gauche : configuration de la roue pour l'utilisation de la roue dentée. A droite : réponse de la chambre excitée par la roue dentée. La fréquence du mode 1T est indiquée par une flèche verticale

Nous utilisons une roue dentée décrite dans le chapitre 2 avec la cavité excitatrice. La figure 3.7 à gauche montre la configuration de la CRC équipée de la cavité excitatrice sur le port 4, d'un module purge sur le port 13 et de quatre sondes dynamiques de pression, S1, S2, S3, S4 respectivement sur le port 12, 5, 6, 8. La figure 3.7 montre la réponse de la chambre dans la gamme 700-1300 Hz. Avec le module de diamètre 32 mm, la roue excite deux modes dans ce domaine de fréquence, à 820 Hz et 1130 Hz. Avec le module de diamètre 16 mm, la roue excite deux modes dans ce domaine de fréquence, à 954 Hz et 1120 Hz. La fréquence du premier mode tangentiel de la CRC, de 1020 Hz à température du laboratoire est indiquée par une flèche verticale sur la figure 3.7. La fréquence du mode cylindrique suivant est celle du mode 2T égale à 1690 Hz à température du laboratoire. Les modes excités par la roue dentée ne sont pas les modes cylindriques. Le volume de la cavité latérale n'est pas négligeable devant celui de la CRC et nous déterminons dans ce chapitre les modes acoustiques rencontrés dans cette géométrie complexe où les cavités sont couplées.

3.2 Cavités couplées : modèle 1D

Le paragraphe 3.1.5 montre que la présence de la cavité latérale perturbe l'acoustique du système cylindrique. Plus le diamètre de la cavité excitatrice est grand, plus l'influence sur la fréquence des modes du système est importante. Ici, nous allons traiter les deux cavités comme un système unique, et nous utiliserons un raisonnement physique simple pour trouver les modes acoustiques compatibles avec les conditions aux limites imposées par la présence simultanée de deux cavités avec une section commune. Pour rendre le calcul analytique soluble, nous utiliserons une géométrie rectangulaire à la place de la géométrie cylindrique de la CRC. Nous allons utiliser une approximation quasi 1–D, en imposant que la pression et la quantité de mouvement soient continues à la limite entre les deux cavités. Les résultats de cette analyse ne seront pas quantitativement corrects pour la CRC, mais nous attendons qu'ils le soient qualitativement pour nous en servir comme une indication dans la compréhension et l'amélioration des performances du module d'excitation.

3.2.1 Analyse quasi 1–D de deux cavités couplées

Formulation du problème

Considérons deux cavités acoustiques de longueur L_1 et L_2, de sections transverses A_1 et A_2 respectivement. Nous supposerons que $A_1 > A_2$, la CRC et sa cavité latérale sont respectivement représentées par les cavités de surface A_1 et A_2 . Les deux cavités sont couplées par une face commune située en $x = 0$ (voir figure 3.8) : Nous avons négligé les pertes visqueuses et réalisé une analyse quasi

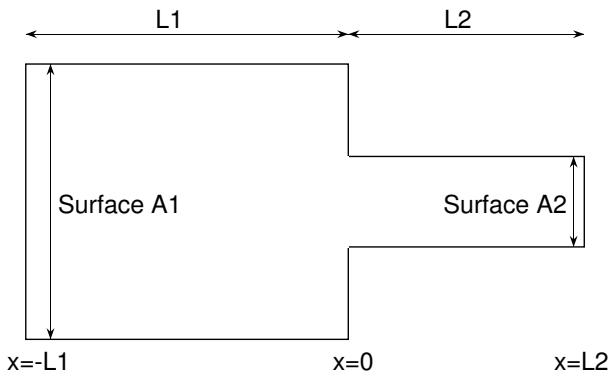


FIG. 3.8 – Deux cavités acoustiques couplées en $x = 0$.

1–D pour trouver les conditions de résonance acoustique. Dans chaque cavité, nous supposons qu'il y a deux ondes acoustiques 1–D, une se propageant vers la droite et l'autre vers la gauche. Les conditions aux limites nous permettent alors de trouver les conditions de résonance acoustique. Dans la première cavité, en négligeant les pertes, nous pouvons écrire :

$$p_1' = \left(a_1 e^{\mathrm{i}kx} + b_1 e^{-\mathrm{i}kx}\right) e^{\mathrm{i}\omega t} \tag{3.12}$$

$$u_1' = -\frac{1}{\bar{\rho}c}\left(a_1 e^{\mathrm{i}kx} - b_1 e^{-\mathrm{i}kx}\right) e^{\mathrm{i}\omega t}, \tag{3.13}$$

où p_1' et u_1' sont respectivement la pression et la vitesse acoustique de la cavité 1, k est le nombre d'onde, ω est la fréquence angulaire, c est la vitesse du son, $c \equiv \omega/k$ et $\bar{\rho}$ est la densité ambiante. a_1, b_1 sont des constantes à déterminer. De façon similaire, dans la deuxième cavité, nous pouvons écrire :

$$p_2' = \left(a_2 e^{\mathrm{i}kx} + b_2 e^{-\mathrm{i}kx}\right) e^{\mathrm{i}\omega t} \tag{3.14}$$

$$u_2' = -\frac{1}{\bar{\rho}c}\left(a_2 e^{\mathrm{i}kx} - b_2 e^{-\mathrm{i}kx}\right) e^{\mathrm{i}\omega t}. \tag{3.15}$$

Les conditions aux limites

Les cavités sont fermées, donc la vitesse du gaz est zéro aux deux extrémités :

$$u_1' = 0 \text{ at } x = -L_1, \quad \rightarrow \quad a_1 e^{-\mathrm{i}kL_1} - b_1 e^{+\mathrm{i}kL_1} = 0 \tag{3.16}$$

$$u_2' = 0 \text{ at } x = +L_2, \quad \rightarrow \quad a_2 e^{+\mathrm{i}kL_2} - b_2 e^{-\mathrm{i}kL_2} = 0 \tag{3.17}$$

La pression est continue à la jonction des deux cavités :

$$p_1' = p_2' \text{ en } x = 0 \quad \rightarrow \quad a_1 + b_1 = a_2 + b_2, \tag{3.18}$$

et le débit massique est conservé à la jonction :

$$A_1 bar\rho u_1' = A_2 \bar{\rho} u_2' \text{ en } x = 0 \quad \rightarrow \quad A_1(a_1 - b_1) = A_2(a_2 - b_2). \tag{3.19}$$

Nous pouvons éliminer a_1 et a_2 dans (3.18), avec l'aide de (3.16) et (3.17) :

$$\frac{b_1}{b_2} = \frac{e^{-2\mathrm{i}kL_2} + 1}{e^{+2\mathrm{i}kL_1} + 1}. \tag{3.20}$$

De façon similaire, nous pouvons éliminer a_1 et a_2 dans (3.19) :

$$\frac{b_1}{b_2} = \frac{A_2}{A_1}\frac{e^{-2\mathrm{i}kL_2} - 1}{e^{+2\mathrm{i}kL_1} - 1}. \tag{3.21}$$

La solution

Nous allons regarder maintenant une solution dont le nombre d'ondes satisfait aux conditions aux limites. Ceci est fait en remarquant que la partie droite des équations (3.20) et (3.21) doit être égale :

$$\frac{e^{-2\mathrm{i}kL_2} + 1}{e^{+2\mathrm{i}kL_1} + 1} = \frac{A_2}{A_1}\frac{e^{-2\mathrm{i}kL_2} - 1}{e^{+2\mathrm{i}kL_1} - 1}. \tag{3.22}$$

En réarrangeant, nous trouvons que :

$$\tan(kL_1) = -\frac{A_2}{A_1}\tan(kL_2). \tag{3.23}$$

Les limites de cette expression sont correctes. Si $L_2 \rightarrow 0$ (pas de cavité secondaire), nous trouvons $\tan(kL_1) = 0$ et donc :

$$L_1 = n\frac{\lambda}{2} \qquad (L_2 = 0).$$

Si $A_2 \to A_1$ (les deux cavités ont la même section transverse), nous trouvons $\tan(kL_1) = -\tan(kL_2)$ et donc :

$$L_1 + L_2 = n\frac{\lambda}{2} \qquad (A_2 = A_1).$$

Dans le but de simplifier cette notation, nous allons considérer que la premiére cavité est la cavité principale, chambre de combustion, et que la seconde est la cavité latérale qui perturbe la première cavité. Nous renormalisons alors en utilisant le changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} p &= A_2/A_1 \qquad 0 < p < 1 \\ q &= L_2/L_1 \qquad \text{(Inconditionnellement)} \\ F &= \frac{2L_1}{c} \qquad \text{(Fréquence normalisée).} \end{aligned}$$

F est maintenant la fréquence de résonance globale, normalisée par la fréquence de résonance de la chambre de combustion non perturbée. q est la longueur relative de la cavité secondaire et p le rapport de la section transverse de la cavité secondaire sur celle de la cavité principale. En l'absence d'une cavité secondaire, les fréquences de résonance sont donc données par $F = 1, 2, 3 \ldots$. Les conditions de résonance pour les cavités couplées peuvent alors être écrites :

$$F = \frac{1}{\pi}\tan^{-1}\left(-p\tan(\pi q F)\right). \tag{3.24}$$

3.2.2 Analyse de la solution quasi–1D

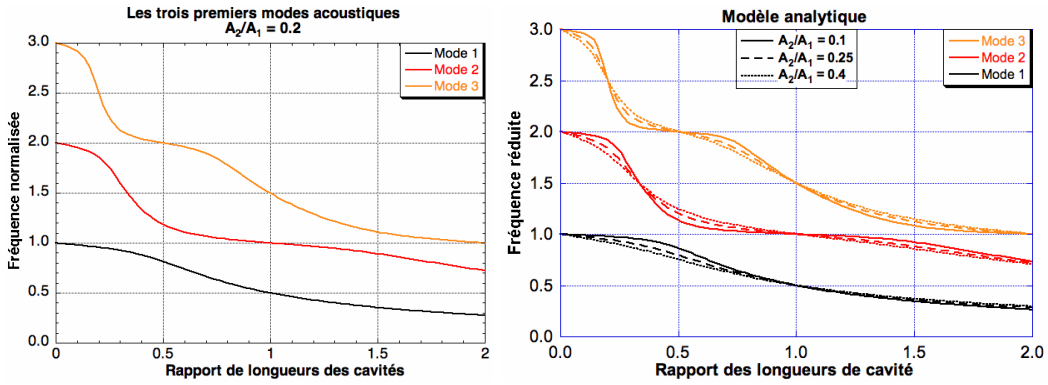


FIG. 3.9 – A gauche : Fréquences de résonance de la double cavité en fonction de L_2/L_1, pour un rapport de sections transverses $A_2/A_1 = 0.2$. A droite : En trait plein : $p = 0.1$. En trait pointillé long : $p = 0.25$. En trait pointillé court : $p = 0.4$.

Nous avons résolu l'équation (3.24) pour un domaine de valeurs de L_2/L_1 compris entre 0 et 2, et pour un rapport de sections transverses, $A_2/A_1 = 0.2$. Cette valeur du rapport de sections transverses est probablement un peu plus grande que la valeur effective appropriée pour la CRC et son excitateur (voir section 3.3). Le

résultat est montré sur la figure 3.9 à gauche en fonction du rapport des longueurs, L_2/L_1. Quand la longueur de la cavité secondaire est égale à zéro, nous obtenons les fréquences de résonance suivantes $F = 1, 2, 3 \ldots$, des modes classiques en $n\lambda/2$ de la chambre principale. Lorsque L_2 augmente, la fréquence du mode fondamental, et aussi de chacun de ses harmoniques diminue, mais la décroissance en fréquence n'est pas linéaire en fonction de la longueur de la cavité secondaire.

Quand $L_2/L_1 = 0.5$, en d'autres termes, quand la longueur de la cavité secondaire est telle que la fréquence de son mode $\lambda/4$ (isolé) est égale à la fréquence du mode fondamental de la chambre principale, nous observons que le système couplé a une paire de fréquence de résonance placée en-dessous et au-dessus de la fréquence de résonance du mode non perturbé. La fréquence de résonance la plus basse provient du mode fondamental du système couplé, sa fréquence est diminuée à $F \approx 0,82$. La seconde fréquence de résonance provient du premier harmonique du système couplé, et est située à $F \approx 1,18$. La fréquence exacte de ces deux résonances est une fonction du rapport de sections transverses. Cette "double" résonance, centrée sur la fréquence du mode fondamental de la chambre de combustion est en accord qualitatif avec nos observations sur la CRC.

Quand les longueurs acoustiques des deux cavités sont telles que $L_2/L_1 = 1$, les deux plus basses résonances du système couplé sont maintenant égales à $F = 0,5$ et $F = 1$. La première résonance est donc un mode avec une moitié de longueur d'onde dans la cavité double, $\lambda/2 = L_1 + L_2$. Ce mode doit être fortement amorti puisque le changement de sections coïncide avec un ventre de vitesse du gaz. La résonance suivante, à $F = 1$, est un mode avec une moitié de longueur d'onde dans chaque cavité. Ce mode doit être seulement faiblement amorti, puisque le changement de section se situe maintenant sur un noeud de vitesse du gaz. Cette condition ne dépend pas du rapport de sections transverses. Il est intéressant de noter que la fréquence du mode "double $\lambda/2$" est relativement insensible à un écart de la condition $L_2/L_1 = 1$, au moins quand le rapport de sections est substantiellement inférieur à l'unité.

Dans la figure 3.9 à droite, nous avons tracé les prédictions du modèle analytique pour les trois premières fréquences de résonance du système, et pour trois valeurs de rapport de largeurs de cavité : $p = 0.1$, $p = 0.25$ et $p = 0.4$. Cette figure peut être comparée avec la figure 3.15 qui montre les fréquences obtenues avec les simulations 2–D. Pour comparer, nous avons calculé l'évolution des fréquences de résonance pour un rapport de sections transverses égal à 0.01 (fig. 3.10 à gauche) et pour un rapport égal à 0.8 (fig. 3.10 à droite). Quand le rapport de sections transverses est très petit, nous trouvons que les modes du système de cavités couplées sont sur des paliers à $F = 1, 2, 3, \ldots$, pour la plupart des rapports de longueurs. Pour les autres rapports de longueurs, la fréquence des modes varient brutalement avec les variations de rapport de longueurs. Quand le rapport de sections transverses est proche de l'unité, les solutions tendent vers celles d'une cavité unique de longueur $L_1 + L_2$.

Nous avons négligé les pertes du système et nous avons supposé que l'écoulement de gaz est quasi 1–D, même dans la région de changement de sections. Dans cette approximation, nous ne pouvons pas prétendre calculer la forme des courbes de résonance, cependant nous pouvons obtenir une indication sur les amplitudes relatives des modes acoustiques dans chaque sous-cavité. Pour faire cela, nous avons calculé

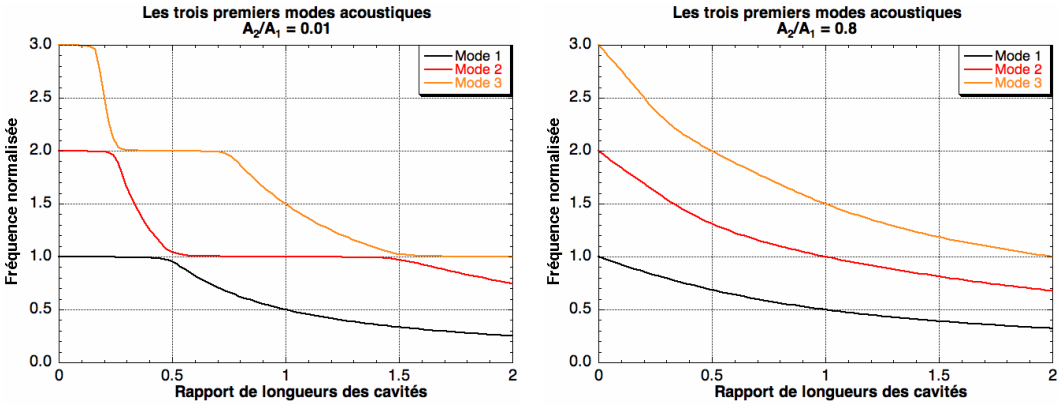


FIG. 3.10 – Fréquences de résonance de deux cavités couplées en fonction de L_2/L_1 pour un rapport de sections transverses $A_2/A_1 = 0.01$ et $A_2/A_1 = 0.8$.

le rapport de la pression acoustique aux deux extrémités, $p_1'(x = -L_1)/p_2'(x = L_2)$. Nous trouvons :

$$\frac{p_1'(x = -L_1)}{p_2'(x = +L_2)} = \frac{\cos(\pi F q)}{\cos(\pi F)} \tag{3.25}$$

L'évaluation de ce rapport de pression est tracée sur la figure 3.11 et sur la figure 3.12 pour les mêmes valeurs de rapport des sections transverses qu'auparavant. Le rapport est calculé pour les deux premières résonances, F_1 et F_2. Nous pouvons voir que la pression acoustique dans la chambre principale est toujours plus petite que la pression acoustique dans la cavité secondaire. Il est donc difficile d'obtenir une excitation forte de la grande chambre (CRC) lorsque la source d'excitation se trouve à l'extrémité de la petite chambre (cavité excitatrice avec la roue dentée).

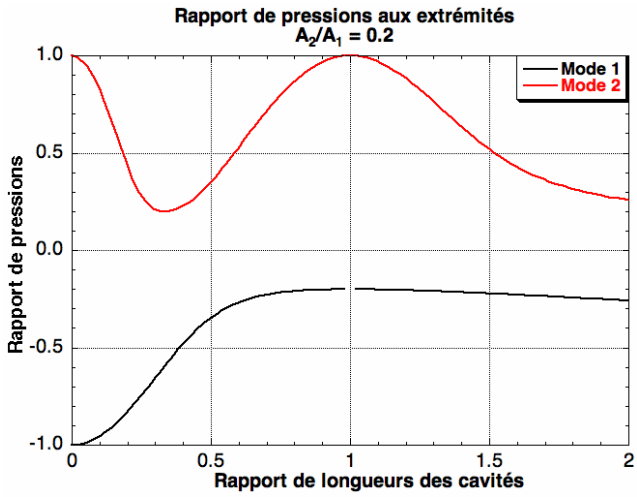


FIG. 3.11 – Amplitude relative de la pression acoustique dans la chambre principale ($x = -L_1$) comparée à l'amplitude dans la cavité secondaire ($x = L_2$) en fonction de L_2/L_1. Rapport des sections transverses $A_2/A_1 = 0.2$.

Le meilleur couplage est trouvé quand les deux cavités ont la même longueur acoustique ($q = 1$), pour la résonance $F_2 = 1$. Nous avons également calculé la

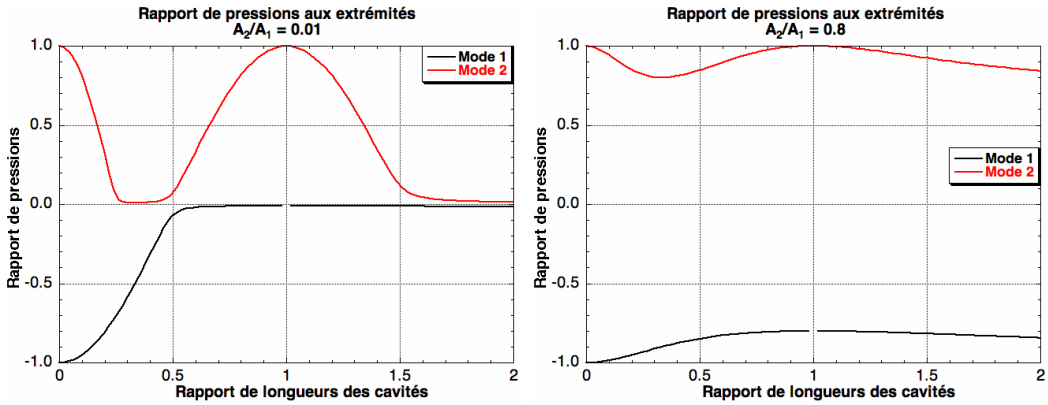


FIG. 3.12 – Amplitude relative de la pression acoustique dans la chambre principale ($x = -L_1$) comparée à l'amplitude dans la cavité secondaire ($x = L_2$) en fonction de L_2/L_1. A gauche : Rapport des sections transverses $A_2/A_1 = 0.01$. A droite : Rapport des sections transverses $A_2/A_1 = 0.8$.

distribution de la pression acoustique et la vitesse du gaz en fonction de la position x le long de l'axe des cavités. Sur la figure 3.13 et la figure 3.14, nous montrons trois exemples des pressions et vitesses calculées, pour un rapport de longueur $L_2/L_1 = 0.5$ et pour le second mode $F(2) = 1.18$. Le rapport des sections transverses est le même qu'auparavant. La pression est continue à travers l'interface entre les deux cavités, mais il y a un saut de phase. Il y a donc un saut dans la vitesse imposée par la conservation de la quantité de mouvement à travers le changement de sections transverses.

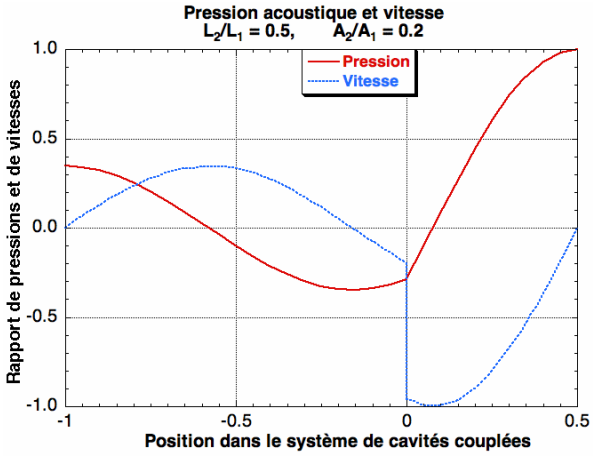


FIG. 3.13 – Distribution de la pression et vitesse acoustique le long de l'axe des cavités, calculé pour un rapport de longueur $L_2/L_1 = 0.5$ et pour le second mode, $F(2) = 1.18$. Rapport des sections transverses $A_2/A_1 = 0.2$.

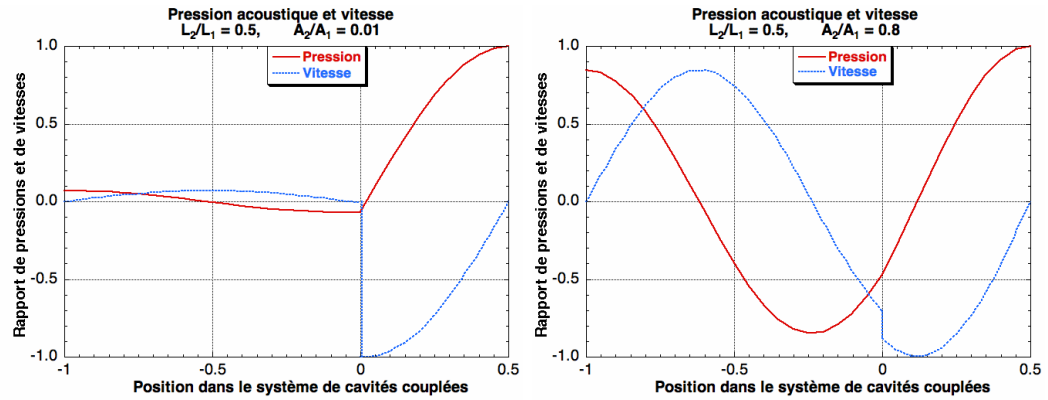


FIG. 3.14 – Distribution de la pression et vitesse acoustique le long de l'axe des cavités, calculé pour un rapport de longueur $L_2/L_1 = 0.5$ et pour le second mode. A gauche : Rapport des sections transverses $A_2/A_1 = 0.01$. A droite : Rapport des sections transverses $A_2/A_1 = 0.8$.

3.2.3 Conclusions sur les cavités couplées

Nous avons considéré le cas de deux cavités rectangulaires, couplées à travers une face commune. Nous avons trouvé une solution analytique pour les fréquences des modes acoustiques dans l'approximation d'une géométrie quasi 1–D non amortie. Les limites de cette solution sont correctes quand la longueur de l'une des cavités tend vers zéro. Les limites sont aussi correctes quand le rapport des sections transverses tend vers l'unité. Pour les cas intermédiaires, les solutions sont qualitativement compatibles avec nos observations sur la CRC. Ces calculs montrent clairement que l'amplitude des modes acoustiques dans la cavité principale est toujours plus petite que dans la petite cavité. Le couplage le plus favorable se produit quand les longueurs acoustiques des deux cavités sont égales, afin que le mode du système couplé à un noeud de vitesse du gaz soit proche de la jonction entre les deux cavités. Sous ces conditions, l'amplitude des modes acoustiques dans les deux cavités est égale. Quand la longueur acoustique de la cavité secondaire est de l'ordre de $\lambda/4$ à la fréquence de la chambre principale non perturbée, nous trouvons qu'il y a une forte interaction entre les deux cavités. Les cavités ne résonnent plus indépendamment à leur fréquence non perturbée, mais le système couplé a deux nouvelles résonances situées au-dessus et en-dessous du mode fondamental non perturbé de la chambre de combustion. La séparation entre ces deux modes est une fonction du rapport de section des deux cavités.

Nous avons vu que lorsque la cavité secondaire a une longueur acoustique qui est exactement "$\lambda/4$" de la cavité principale, le maximum de la vitesse du gaz est situé à l'intérieur de la cavité secondaire pour le mode 2 (mais à l'extérieur pour le mode 1), voir figure 3.13 et figure 3.14. Ces remarques peuvent nous aider dans l'interprétation des effets du réglage des différentes cavités pour optimiser les cavités amortisseurs quart de longueur d'onde.

Parmi les approximations utilisées dans l'analyse ci-dessus, nous avons supposé que la cavité secondaire était fermée à l'extrémité. Dans le cas de notre échappe-

ment latéral, la cavité est terminée par une contraction et un orifice sonique. Cette configuration n'est pas simple à modéliser. Cela conduira sûrement à une différence quantitative (mais pas qualitative) entre le modèle ci-dessus et la réponse de la CRC. Nous avons conçu un système d'échappement latéral modulable de longueur variable. Nous utiliserons ce nouvel échappement latéral pour valider le modèle analytique et pour choisir la longueur optimale pour l'excitation des modes tangentiels de la CRC.

3.3 Cavités couplées : simulations 2D

Pour déterminer la fréquence et la structure des modes de la CRC, nous avons réalisé des simulations numériques en deux dimensions. Le code de calcul utilisé et le traitement des données mis en place sont décrits en annexe C. Les simulations 2D sont confrontées au modèle 1D du paragraphe 3.2 et la structure des modes est détaillée.

3.3.1 Fréquences des modes transverses avec une cavité latérale

Dans nos simulations 2D, la CRC est représentée par un disque de 20 cm de diamètre. La cavité excitatrice est représentée par un rectangle de longueur et de largeur variables. Les fréquences des cinq plus bas modes acoustiques sont tracées

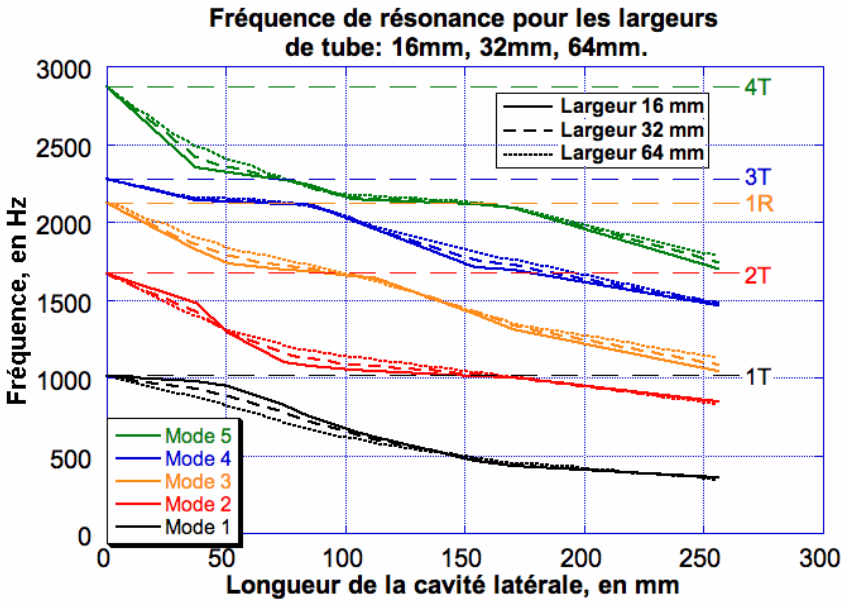


FIG. 3.15 – Fréquence des 5 premiers modes acoustiques en fonction de la longueur de la cavité latérale. En trait plein : cavité de largeur 16 mm. En trait pointillé long : cavité de largeur 32 mm. En trait pointillé court : cavité de largeur 64 mm. Les traits en tirets horizontaux montrent les fréquences calculées en l'absence de cavité.

en fonction de la longueur de la cavité latérale sur la figure 3.15. Nous pouvons voir

que la fréquence de chaque mode décroît quand la longueur de la cavité latérale augmente. Cette décroissance n'est pas directement proportionnelle à la longueur de la cavité secondaire. La fréquence de chaque mode tend à se stabiliser lorsqu'elle croise la fréquence d'un mode cylindrique, et ensuite décroît plus rapidement pour les valeurs intermédiaires. Même si l'effet est plus faible, l'augmentation de la largeur de cavité fait diminuer la fréquence plus progressivement. L'évolution de la fréquence des trois premiers modes, en fonction du rapport des longueurs pour différentes largeurs de cavité, obtenue dans la figure 3.9 à droite de l'analyse quasi 1–D, est en bon accord qualitatif avec celle de la figure 3.15.

3.3.2 Structure des modes transverses avec une cavité latérale

Il est heuristique de suivre l'évolution de la structure d'un mode en fonction de la longueur de la cavité excitatrice. La figure 3.16 montre l'évolution du quatrième mode, représenté par la ligne bleue sur la figure 3.15. Nous fixons la largeur de la cavité à 20 mm pour pouvoir comparer la structure des modes avec celles obtenues avec l'excitateur de longueur variable. Pour décrire l'évolution de la structure de ce mode, nous choisissons 16 cavités dans le domaine 0-400 mm. Les longueurs sont indiquées en haut à droite de chaque image de la figure 3.16. Sans cavité, nous obtenons le quatrième mode cylindrique de plus basse fréquence, soit le mode 3T de fréquence 2323 Hz pour c =348 m/s. La fréquence décroît continuement vers approximativement 1113 Hz pour une cavité excitatrice de longueur 400 mm.

La structure du mode pour le disque sans cavité est le mode cylindrique 3T orienté sur l'axe x=0 en raison de la perturbation initiale placée sur cet axe. Avec une cavité de longueur 10 mm, le mode cylindrique 3T reste clairement identifiable, mais la valeur maximale des ventres de pression à la périphérie du disque diminue, le maximum se trouvant à l'intérieur de la cavité latérale. Pour la longueur 20 mm, l'amplitude des ventres de pression dans le disque diminue davantage et le mode 3T n'est plus identifiable. Le ventre de pression de la cavité latérale est confiné à l'intérieur de celle-ci. Les deux ventres de pression en bas du disque s'étalent et se rejoignent au centre du disque. Pour la longueur de cavité 30 mm, ces 2 ventres coalescent à présent au centre du disque et l'amplitude du ventre obtenu augmente considérablement. Pour les longueurs de 40 mm et 60 mm, l'amplitude relative du ventre à l'intérieur de la cavité latérale diminue tandis que celle du ventre au centre augmente. Les 3 ventres de signes opposés s'étirent sur la périphérie du disque et leur amplitude diminue. Pour une cavité de longueur 80 mm, le mode dans le disque est devenu radial, 1R, de fréquence 2120 Hz. Il est accompagné d'un mode en $\lambda/2$ dans la cavité excitatrice.

Pour une longueur de 100 mm, le mode radial reste identifiable, le ventre à la périphérie du disque se sépare en trois parties en quadrature de phase spatiale par rapport à la structure obtenue avec la cavité de longueur de 40 mm. Le ventre de pression à l'interface de la cavité latérale et du disque passe dans la cavité et les deux autres ventres de même signe remontent le long de la périphérie du disque pour les longueurs 110 mm et 120 mm. Le ventre de pression placé au centre du disque diminue d'amplitude jusqu'à une valeur proche de 0. Ce ventre central se scinde en deux à la longueur 140 mm. Un ventre se place à proximité de la cavité latérale,

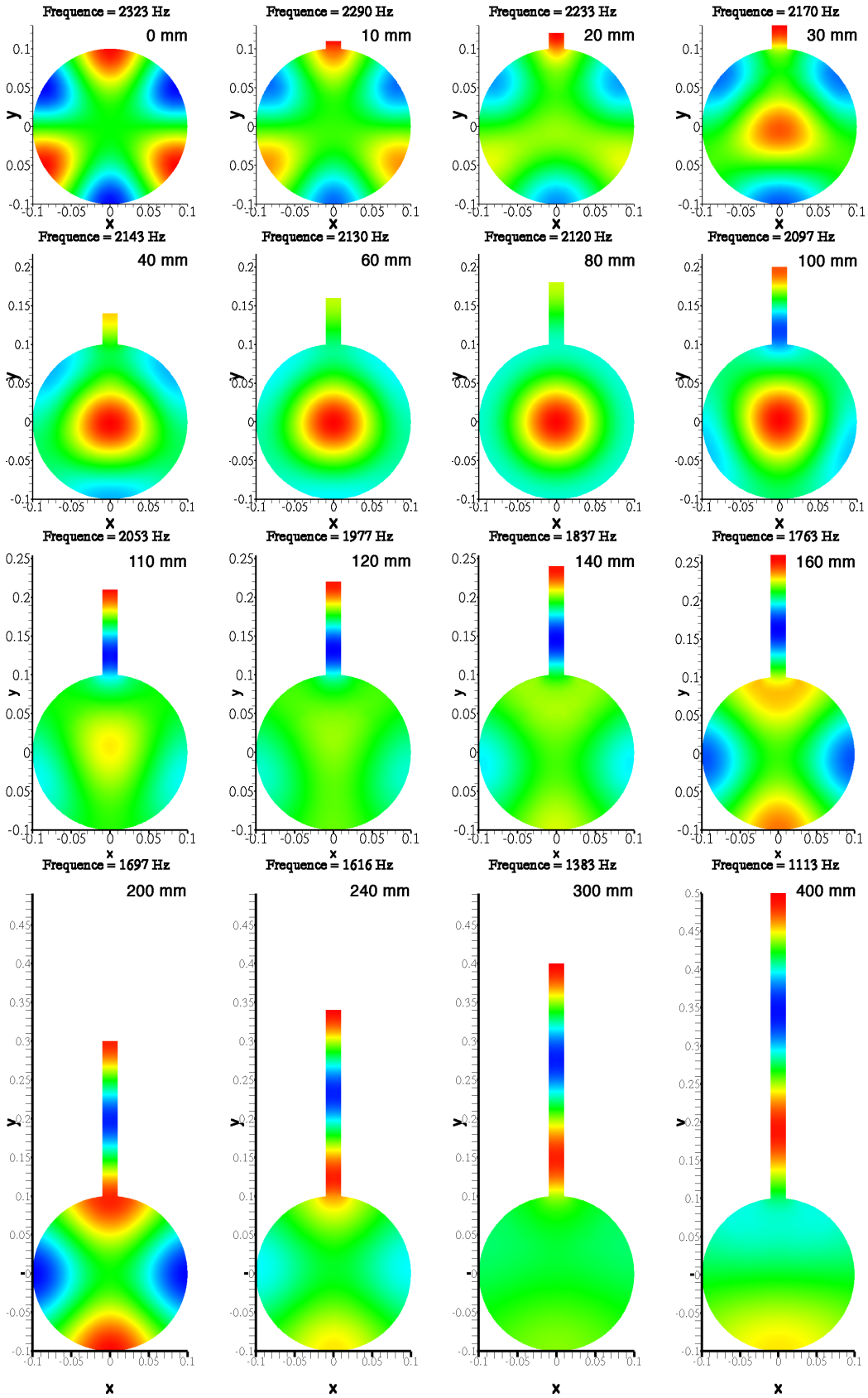


FIG. 3.16 – Evolution de la structure du mode 4 en fonction de la longueur de la cavité latérale

l'autre lui est diamétralement opposé. Pour la longueur 160 mm, l'amplitude relative des ventres de pression présents dans le disque augmente très nettement. Pour la longueur 200 mm, le mode dans le disque est devenu le second mode tangentiel, 2T, de fréquence 1697 Hz. Il est accompagnée d'un mode en λ dans la cavité latérale.

Pour les longueurs 260 mm et 300 mm , le ventre situé à l'interface de la cavité latérale et du disque se rétracte à l'intérieur de la cavité. L'amplitude relative des ventres présents dans le disque décroît rapidement vers une valeur très faible. Pour la longueur 400 mm, 2 ventres de pression de signes opposés se placent l'un près de l'interface de la cavité latérale, l'autre lui est diamétralement opposé. La fréquence est alors de 1113 Hz. Lorsque la longueur de la cavité latérale est 510 mm (non montré), la fréquence de ce mode diminue jusqu'à 1020 Hz. Le mode cylindrique 1T occupe le disque tandis qu'un mode en $3\lambda/2$ occupe la cavité latérale.

Il est clair, en voyant ces images de la structure des modes, que la présence de la cavité latérale introduit un couplage entre les modes cylindriques et les modes propres de la cavité latérale. Lorsque la longueur de la cavité excitatrice est changée, la structure du mode évolue de manière continue. Dans cet exemple, le mode a évolué d'une structure 3T vers une structure 1R, puis vers une structure 2T et enfin vers une structure 1T. La surface grandissante de la cavité latérale aspire les ventres de pression présents dans le disque. Chaque fois qu'une longueur en $\lambda/2$ est acquise dans la cavité latérale, un mode cylindrique est présent dans le disque. Dans les cas intermédiaires, la structure du mode présent dans le disque est originale. La structure obtenue pour la longueur 30 mm est un exemple remarquable.

3.3.3 Nomenclature adoptée

Il serait maladroit de garder les noms qui désignent les modes cylindriques en présence de la cavité latérale. Si nous suivons l'évolution du mode 1R, en gardant cette notation, nous désignerons le mode 1R, un mode qui pour la longueur de cavité de 100 mm a la structure et la fréquence du mode 2T dans la cavité cylindrique.

Le principe de la nomenclature adoptée réside dans le fait qu'il n'y a pas de croisement entre la fréquence des modes comme nous l'avons observé à partir du modèle 1D (voir figures 3.9 et 3.10) et des simulations 2D (voir figure 3.15). La notation correspondant à un mode du système pour une longueur donnée peut donc faire référence aux modes du système non perturbé (pour une cavité de longueur nulle). Nous retenons donc la nomenclature qui consiste à désigner le mode n à partir de son n^{ième} rang si les fréquences des modes sont classées dans l'ordre croissant. Par exemple, le mode 3 est le troisième mode transversal de plus basse fréquence, quelle que soit la longueur de cavité latérale. Sans cavité, le mode 3 est le troisième mode cylindrique transversal de plus basse fréquence, le mode 1R.

Modes σ et π

Les simulations numériques ont été réalisées pour résoudre une problématique qui est apparue avec l'utilisation de la cavité excitatrice et de la roue dentée. L'excitation initiale est donc placée côté roue de la cavité rectangulaire. Cependant, nous avons rencontré d'autres modes au cours de nos expériences. En effet, si l'excitation

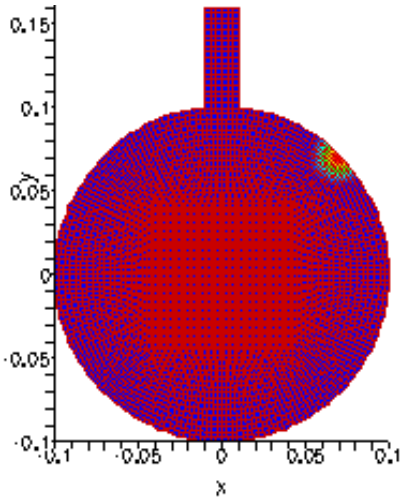


FIG. 3.17 – Excitation dissymétrique pour exciter les modes σ et π

initiale est dissymétrique, c'est-à-dire si le pulse de pression n'est pas centré sur l'axe de la cavité latérale, alors il est possible d'exciter les modes σ et les modes π. En pratique, nous pouvons obtenir ce type d'excitation si nous utilisons une cavité latérale et un module dans le disque (sauf celui qui est diamétralement opposé à la cavité latérale), capable de générer des fluctuations de pression. Le module d'injection lors d'un tir à chaud et le module canon à poudre peuvent exciter les modes σ et π.

Les modes σ sont les modes excités par la roue dentée. Leur fréquence et leur structure évoluent avec la géométrie de la cavité latérale. Ils possèdent un axe de symétrie qui est l'axe de la cavité latérale. Si la perturbation initiale est placée sur l'axe de la cavité latérale, les modes σ sont les seuls visibles. Les modes π sont les modes cylindriques placés de telle manière que la cavité latérale soit sur un noeud de pression. Les modes π ne voient pas la cavité latérale. Les modes π sont les modes cylindriques excepté les modes simplement radiaux qui ne peuvent pas aligner un noeud de pression sur la cavité latérale. La figure 3.17 indique la position initiale du

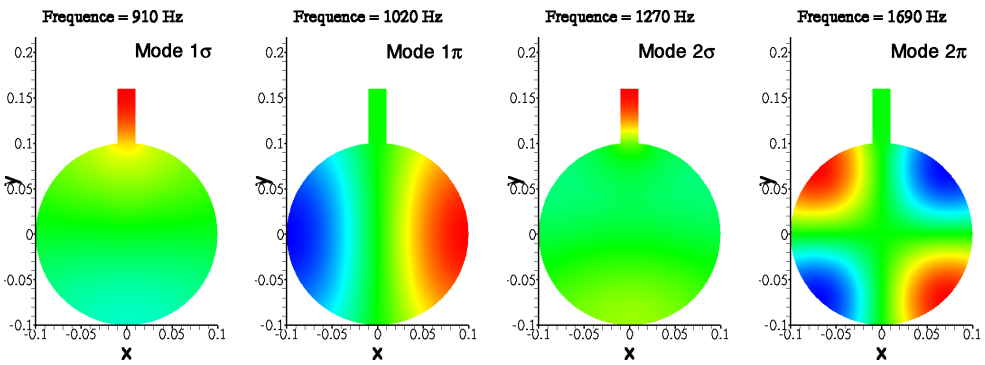


FIG. 3.18 – Les deux premiers modes σ et π pour une cavité rectangulaire de largeur 20 mm et de longueur 60 mm

pulse de pression, placé en $(x,y)=(\sqrt{2}/2\,\mathrm{dm},\sqrt{2}/2\,\mathrm{dm})$. La figure 3.18 représente les deux premiers modes σ et les deux premiers modes π pour une cavité rectangulaire de largeur 20 mm et de longueur 60 mm. La position du pulse de pression est celle indiquée sur la figure 3.17. Pour cette cavité latérale, les deux premiers modes σ sont très mal excités. L'essentiel de l'énergie acoustique est confinée dans la cavité latérale et la structure du mode dans le disque n'est pratiquement pas visible. Les modes π sont clairement visibles, toute l'énergie acoustique est répartie dans le disque.

Cavités multiples

Le DLR ([79], [80]) s'est intéressé au couplage avec un grand nombre de cavités dans l'objectif d'illustrer l'utilisation des cavités-amortisseurs dans les moteurs fusées. La figure 3.19 indique la configuration d'une chambre cylindrique équipée de

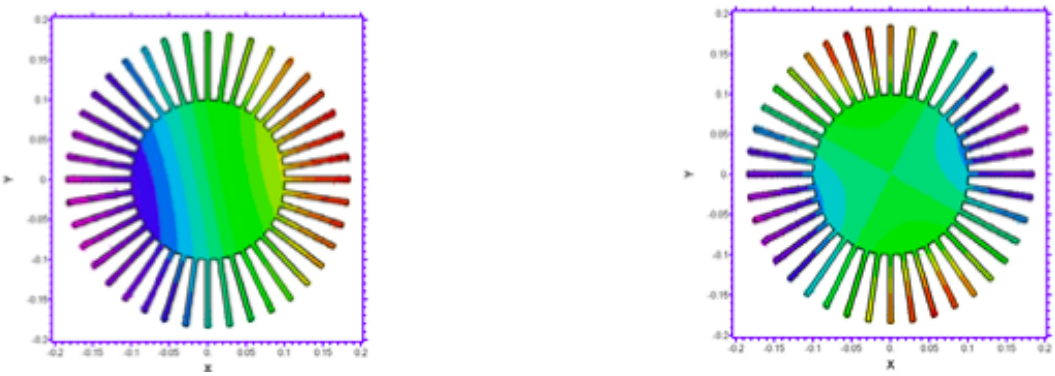


FIG. 3.19 – Mode 2 et 3 d'une chambre cylindrique équipée de 40 cavités. A gauche : mode 2 de fréquence 619 Hz. A droite : mode 3 de fréquence 782 Hz (calculs DLR)

40 cavités qui représente (schématiquement) la configuration du moteur AESTUS ($3^{\text{ième}}$ étage) de la fusée Ariane 4. Les modes 2 et 3 sont respectivement représentés à gauche et à droite. Nous pouvons voir que les valeurs maximales des ventres de pression se trouvent dans les cavités. Les fluctuations de pression au niveau des têtes d'injection (dans le disque) sont diminuées.

3.4 Excitation avec la roue dentée

Le module d'excitation par la roue dentée est décrit dans le paragraphe 2.1.3. Le niveau d'excitation par la roue dentée est optimisé dans les deux sections suivantes. Dans un premier paragraphe, la section de l'échappement est augmentée pour une cavité de dimensions fixées. Dans le deuxième paragraphe, la géométrie de la cavité latérale est modifiée pour un échappement fixé.

3.4.1 Recherche d'une excitation optimale pour une cavité latérale donnée

Le diamètre de l'échappement de la cavité excitatrice est soumis à la pression cible de la chambre de combustion. La pression moyenne de la CRC, P_{CRC}, doit être comprise entre 5 et 11 bars pour obtenir une flamme compatible avec les dimensions de la CRC. Pour des pressions plus faibles, le mélange de gaz frais occupe un volume trop important vis à vis du volume de la chambre. Cette contrainte fixe la valeur du diamètre de l'échappement pour les valeurs nominales des débits des fluides d'alimentation.

L'excitation par la roue excitatrice des modes acoustiques de la CRC est produite par la modulation du débit au niveau de l'échappement latéral. La taille des dents doit donc être égale au diamètre de l'échappement pour obtenir une excitation optimale. Le nombre de dents limite, par le biais de la vitesse de rotation maximale du moteur, la fréquence maximale d'excitation de la CRC. La figure 3.20

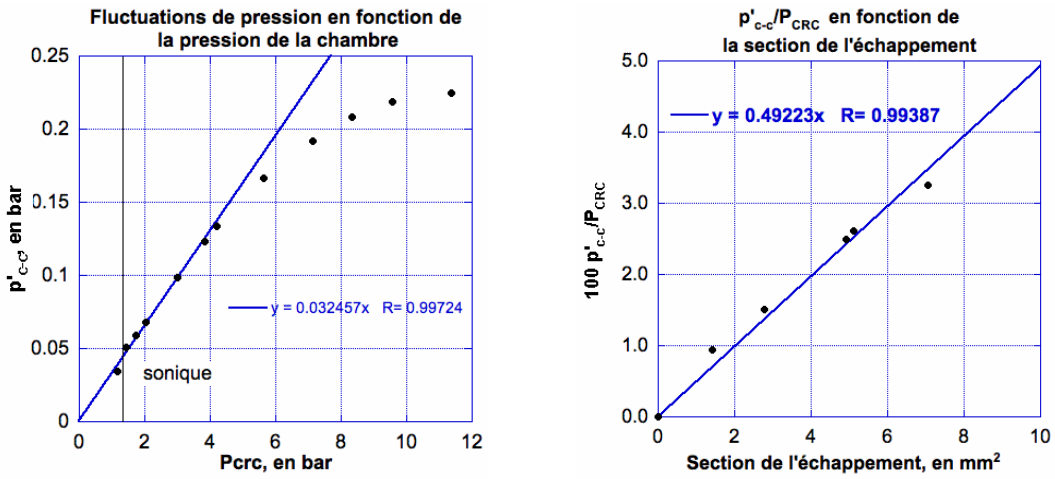


FIG. 3.20 – Amplitude d'excitation pour une cavité latérale fixée

à gauche représente l'amplitude des fluctuations de pression crête-crête, $p'_{\text{c-c}}$, en fonction de la pression absolue dans la chambre P. Lorsque $P_{CRC} \geq 2$ bars, le débit au niveau du col est sonique et le débit est proportionnel à la pression absolue de la CRC. Pour une section de 7 mm^2 (diamètre 3 mm), l'amplitude des fluctuations de pression crête-crête, $p'_{\text{c-c}}$ est proportionnelle à la pression dans la CRC, P_{CRC} pour $P_{CRC} < 5$ bars. Rappelons ici que la constante de proportionnalité est extrêmement sensible à l'écart entre la roue dentée et l'échappement latéral (d'après la section 2.1.3). Pour $P_{CRC} > 5$ bars, les fluctuations de pression saturent en raison de la flexion de la roue. En effet, pour une pression de 10 bars, la force sur une dent est ≈10 N. Malgré le raidisseur, la force est trop grande et on ne peut pas empêcher la flexion de la roue. Les fluctuations de pression de la chambre ne sont plus proportionnelles à la pression puisque le débit n'est pas stoppé complètement par le passage de la dent.

La figure 3.20 à droite représente le rapport de l'amplitude des fluctuations de pression crête-crête sur la pression absolue de la chambre, p'$_{\text{c-c}}/P_{CRC}$, en fonction de

la section de l'échappement, S. La pression cible de la CRC, supérieure à 2 bar limite la possibilité de travailler avec des sections supérieures à 10 mm^2 pour l'énergie thermique que nous injectons dans la chambre. L'amplitude maximale du ventre de pression du mode fondamental (mode 1) atteinte avec la roue munie du raidisseur est de p'$_{\text{c-c}}$=3.8 % pour la section de 7 mm^2. Pour cette section limite, le diamètre de l'échappement est égal à la largeur de la dent.

La valeur $p'_{\text{c-c}}/P_{CRC}$ est proportionnelle à la section de l'échappement (pour un écart roue échappement fixé). Le diamètre de l'échappement est limité par la pression de fonctionnement de la chambre. Au-delà de 3 mm de diamètre, nous ne pouvons pas atteindre 10 bars. Les essais avec la roue dentée sont réalisés avec ce diamètre d'échappement.

3.4.2 Cavité de longueur variable

Nous avons vu, dans le paragraphe 3.3, que la fréquence et la structure des modes du système formé par la CRC et sa cavité latérale d'excitation sont en général éloignées de celles des modes cylindriques. Nous regardons ici l'effet de la forme de la cavité sur le niveau d'excitation et l'amortissement des modes du système. La longueur de la cavité latérale varie entre 82 mm et 173 mm avec un pas de 10 mm (une fois avec un pas de 11 mm). La longueur minimale est imposée par l'épaisseur de la paroi de la CRC. La section de la cavité latérale est augmentée à la vue de l'étude analytique 1D (paragraphe 3.2) et des simulations numériques 2D (section 3.3) pour séparer les fréquences des modes du système pour toutes ces longueurs de cavité latérale.

Mesures et traitement

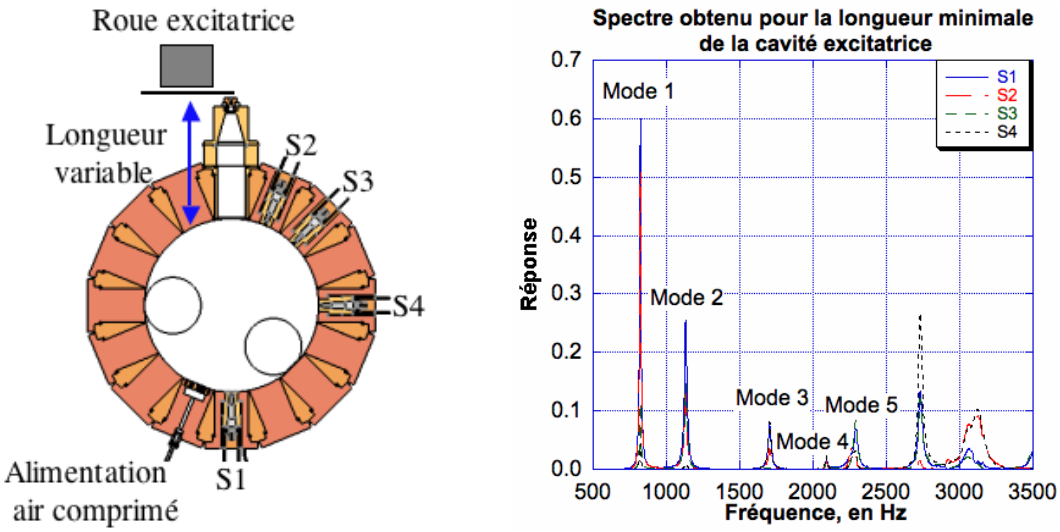


Fig. 3.21 – A gauche : configuration de la CRC. A droite : réponse spectrale typique de la CRC excitée par la roue excitatrice (longueur de la cavité excitatrice 82 mm).

La configuration de la CRC pour ces essais est indiquée sur la figure 3.21 à gauche. La CRC est alimentée par de l'air comprimé du laboratoire à 5 bar. La chambre est excitée par la roue dentée placée au-dessus de l'échappement latéral. Quatre capteurs de pression acoustique nous permettent de mesurer la réponse acoustique de la CRC en fonction de la fréquence d'excitation. Le capteur S1 est diamétralement opposé à la cavité excitatrice. La position des autres capteurs est indiquée sur la figure 3.21 à gauche. Un spectre typique de la réponse de la CRC est montré sur la figure 3.21 pour une cavité latérale de 82 mm de longueur effective. Nous indiquons les cinq premiers modes de la chambre que nous allons étudier. Le spectre est obtenu par des expériences où la fréquence de la roue est incrémentée par pas de 2.55 Hz. Le passage rapide de la roue dentée avec une rampe ne donne pas un bon rapport signal sur bruit. Si la pression peut être décrite sur le modèle de l'oscillateur harmonique amorti, le spectre de puissance est d'équation lorentzienne :

$$\mathrm{S}(\omega) \quad = \quad p_0^2 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} \tag{3.26}$$

Notons que la demi-largeur mesurée en Hz doit être transformée en fréquence angulaire avant de calculer un taux d'amortissement. La figure 3.22 à gauche représente

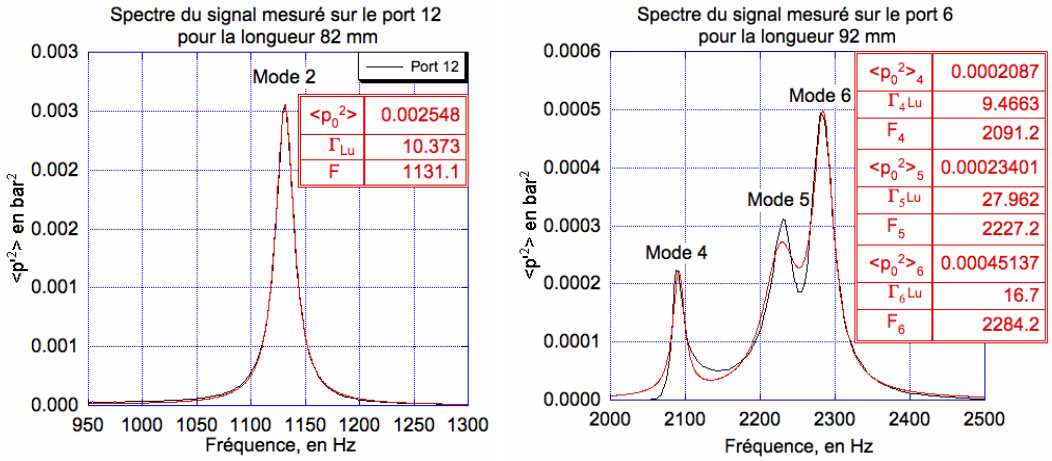


FIG. 3.22 – A gauche : mesures d'amplitude, de temps d'amortissement et de fréquence à partir du spectre de puissance. A droite : cas défavorable où les modes ont des fréquences proches et de même amplitude.

un cas où le spectre permet d'extraire les valeurs de l'amplitude d'excitation, du temps d'amortissement et de fréquence. Le mode 2 du spectre de puissance du signal du capteur dynamique S1 situé sur le port 12, est aligné avec la cavité excitatrice de longueur de 82 mm. La fréquence observée est très inférieure à la fréquence de résonance du mode cylindrique 2T. Dans la plupart des cas, on peut interpoler le spectre de puissance par une fonction lorentzienne. La demi-largeur à la mi-hauteur du pic de résonance nous permet d'obtenir le temps d'amortissement du mode.

La figure 3.22 à droite représente un cas où les valeurs ne sont pas obtenues avec précision. Dans quelques cas, au-delà du mode 4, la proximité des modes

ne permet pas toujours de réaliser une interpolation satisfaisante. La figure 3.22 à droite illustre un cas où un triplet de courbes lorentzienne ne permet pas d'interpoler avec précision les modes 4, 5 et 6 du spectre de puissance. Le problème est résolu en interpolant le spectre de puissance d'un signal relevé sur un autre capteur où les modes de fréquence proche ont des ordres de grandeur d'amplitude différente. Nous obtenons à partir de ces courbes le temps d'amortissement et le niveau d'excitation des modes du système CRC et cavité latérale.

Amplitude des modes

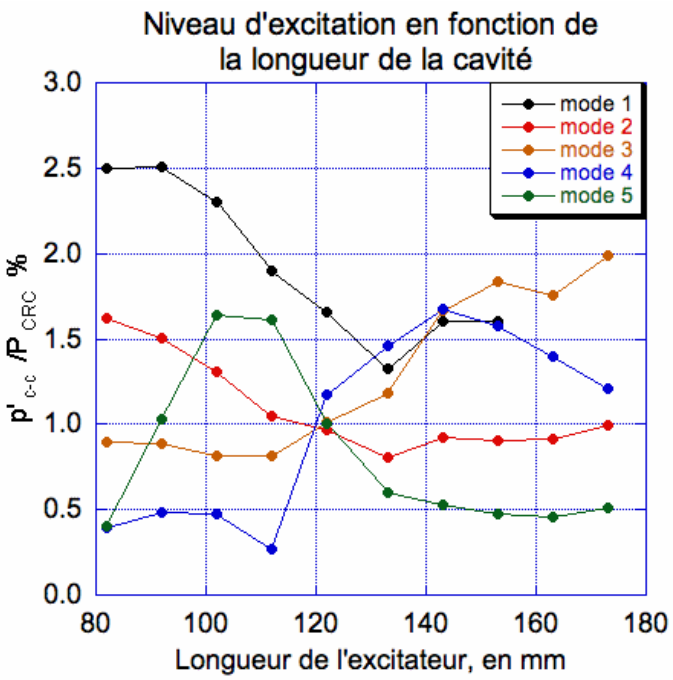


FIG. 3.23 – Amplitude des cinq premiers modes relevée sur le capteur S1

La figure 3.23 représente le niveau d'excitation des 5 premiers modes du système composé de la CRC et de sa cavité latérale en fonction de la longueur de la cavité. Les signaux sont relevés sur le capteur dynamique de pression, monté sur un module diamétralement opposé au module cavité excitatrice. Le mode 1 et 2 du système sont excités de manière efficace pour la plus faible longueur de l'excitateur, 82 mm. Nous exciterons la CRC avec la roue dentée pour cette longueur de cavité latérale.

Amortissement des modes

La figure 3.24 représente le temps d'amortissement des 5 premiers modes du système en fonction de la longueur de la cavité excitatrice. Ces courbes ont été réalisées à l'aide de plusieurs capteurs pour obtenir un cas favorable de mesure. Le temps d'amortissement du mode 1 est nettement supérieur à celui des autres modes. D'après l'équation 3.6, le temps d'amortissement de chaque mode diminue

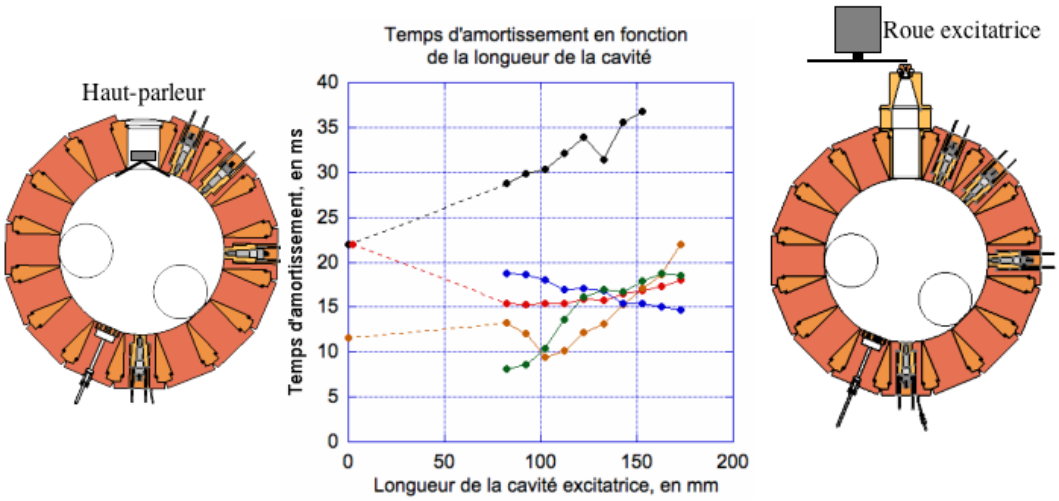


FIG. 3.24 – Temps d'amortissement des cinq premiers modes

avec la pulsation et le mode 1 est celui de pulsation la plus basse. Pour la plupart des modes, le temps d'amortissement est compris entre 10 ms et 20 ms.

Comparaison des fréquences obtenues avec les simulations numériques

Dans les simulations 2-D, nous devons choisir un rectangle dont la largeur soit équivalente à la section réelle de la cavité excitatrice pour comparer les résultats numériques aux mesures expérimentales. La section expérimentale de 32 mm de diamètre est équivalente à une section rectangulaire de 42 mm de hauteur (≡hauteur de la chambre) et d'approximativement 19.15 mm de largeur. Nous avons réalisé les simulations avec un rectangle de 20 mm de largeur. A cette approximation, s'ajoute celle de l'amortissement qui n'est pas traité (d'après la section 3.1.2). La fréquence obtenue par les simulations numériques ne doit pas être exactement celle trouvée lors des mesures expérimentales. La figure 3.25 représente la fréquence des 5 premiers modes acoustiques en fonction de la longueur de l'excitateur. Les fréquences des modes cylindriques sont tracées comme référence en traits pointillés. Les fréquences obtenues par les simulations numériques sont représentées en trait plein. Les points expérimentaux sont en très bon accord avec les valeurs obtenues par les simulations numériques. Nous pouvons utiliser les simulations numériques pour répondre à la problématique de l'excitation avec la cavité excitatrice.

3.4.3 Réponse à la problématique posée

Nous avons vu dans la section 3.1.5 que la roue excite deux modes dans un domaine de fréquence proche du premier mode cylindrique (de fréquence 1020 Hz), à 820 Hz et 1130 Hz avec la cavité latérale de diamètre 32 mm. Nous répondons à la problématique posée dans le paragraphe 3.1.5 pour une cavité excitatrice de 82 mm de longueur.

Le tableau 3.6 confronte la fréquence obtenue par les simulations numériques

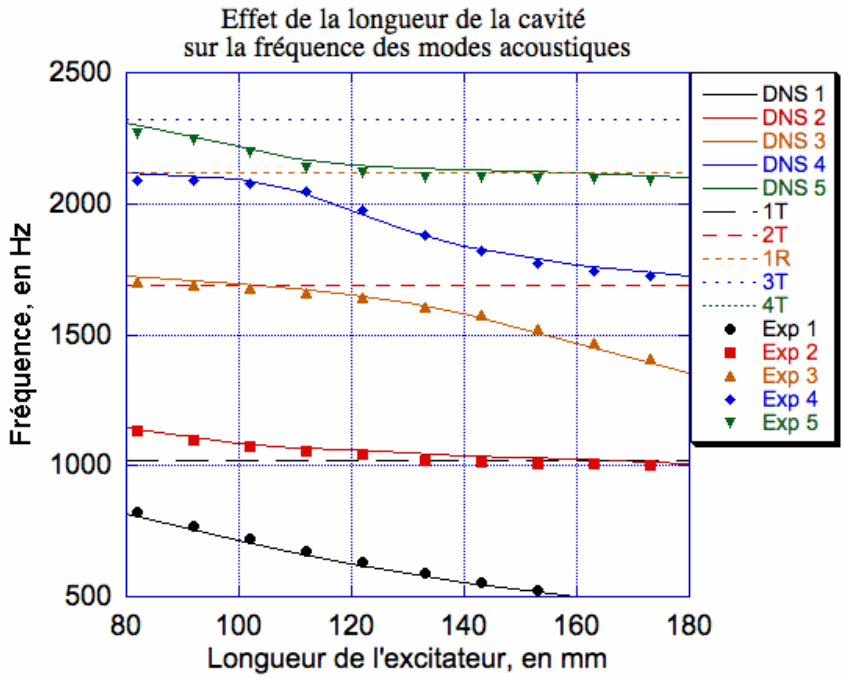


FIG. 3.25 – Fréquence des modes en fonction de la longueur de la cavité : comparaison entre les simulations et les mesures expérimentales.

pour un rectangle de longueur de 80 mm, $f_{sim.}$, et la fréquence obtenue pour une cavité de longueur effective équivalente, $f_{mes.}$ pour les quatre premiers modes de la CRC. Les amplitudes des fluctuations de pression mesurées par les quatre capteurs sont récapitulées pour chaque mode. Notons que ces niveaux d'excitation sont obtenus pour un échappement de diamètre 3 mm. Aussi la valeur obtenue sur le ventre de pression du mode fondamental 4.4 % est-elle légèrement supérieure à celle relevée section 3.4.1 (3.8 %). Cette différence s'explique par l'écart qui sépare la roue dentée de l'échappement latéral. Cet écart est resté constant au cours de l'expérience exploitée au tableau 3.6. Nous pouvons comparer l'amplitude des fluctuations de pression, $p'_{\text{c-c}}/P_{CRC}$, entre les modes ou entre les capteurs de pression S_i.

Modes	$f_{sim.}$	$f_{mes.}$	S1 : $p'_{\text{c-c}}/P_{CRC}$	S3 : $p'_{\text{c-c}}/P_{CRC}$	S4 : $p'_{\text{c-c}}/P_{CRC}$
1	816 Hz	822 Hz	4.4 %	1.9 %	1.2 %
2	1143 Hz	1133 Hz	2.8 %	2.2 %	0.8 %
3	1723 Hz	1703 Hz	1.5 %	0.3 %	1.6 %
4	2120 Hz	2094 Hz	0.7 %	0.7 %	0.9 %

TAB. 3.6 – Les quatre premiers modes avec une cavité latérale de longueur 80 mm

La figure 3.26 indique la position relative des capteurs S1, S3, S4 par rapport à la structure des modes 2, 3 et 4. Pour le mode 1 et le mode 2, l'amplitude relative à l'intérieur de la cavité est grande par rapport à celle que l'on note dans la CRC. Pour mettre en valeur les amplitudes relatives du mode, l'échelle des amplitudes est

réduite au niveau des valeurs au sein de la CRC. Pour le mode 1, le tableau 3.6 indique que la valeur maximale est relevée sur le capteur S1 placé sur le ventre de pression. Les capteurs S3 et S4 sont proches du noeud de pression représenté en vert. Le mode 2 a pratiquement la structure du mode 1T. Pour ce mode, nous pouvons voir que le maximum d'amplitude est relevé sur le capteur S1. Le capteur S3 indique une valeur légèrement inférieure mais du même ordre. En effet, S3 est placé sur le ventre de pression de signe opposé. L'amplitude relevée en S4 est clairement minimale, inférieure à 5% de la valeur des ventres, et correspond à un noeud de pression. Le mode 3 a la structure du mode 2T. Pour ce mode, l'amplitude relevée sur le capteur S1 est égale à l'amplitude relevée sur le capteur S4. Ces capteurs sont placés sur des ventres de pression de signes opposés. L'amplitude relevée sur le capteur S3 est inférieure à 25% de l'amplitude des ventres. S3 est proche d'un noeud de pression. Le mode 4 a la structure du mode 1R. Pour ce mode, les amplitudes relevées sur chaque capteur sont proches puisque les capteurs sont sur le même ventre de pression. La structure des modes est en très bon accord avec l'amplitude relative relevée pour chacun d'eux.

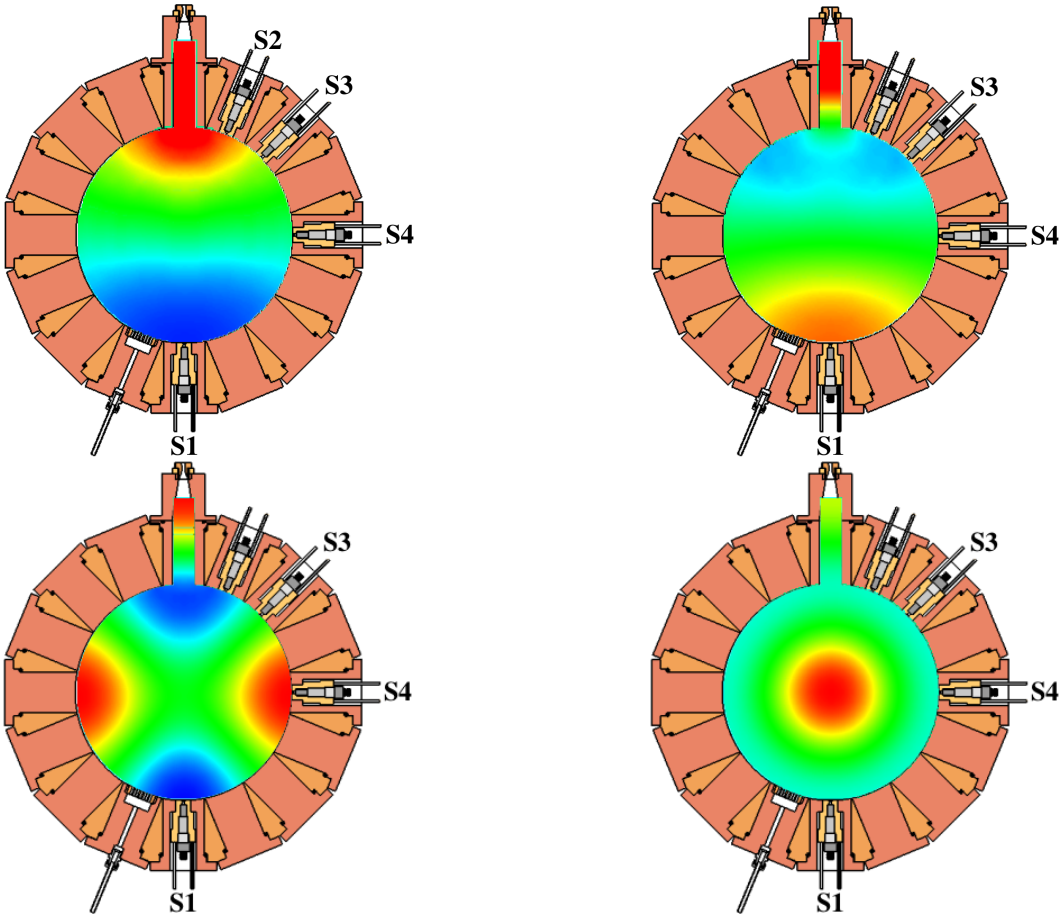


Fig. 3.26 – De gauche à droite, de haut en bas : structure des modes 1, 2, 3 et 4 de la CRC pour une cavité latérale de 20 mm de largeur et de 80 mm de longueur.

3.5 Conclusions

Selon les modules utilisés, la géométrie de la chambre peut être cylindrique ou plus complexe lorsqu'une cavité latérale est ajoutée. Le modèle de l'oscillateur harmonique amorti est utilisé pour analyser les modes acoustiques. Les résultats sont obtenus pour différentes formes d'excitation, dans le domaine des faibles amplitudes, lorsque les fluctuations de pression sont 10 fois plus faibles que la pression dans la CRC : l'amortissement du mode cylindrique fondamental 1T est égal à 22 ms pour les mesures effectuées avec le haut-parleur ou la queue du signal obtenu avec le canon à poudre. L'influence de l'amortissement est faible sur la fréquence des modes et nous ne traitons pas l'amortissement aux parois dans les simulations numériques.

L'influence de la cavité apparaît dès les premières utilisations de la roue dentée. Nous observons que les modes excités ne sont pas les modes cylindriques. Nous pouvons séparer les modes en deux groupes, les modes π et les modes σ. Les modes π sont les modes cylindriques susceptibles d'ignorer la présence de la cavité latérale. Ces modes doivent aligner un noeud de pression avec l'axe de la cavité latérale.

Les modes σ sont sensibles à la géométrie de la cavité. Ces modes placent un ventre de pression sur la face fermée de la cavité latérale. Un modèle 1D permet de comprendre qualitativement l'acoustique d'un système de cavités couplées. La résolution analytique du modèle 1D explique l'influence qualitative sur la fréquence des modes du rapport entre les sections et du rapport de longueur entre les cavités. Pour une longueur de cavité prise au hasard, plus la cavité est étroite, plus la probabilité que les fréquences des modes excités soient proches de celles des modes cylindriques est grande. Si la cavité est plus large, la probabilité de trouver des valeurs de fréquences de modes non cylindriques augmente. Les simulations 2D donnent la structure des modes et permettent de répondre plus précisément à la problématique posée.

Les simulations numériques donnent les mêmes résultats quantitatifs et nous pouvons retrouver avec une très bonne précision la fréquence des modes excités au travers de la cavité excitatrice. La structure des modes permet de comprendre l'amplitude relative des signaux recueillis à la périphérie de la CRC. Les modes, dont la fréquence est éloignée de celle des modes cylindriques, ont une structure tout à fait remarquable avec par exemple trois ventres de pression à la périphérie de la CRC.

Le système excitateur de longueur variable est optimisé : la largeur de l'excitateur est augmentée à 32 mm pour séparer les modes fondamentaux, la longueur est raccourcie à 82 mm, minimum fixé par l'épaisseur de la CRC, enfin la section d'échappement a un diamètre égal à la largeur de la dent puisque $p'_{\text{c-c}}/P_{CRC} \propto S$. L'amplitude, l'amortissement et la fréquence des modes sont mesurés pour des longueurs de cavité comprises entre 82 mm à 173 mm.

Finalement, nous avons développé un outil qui permet de visualiser les modes acoustiques d'une chambre cylindrique équipée d'une cavité latérale. Cette étude pourrait être étendue immédiatement au cas d'une chambre à cavités multiples qui représente le cas d'une chambre équipée de cavités amortisseurs.

Chapitre 4

Recherche d'instabilités spontanées

Ce chapitre est composé de quatre parties. La première est une partie préliminaire qui s'intéresse à la qualité de l'atomisation. Nous regardons en particulier l'effet de la flamme sur la qualité du mélange pour des nombre de Weber < 500. La deuxième partie dresse le protocole de recherches mis en place. Le but est de déterminer si un paramètre d'injection peut influencer les fluctuations de pression générées par la flamme. Les troisième et quatrième parties traitent respectivement des résultats obtenus au niveau de l'injecteur et de ceux obtenus dans la CRC.

4.1 Effet de la flamme sur la qualité de l'atomisation

4.1.1 Définition des paramètres clés

Nous voulons synthétiser le domaine de recherche d'instabilités spontanées dans la CRC. Les oscillations de pression acoustique sont liées à l'unique source sonore représentée par la flamme. Nous devons donc caractériser la flamme avec un nombre restreint de paramètres. Nous choisissons en premier lieu la pression moyenne absolue P_{CRC}. Elle est comprise entre la pression atmosphérique et la pression maximale de fonctionnement de la CRC, donc 1 bar$<P_{CRC}<$10 bars. La pression agit directement sur la chimie de la flamme, sur la densité des gaz. Nous l'utiliserons également pour normaliser les fluctuations de pression. Nous devons aussi caractériser le mélange formé par le combustible et le comburant. Nous choisissons trois nombres sans dimension pour caractériser le mélange. Le premier paramètre est le rapport des quantités de mouvement, J, entre le gaz et le liquide, qui est défini par :

$$J = \frac{\rho_{Gaz} U_{Gaz}^2}{\rho_{Liq.} U_{Liq.}^2} \tag{4.1}$$

J caractérise l'éclatement du jet liquide par le gaz. Nous pouvons découper en domaine selon les valeurs du tableau 4.1. J est un paramètre clé pour définir la longueur du dard liquide, d'après Villermaux[81, 82, 10] :

$$L \approx \frac{6 D_{Liq.}}{\sqrt{J}} \tag{4.2}$$

$J < 1$	mauvaise atomisation
$J \approx 10$	fonctionnement des moteurs fusées
$J > 35$	transition vers un écoulement recirculant

TAB. 4.1 – Domaine défini par le paramètre J

Le second paramètre est le nombre de Weber, We, qui est le rapport des forces aérodynamiques sur les forces capillaires :

$$We = \frac{\rho_{Gaz}(U_{Gaz} - U_{Liq.})^2}{\sigma_{Liq.}/D_{Liq.}} \tag{4.3}$$

où $\sigma_{Liq.}$ =25 mN/m est la tension de surface de l'éthanol mesuré à T=20° C. Le nombre de Weber caractérise la taille finale des gouttes pulvérisées. Plus le nombre de Weber est élevé, plus les gouttes sont petites. La richesse Φ, le troisième, donne la proportion entre le carburant et le comburant. Enfin, la puissance thermique mise en jeu permet de compléter l'exploration du domaine de variables dans le cadre des fluides de substitution utilisés à l'IRPHE et dans le cadre des fluides cryotechniques utilisés au DLR en oxygène liquide et hydrogène gazeux.

4.1.2 Limite des faibles J, effet de la flamme sur l'atomisation

Les injecteurs d'origine de la CRC

Les dimensions de ces trois injecteurs sont résumées dans le tableau 2.1. Ce choix de mélange a été fait pour des raisons de sécurité ; cependant les premières tentatives d'allumage avec des mélanges oxygène-azote ont montré que nous ne pouvions obtenir qu'une flamme décrochée. Tous les tirs réalisés depuis ont utilisé de l'oxygène pur gazeux et l'injecteur n°1 avec la plus faible section gaz. Cet injecteur est le seul pour lequel les valeurs de J sont plus grandes que l'unité. Les valeurs de J obtenues avec cet injecteur sont dans le domaine 1–20. Le domaine de la vitesse du gaz est 10–50 m/s.

Atomisation à froid.

Une image instantanée du spray d'éthanol est représentée sur la figure 4.1. Le temps d'obturation est de 250 μs. Le spray est rendu visible à l'aide d'un rétro-éclairage puissant. L'apparence granuleuse provient du fait qu'il n'y a pas de flamme et que les gouttelettes impactent le hublot. Dans cette figure, la pression de la chambre est de 7.0 bar, le débit d'éthanol est de 1.0 g/s et le débit d'oxygène est de 1.8 g/s. Le nombre J vaut 7 (basé sur les dimensions de l'injecteur) et le nombre de Weber est égal à 250. Nous sommes à la limite inférieure des valeurs de J, mais l'atomisation est acceptable.

Atomisation avec une flamme décrochée

La figure 4.2 montre une image instantanée du spray liquide prise sous des conditions similaires d'injection, mais avec une flamme décrochée. A cause du fort

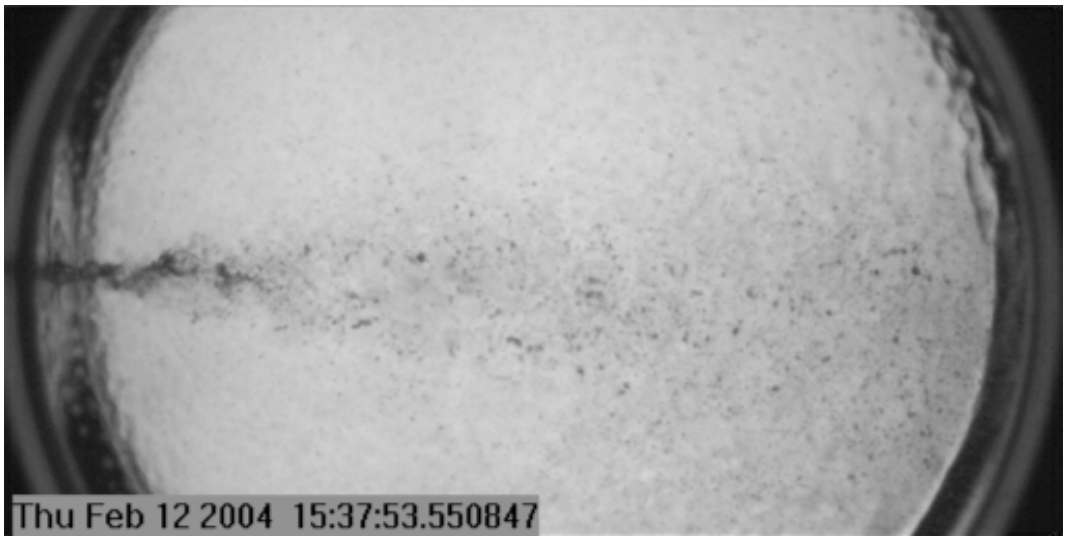


FIG. 4.1 – Atomisation à froid, $P_{CRC} = 7\,\text{bar}$, $J = 7$

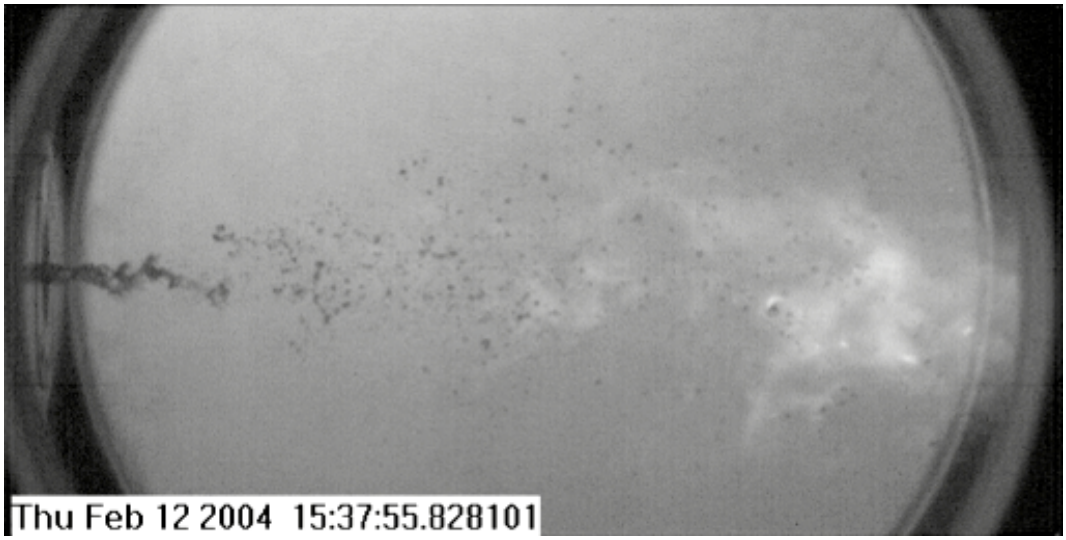


FIG. 4.2 – Atomisation avec une flamme décrochée, $P_{CRC} = 9.7\,\text{bar}$, $J = 1.5$

rétro-éclairage, la flamme est seulement visible comme un nuage blanc. La base de la flamme décrochée est approximativement au centre de la fenêtre. La pression absolue de la chambre est de 9.7 bar, le débit d'ethanol de 1.0 g/s et le débit d'oxygène de 1.8 g/s. Le nombre J calculé, basé sur les dimensions de l'injecteur, est 4.7. Cependant l'examen approfondi de l'image révèle que le diamètre du jet liquide est plus petit que celui de la figure 4.1. Le diamètre mesuré est seulement de 0.9 mm, ce qui est significativement plus petit que le diamètre de sortie du pitôt liquide. Il semblerait que le liquide se soit détaché de la face interne du pitôt avant d'atteindre la sortie de l'injecteur. La valeur de J, recalculée en utilisant le diamètre mesuré du jet liquide, est seulement $J = 1.5$ et le nombre de Weber correspondant est 90. L'atomisation est dégradée comparée à celle de la figure 4.1.

Atomisation avec une flamme attachée.

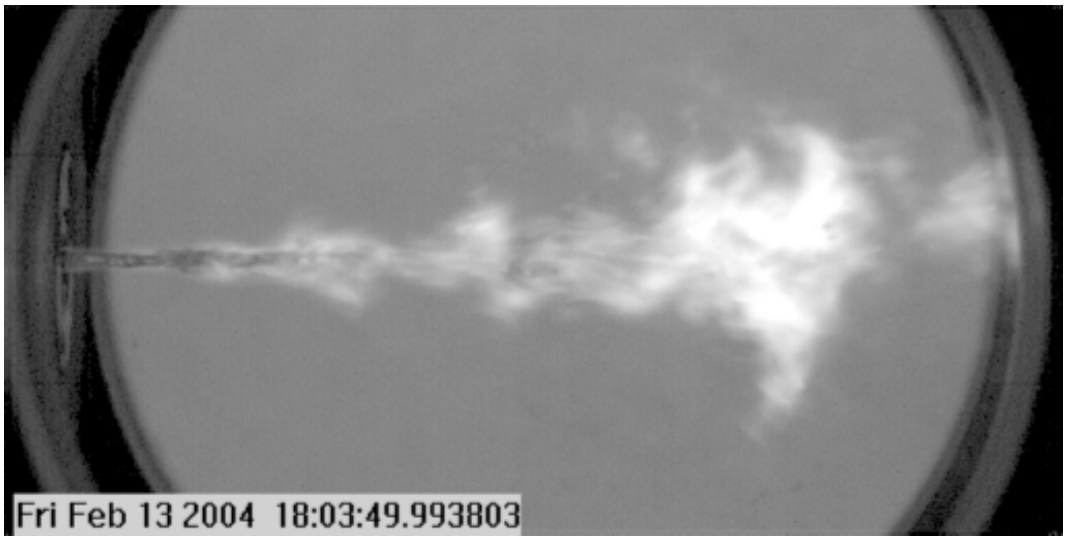


FIG. 4.3 – Atomisation avec une flamme accrochée, $P_{CRC} = 8.1$ bar, $J = 17$

La figure 4.3 montre une image rétro-éclairée d'une flamme attachée. La couche fine de flamme autour du jet liquide près de l'injecteur est juste visible. La pression absolue de la chambre est ici de 8.1 bar. Les débits sont de 1.0 g/s pour l'éthanol et de 3.6 g/s pour l'oxygène. Le diamètre mesuré du jet liquide dans ce cas est égal au diamètre de sortie du pitôt liquide : 0.8 mm. Le nombre J ainsi calculé est de 5 et le nombre de Weber est ≈ 700. A la vue des valeurs calculées pour les nombres J et We, nous pouvions espérer que l'atomisation soit nettement meilleure que celle des figures 4.1 et 4.2. Ce n'est clairement pas le cas. L'atomisation est pauvre et le jet liquide intact s'étend sur environ 13 diamètres en aval. La différence d'atomisation provient clairement de la présence de la flamme attachée.

La déstabilisation primaire du jet liquide est due à l'instabilité de cisaillement de Kelvin-Helmholtz, étendue au cas où les deux couches en mouvement relatif sont

de densités très différentes. Soit l'épaisseur de couche limite, δ définie par :

$$\delta = \frac{U_{f.} - U_{Liq.}}{(dU/dy)_{max}}$$

où $U_{f.}$ et $U_{Liq.}$ sont respectivement la vitesse d'injection du gaz frais et du liquide et y une direction transverse à la direction d'injection. Alors la longueur d'onde de l'instabilité primaire est de la forme :

$$\lambda \backsim \delta \left(\frac{\rho_{Liq.}}{\rho_{f.}} \right)^{1/2}$$

Le taux de croissance de cette instabilité de cisaillement est de la forme :

$$\sigma_{K-H} \propto \frac{\rho_{f.}}{\rho_{Liq.}} \frac{U_{f.} - U_{Liq.}}{\delta}$$

Le taux de croissance de l'instabilité de type Rayleigh-Taylor est donné par [10] :

$$\sigma_{R-T} \propto \left(\frac{\rho_{f.}}{\rho_{Liq.}} \right)^{3/4} U_{f.}^{3/2}$$

Le taux d'accroissement de cette instabilité est plus sensible à la vitesse du gaz frais que l'instabilité de cisaillement. La figure 4.4 montre la déstabilisation du jet liquide.

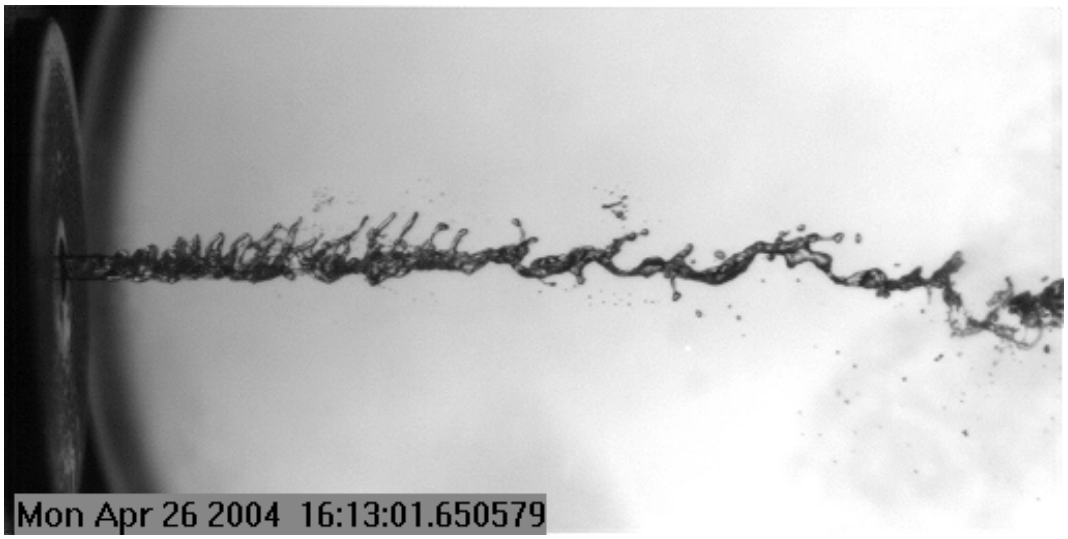


FIG. 4.4 – Mécanisme de déstabilisation du jet liquide

La distance entre ligaments est la longueur d'onde λ relative à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. La déstabilisation transverse du jet, de type Rayleigh-Taylor, domine la déstabilisation de type Kelvin-Helmholtz. L'arrachement du liquide est donc sensible à la densité des gaz frais par l'intermédiaire du terme $\rho_{f.}$ de l'équation 4.1.2.

La raison physique de la baisse de performance de l'injecteur peut être comprise en réalisant que le jet liquide est entouré par un anneau de produits chauds de combustion. A cause de l'expansion des gaz, la densité des produits de combustion est

environ 6–7 fois plus basse que la densité des gaz froid. Cependant, la différence de vitesse entre le jet liquide et l'anneau de gaz chaud reste inchangée. Cette équation indique que le taux d'accroissement dépend de la masse volumique des gaz frais. Lorsque la flamme est accrochée pour de faibles valeurs de quantité de mouvement de l'oxygène, le gaz qui est en contact avec l'éthanol a la densité des gaz brûlés. De ce fait, le taux d'accroissement de l'instabilité dominante diminue comme le rapport des densités entre les gaz frais et les gaz brûlés.

$$\sigma_{b.} \approx \left(\frac{\rho_{b.}}{\rho_{f.}}\right)^{3/4} \sigma_{R-T}$$

Le rapport de quantité de mouvement effectif et le nombre de Weber effectif sont 6–7 fois plus faibles que dans le cas de l'atomisation obtenue à froid. Cette couche de gaz tampon où le taux d'accroissement est de la forme $\sigma_{b.}$ explique la très faible déstabilisation du jet d'éthanol. Un exemple frappant de l'effet de la flamme sur l'atomisation obtenu avec un injecteur coaxial est fourni en comparant la flamme décrochée de la figure 4.2 et la flamme attachée de la figure 4.5. Les rapports de

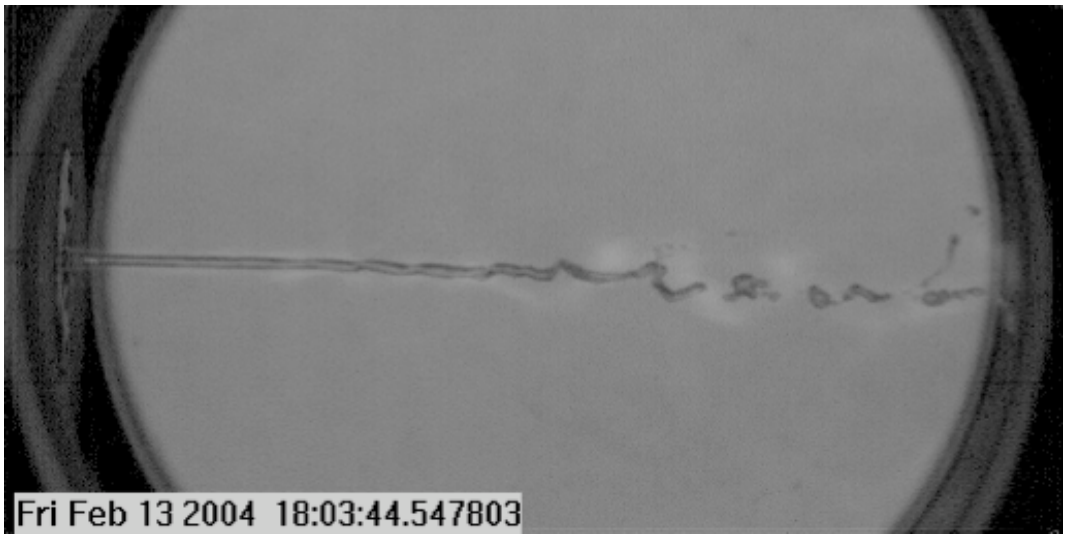


Fig. 4.5 – (Non)-atomisation avec une flamme accrochée, $P = 4.7$ bar. Le rapport de quantité de mouvement calculé ($J = 1.5$) et le nombre de Weber (≈ 160) sont comparables à ceux de la figure 4.2.

quantité de mouvement, calculés à froid, pour les deux expériences sont les mêmes : $J \approx 1.5$ et le nombre de Weber de la figure 4.5, $We \approx 160$ est légèrement supérieur à celui de la figure 4.2, $We \approx 90$. Cependant, l'atomisation est radicalement différente avec la flamme attachée, et pratiquement inexistante.

4.1.3 Niveau d'excitation obtenu avec l'injecteur n°1

De nombreux essais ont été réalisés avec l'injecteur n°1. Cependant, nous présentons uniquement la figure 4.6 pour comprendre les limites de cet injecteur. Le graphique de gauche montre la pression moyenne de la CRC ainsi que les débits

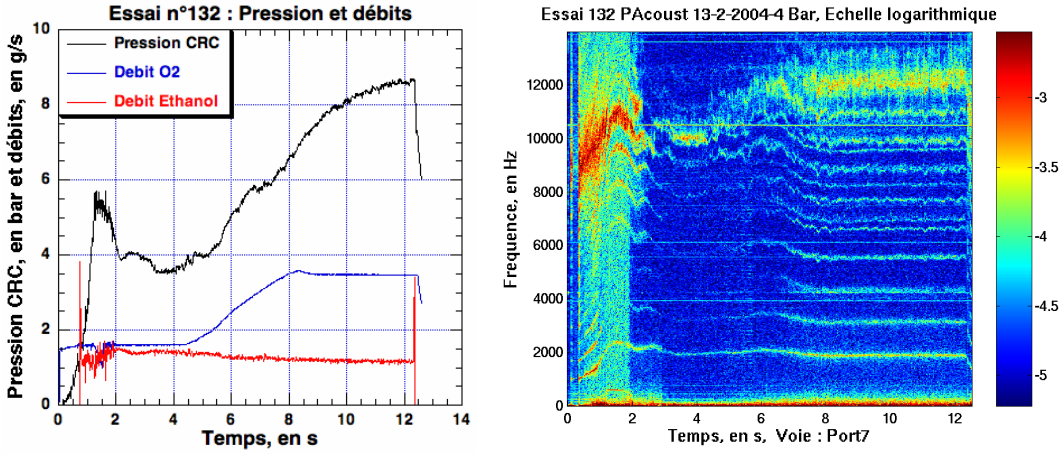


FIG. 4.6 – Essai n°132 représentatif des essais réalisés avec l'injecteur n°1. A gauche : Voies lentes. A droite : Spectrogramme du signal relevé sur le port 7.

d'éthanol et d'oxygène. Le débit nominal d'éthanol est fixé à 1g/s. Nous augmentons manuellement le débit d'oxygène de 1.5 à 3.6 g/s. La pression moyenne relative de la CRC augmente alors de de 3.5 à 8.5 bar. La flamme obtenue lorsque le débit d'oxygène a atteint 3.6g/s est représentée sur la figure 4.3. La partie droite de la figure 4.6 montre le spectrogramme des fluctuations de pression dans la chambre. On distingue les modes acoustiques excités par le bruit de combustion. Les valeurs r.m.s. des fluctuations de pression obtenues $p'_{r.m.s.}$ sont représentées sur une échelle logarithmique de valeur maximum log(0.003 bar) et de dynamique log(500). A faible débit d'oxygène, les modes de la chambre de combustion ne sont pas visibles. Lorsque le débit d'oxygène augmente entre t=4.5 s et t=8 s, l'amplitude des modes augmente nettement. A haut débit d'oxygène, le mode 1T à ≈2 kHz et des modes de fréquence ≈12 kHz se distinguent par leur amplitude des autres modes de la CRC. L'injecteur n°1 nous permet d'obtenir une atomisation à peine acceptable et ceci seulement pour le plus grand débit d'oxygène permis. Les modes acoustiques excités par le bruit de combustion sont alors visibles.

4.1.4 Conclusions

Nous avons clairement démontré l'effet de la présence d'une flamme attachée sur la qualité de l'atomisation réalisée par un injecteur coaxial. Pour des rapports de quantité de mouvement modérés, de l'ordre de 10–15, la qualité de l'atomisation est considérablement dégradée par la présence d'une flamme accrochée. Dans le cas de rapports de quantité de mouvement faibles, inférieurs à 2, la présence d'une flamme accrochée supprime complètement l'atomisation du jet liquide. Ce comportement frappant ne semble pas avoir été reconnu ou même rapporté dans la littérature. Afin d'atteindre une vitesse d'oxygène plus élevée, et d'augmenter les valeurs de J et de We, il a été nécessaire de diminuer la section gazeuse de l'injecteur.

4.2 Protocole de recherches systématiques

4.2.1 Modification des injecteurs

Les injecteurs d'origine ne sont pas adaptés pour un fonctionnement en oxygène pur sur la ligne gazeuse d'après le paragraphe 4.1.2. Les premières modifications des injecteurs d'origine ont entraîné un régime d'injection pulsée. Nous avons ensuite poursuivi les essais avec des injecteurs modifiés qui ne pulsaient pas.

Pulsations à l'injection

Nous observons ce type de perturbation lors de l'utilisation d'une pastille de correction où une zone de recirculation entraînait une pulsation de l'injection. La

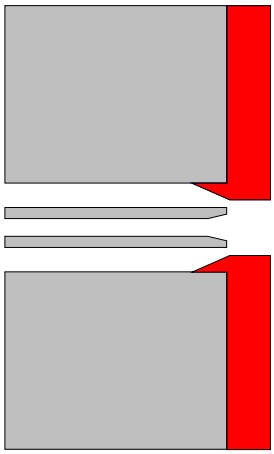


FIG. 4.7 – Réduction de la section gazeuse de l'injecteur : première version.

première tentative de modification, effectuée sur les injecteurs, est représentée en rouge sur la figure 4.7. L'anneau de gaz est convergent au niveau de la sortie liquide. Le diamètre externe de la section efficace de la couronne gazeuse est de ≈2.5 mm. La section gazeuse au niveau de la sortie liquide est de ≈2 mm^2. Il était délicat de mesurer précisément cette section au vu de la nature convergente de l'anneau. Le retrait de la sortie liquide, égal à l'épaisseur de la pièce représentée en rouge sur la figure 4.7, est de 2 mm. Pour la plupart des conditions d'injection, cet injecteur pulse fortement. La figure 4.8 représente six photos du régime pulsant de l'injecteur. Pour accrocher la flamme, nous avons commencé avec un plus faible débit d'O_2 tel que $\dot{m}_{O_2}$ =1.2 g/s avant d'augmenter la pression de la ligne O_2 pour finir avec $\dot{m}_{O_2}$ =2.8 g/s. Au cours de cet essai, 11.2<J<31.2 et 2455<We<6947. Les variations de débit d'oxygène n'ont pas d'effet sur la fréquence de ces pulses. La vitesse des bouffées d'éthanol a été mesurée à 30 m/s à partir de l'essai 204 représenté par la figure 4.8.

L'origine du comportement pulsant semble relié à la divergence de la sortie liquide. Nous faisons l'hypothèse que la couche limite liquide alternativement se détache de la paroi et s'y rattache, relâchant un paquet de liquide à chaque cycle. La figure 4.9 montre la fréquence des pulses en fonction du débit d'éthanol. La

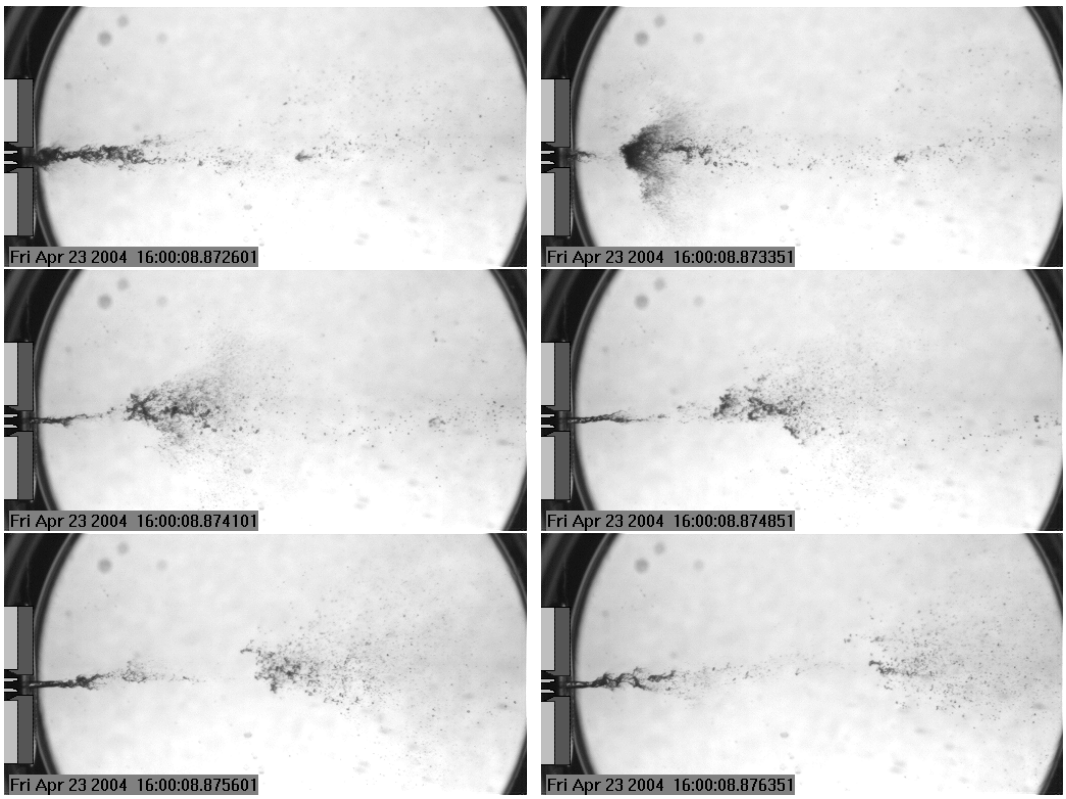


FIG. 4.8 – essai 204 : pulsations basse fréquence due à la modification de l'injecteur

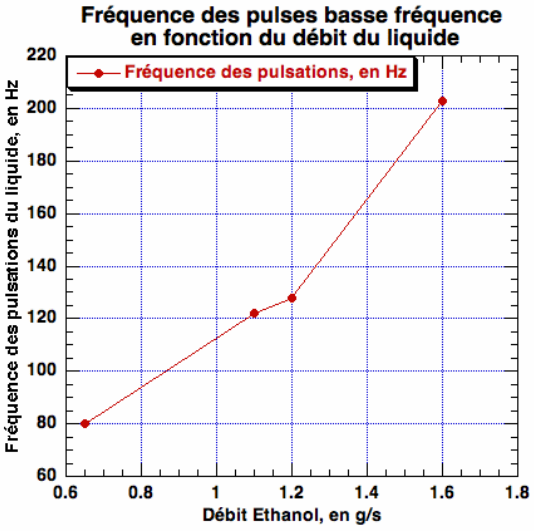


FIG. 4.9 – Fréquence, f, des pulsations basse fréquence en fonction du débit de liquide

fréquence de pulsation moyenne, proportionnelle au débit de liquide, conforte l'interprétation précédente. Nous pouvons estimer le volume accumulé, $\mathcal{V}_{acc}$, à la sortie de l'injecteur. La forme des oscillations enregistrées sur la voie liquide par le capteur dynamique sur l'injecteur est symétrique (figure 4.11). Nous supposons donc que le temps de vidange est du même ordre de grandeur que le temps de remplissage du volume accumulé :

$$\mathcal{V}_{acc} = \frac{\dot{m}_{Eth.}}{\rho_{Eth.}} \frac{1}{2f}$$

Pour un débit de 1,1 g/s, nous observons une fréquence de 122 Hz, la masse volumique de l'éthanol est de 0.78 g/cm^3 : $\mathcal{V}_{acc}$ =5.8 mm^3. Ce volume est en cohérence avec les dimensions de l'injecteur.

Cependant, nous ne percevons pas clairement pourquoi le phénomène apparaît fortement avec la réduction de section gazeuse convergente, mais pas avec la réduction de section droite. Nous pouvons noter que F. Baillot [83] du CORIA de Rouen a observé un comportement pulsant similaire en prenant des images à la caméra rapide d'un injecteur, à échelle 1, avec une partie divergente à la sortie de la voie liquide. Ce comportement pulsant spontané de l'injecteur a une conséquence intéressante sur le niveau d'excitation des modes haute fréquence de la CRC. La figure 4.10 en haut montre les oscillations de pression dans la voie liquide de l'injecteur. La figure 4.10 en bas montre le spectrogramme de la pression acoustique dans la CRC relevé sur le port 4 (90° vis à vis de l'injecteur). Le changement de fréquence des modes provient du changement de débit d'oxygène qui est augmenté au cours de l'essai. Le mélange est riche au début puis pauvre à la fin de l'essai, la stoechiométrie est atteinte à t =4 s. La fréquence des modes de la chambre varie avec la température des produits de combustion.

La voie liquide de l'injecteur commence à pulser à t =3 s. L'amplitude crête-crête des oscillations de pression dans la voie liquide est ≈0.3 bar. Ces oscillations basse fréquence ont un effet visible sur la pression acoustique de la CRC. Ces modes haute fréquence autour de 10 kHz sont fortement excités par les pulsations basse fréquence. La figure 4.11 montre un zoom des signaux de pression dans la voie liquide et la CRC. L'amplitude des oscillations acoustiques haute fréquence varie sur la même échelle de temps que les fluctuations de pression sur la voie liquide. La corrélation entre les deux signaux n'est pas étroite, mais cela indique que les pulses du liquide sont à l'origine de l'excitation haute fréquence, peut-être à travers le changement de taille des gouttelettes liquides. Cet effet n'est pas complètement compris, mais nous faisons l'hypothèse que cet effet observé ici puisse être relié aux instabilités HF du régime transitoire qui sont déclenchées par le chugging pendant le transitoire d'allumage des moteurs pyrotechniques.

Injecteurs modifiés

Nous avons préféré fabriquer des pastilles de correction droites pour limiter la formation de paquets de liquide du régime pulsé. Trois injecteurs modifiés sont représentés sur la figure 4.12. La section gazeuse est réduite pour améliorer l'atomisation du jet d'éthanol. La réduction de la section de la couronne de gaz est réalisée, soit par réduction du diamètre externe de la section gazeuse pour les injecteurs n°4

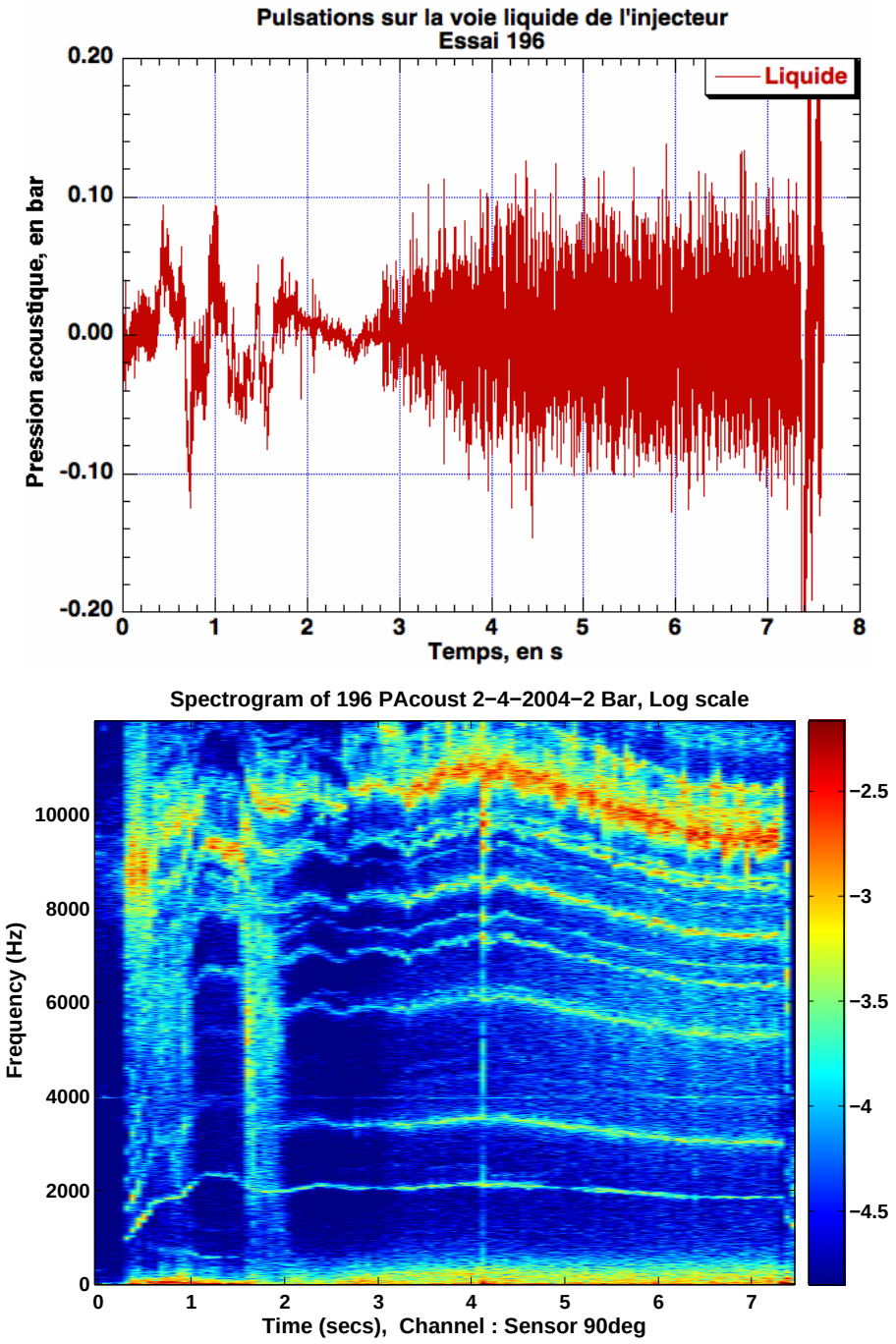


FIG. 4.10 – Injection pulsée. En haut : pression dans la voie liquide de l'injecteur. En bas : spectrogramme de la pression acoustique dans la CRC. Notons que le régime pulsée commençant à $t = 3\,\mathrm{s}$ correspond à l'excitation *haute fréquence* des modes de la CRC.

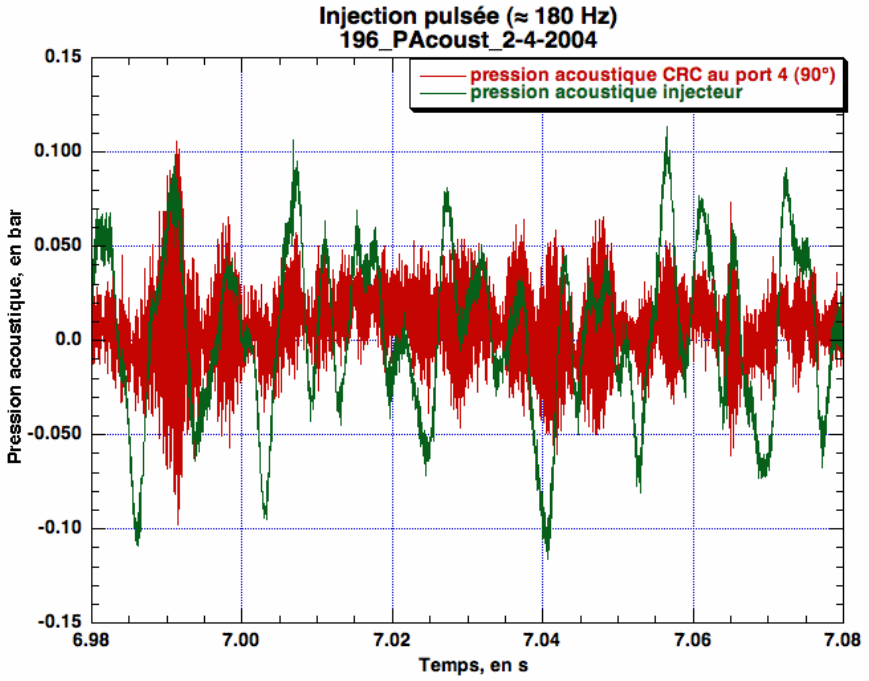


FIG. 4.11 – Zoom des fluctuations de pression dans la voie liquide de l'injecteur et dans la CRC. L'amplitude de l'excitation des modes haute fréquence fluctue avec la même échelle de temps que la pression dans la voie liquide.

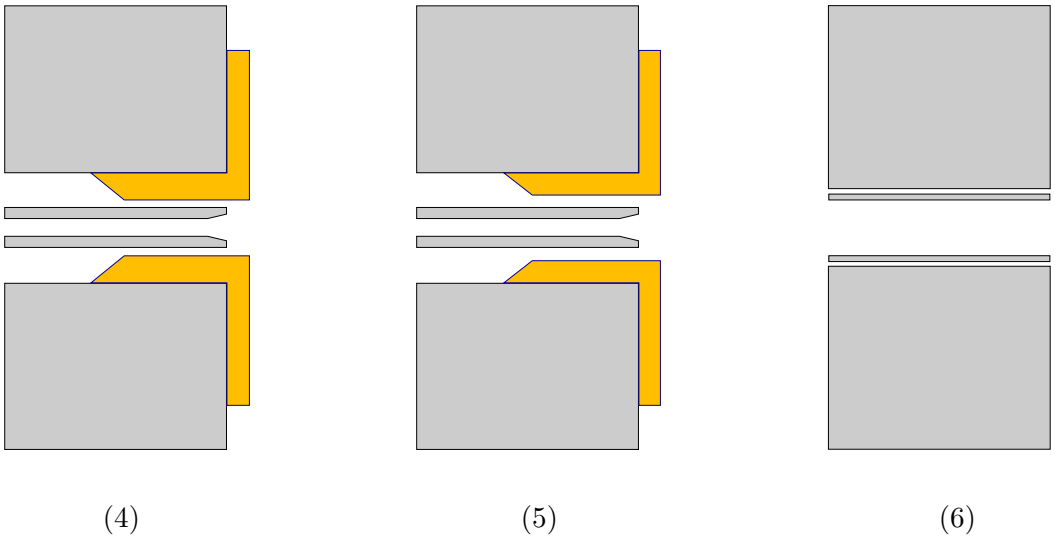


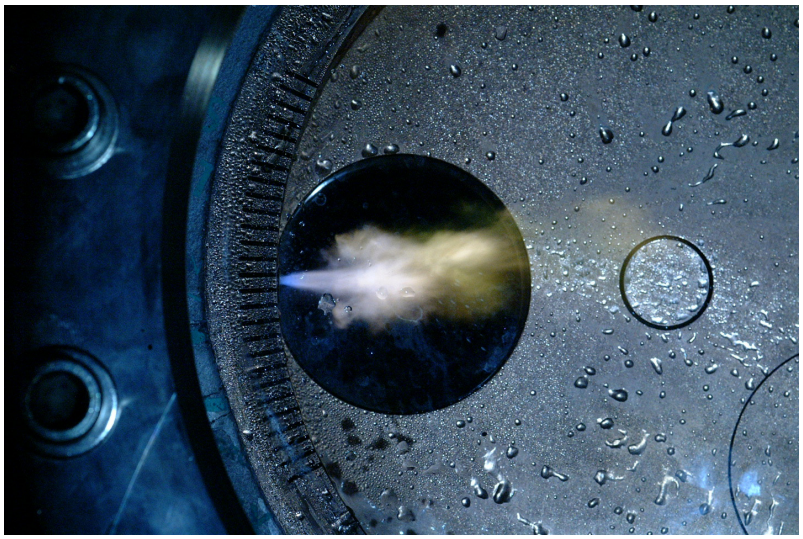
FIG. 4.12 – De gauche à droite, les injecteurs, n° 4, 5, 6 utilisés pour réaliser les recherches systématiques

et 5, soit par augmentation du diamètre externe du pitôt liquide pour l'injecteur n°6. Par rapport à l'injecteur n°1 , l'injecteur n°4 permet de gagner un facteur 3 sur la vitesse de l'oxygène ou un facteur 9 sur le rapport des quantités de mouvement. Les dimensions caractéristiques des 3 injecteurs modifiés sont récapitulées dans le tableau 4.2. Les diamètres sont indiqués sur la figure 2.4. Les injecteurs n°4 et 5

	Liquide			Marche	Gaz		
	D5	D4	D3	épaisseur	D2	D1	S
Inj. n°4	0.8 mm	0.8 mm	1.2 mm	0.3 mm	1.8 mm	2.5 mm	2.36 mm^2
Inj. n°5	0.8 mm	0.8 mm	1.2 mm	0.3 mm	1.8 mm	3.0 mm	4.52 mm^2
Inj. n°6	2.4 mm	2.4 mm	2.4 mm	0.3 mm	3.0 mm	3.5 mm	2.55 mm^2

TAB. 4.2 – Dimensions des injecteurs modifiés, n°4, 5 et 6 utilisés pour réaliser les recherches systématiques

sont les injecteurs d'origine modifiés avec une pièce rapportée afin de réduire la section gazeuse. L'injecteur n°6 est conçu de manière différente. Sa section gazeuse est proche de celle de l'injecteur n°4 mais la section d'éthanol est ≈4.3 fois celle des autres injecteurs. Dans un domaine où la vitesse de l'éthanol est très faible par rapport à la vitesse de l'oxygène, le nombre de Weber n'est pas modifié. Le nombre J est modifié d'un rapport ≈18.9. L'injecteur n°6 permet donc d'étudier l'influence de J à un nombre de Weber fixé. Le divergent présent à la sortie du pitôt liquide des injecteurs n°1 à 5 est à l'origine de perturbations du jet d'éthanol. Ce divergent est supprimé pour l'injecteur n°6 dans un souci de simplification. Enfin, en vue d'un couplage avec la ligne liquide, il est préférable d'augmenter la section pour faciliter le passage des ondes acoustiques. La figure 4.13 à gauche montre une image de la



P_{CRC}=12 Bar
Φ =0.57
$\dot{m}_{Eth.}$ =1.8 g/s
$U_{Eth.}$ =2 m/s
$\dot{m}_{O_2}$ =6.6 g/s
U_{O_2} =178 m/s
J=155
We=15572

FIG. 4.13 – Injecteur n°4. A gauche : image instantanée de la flamme obtenue, à droite : conditions d'injection obtenues

flamme. Le temps d'obturation est de 500 μs. Un hublot géant permet de visualiser entièrement l'intérieur de la CRC. Nous pouvons voir un hublot de visualisation

placé sur la face arrière de la CRC (en noir derrière la flamme). Son diamètre, égal à 6 cm, indique que la longueur de la flamme obtenue est d'environ 5 cm. Les paramètres de fonctionnement de cet essai sont résumés sur la figure 4.13 à droite. Les débits,$\dot{m}_{Eth.}$ et $\dot{m}_{O_2}$, sont respectivement relatifs à l'éthanol et l'oxygène. Les vitesses, $U_{Eth.}$ et U_{O_2}, sont respectivement relatives à l'éthanol et l'oxygène. L'effet

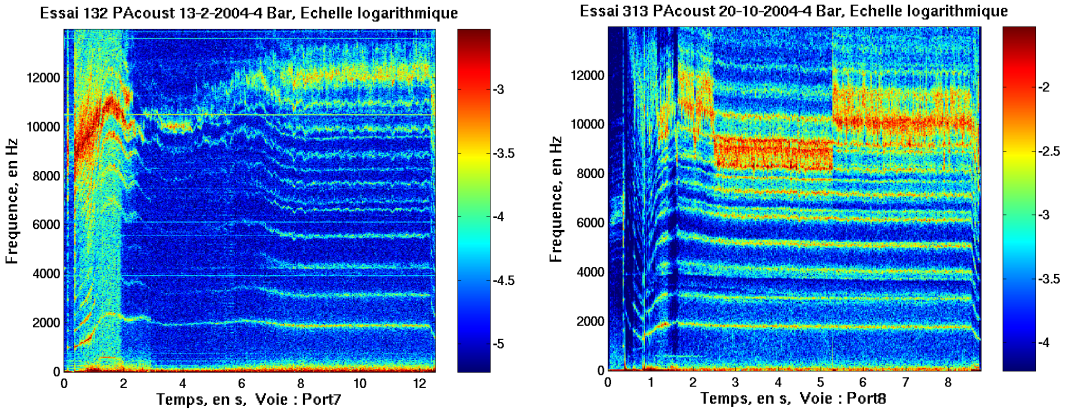


FIG. 4.14 – Effet de la réduction de la section de l'oxygène. A gauche : Injecteur d'origine n°1 , essai n°132. A droite : Injecteur modifié n°4, essai n°313.

de la réduction de la section de l'oxygène est représenté sur la figure 4.14. Les deux spectrogrammes sont représentés sur une échelle logarithmique de valeur maximum log(0.03 bar) et de dynamique log(500). A gauche, la figure représente un spectrogramme typique obtenu avec l'injecteur n°1. A droite, avec l'injecteur modifié n°4, nous obtenons des niveaux d'excitation des modes acoustiques d'un niveau nettement supérieur par le bruit de combustion. Notons que la valeur maximale de l'échelle utilisée sur le spectrogramme de la figure 4.14 à droite est dix fois supérieure à celle du spectrogramme de gauche. La qualité de l'atomisation est excellente et les flammes sont nettement plus courtes.

4.2.2 Domaine de recherche

Pression de la chambre

La pression de la chambre de combustion n'est pas contrôlée directement. C'est une fonction du débit des ergols et du diamètre de l'échappement. L'évacuation des gaz de combustion se fait par l'échappement axial sur lequel nous pouvons placer des cols soniques de différents diamètres pour faire varier la pression de la chambre. Nous utilisons trois cols soniques de diamètre, $D_{Ech.}$, de 2.5 mm, 3.0 mm et 3.5 mm.

Energie mise en jeu et richesse

Le programme HF s'est doté de deux chambres de combustion de recherche commune, CRC, pour conduire les investigations expérimentales. L'une se trouve à l'IRPHE à Marseille et fonctionne en oxygène gazeux et éthanol liquide. L'autre

se trouve au DLR Lampoldshausen et fonctionne en oxygène liquide et hydrogène gazeux.

IRPHE La CRC fonctionne à l'IRPHE avec un injecteur coaxial dont le combustible est l'éthanol liquide et le comburant, l'oxygène gazeux. La réaction chimique est décrite par l'équation 4.4 :

$$3O_2 + C_2H_5OH \rightarrow 2CO_2 + 3H_2O \tag{4.4}$$

Afin de minimiser la formation de suies, nous choisissons de travailler dans un domaine de richesse inférieur ou proche de l'unité avec trois débits d'éthanol, 1 g/s<$\dot{m}_{Eth.}$<2.6 g/s, tels que la longueur de flamme soit inférieure au diamètre de la CRC. Trois valeurs cibles de débit sont choisies dans cette gamme : 1.2 g/s, 1.8 g/s, 2.5 g/s. Cependant la boucle de contrôle qui régule le débit d'éthanol a une dépendance à la pression et les valeurs cibles sont atteintes à 0.2 g/s près. Les essais sont réalisés à des richesses pauvres ou proches de la stoechiométrie. Le taux de dégagement de chaleur est donc proportionnel au débit d'éthanol et est donné par $\dot{q}$=26.8 kW/(g/s).

DLR La CRC fonctionne au DLR avec un injecteur coaxial dont le combustible est l'hydrogène gazeux et le comburant est l'oxygène liquide. La réaction chimique est décrite par l'équation 4.5 :

$$O_2 + 2H_2 \rightarrow 2H_2O \tag{4.5}$$

Les installations du DLR permettent de se rapprocher du moteur HM7 qui utilise ces fluides cryogéniques avec une injection coaxiale. Le système de refroidissement des fluides d'alimentation du DLR est une cuve ouverte remplie d'azote liquide à 80 °K représentée sur la photo 2.1. Une comparaison des niveaux d'excitation obtenus au DLR avec des fluides cryotechniques, et des niveaux d'excitation obtenus à l'IRPHE en fluide de substitution, sera présentée dans la section 4.4.4. Les essais sont réalisés à des richesses supérieures à 1 et le taux de dégagement de chaleur est donc proportionnel au débit d'oxygène liquide et est donné par $\dot{q}$=15.1 kW/(g/s).

Qualité de l'atomisation

La qualité du mélange est principalement liée au nombre de Weber, qui dépend fortement de la vitesse de l'écoulement gazeux. La vitesse du gaz est une fonction du débit d'oxygène, de la taille de l'anneau de gaz, et aussi de la pression de la chambre. D'une part, nous choisissons deux valeurs pour le débit d'oxygène ≈4.7 g/s et ≈6.9 g/s. Ces valeurs cibles peuvent être atteintes à 0.1 g/s près. D'autre part, nous utilisons les injecteurs modifiés n°4, 5 et 6. Ces 3 injecteurs sont représentés sur la figure 4.12. Les 2 pastilles de correction permettent de changer le nombre de Weber en gardant un débit d'oxygène constant. L'injecteur de section liquide nettement supérieure permet de changer considérablement le nombre J en modifiant peu le nombre de Weber. Les sections des 3 injecteurs sont récapitulées dans le tableau 4.2.

Récapitulatif

Ce programme prévoit de réaliser 54 essais à chaud représentant les combinaisons parmi 3 injecteurs, 2 débits d'oxygène, 3 échappements et 3 débits d'éthanol. 48 essais sont réalisables puisque la limite de pression de fonctionnement de la CRC, établie à 10 bar, empêche de réaliser à haut débit les essais avec l'échappement de section la plus petite. Les principales informations sur ces 48 essais à chaud sont récapitulées dans le tableau 4.3.

Essai	Inj.	$\dot{m}_{O_2}$, g/s	$D_{Ech.}$, mm	$\dot{m}_{Eth.}$, g/s	ϕ	P_{crc}, bar	J	We	U_{O_2}, m/s	$U_{Eth.}$, m/s
319	4	4.8	3.5	1.3	0.56	4.7	401	21324	331	3.3
320	4	4.8	3.5	1.7	0.74	5.5	200	18137	283	4.3
321	4	4.8	3.5	2.6	1.13	7.2	66	13667	216	6.6
309	4	4.8	3.0	1.2	0.52	5.8	381	17259	268	3.0
310	4	4.8	3.0	1.6	0.69	6.8	183	14637	229	4.0
312	4	4.8	3.0	2.4	1.04	8.9	62	11014	175	6.1
313	4	4.8	2.5	1.1	0.48	7.9	334	12639	197	2.8
315	4	4.8	2.5	1.6	0.69	9.7	128	10192	160	4.0
317	4	4.8	2.5	2.3	1.00	11.9	50	8165	131	5.8
322	4	7.0	3.5	1.3	0.39	6.0	668	35564	378	3.3
323	4	7.0	3.5	1.9	0.57	7.6	247	27892	299	4.8
324	4	7.0	3.5	2.4	0.71	9.2	128	22867	247	6.1
325	4	7.0	3.0	1.2	0.36	8.2	574	25970	277	3.0
327	4	7.0	3.0	1.7	0.51	9.7	242	21809	234	4.3
328	4	7.0	3.0	2.3	0.68	11.8	109	17738	192	5.8
329	4	7.0	2.5	1.0	0.30	11.0	616	19337	206	2.5
338	5	4.7	3.5	1.3	0.58	4.9	101	5306	163	3.3
339	5	4.7	3.5	1.9	0.84	6.2	37	4129	128	4.8
340	5	4.7	3.5	2.4	1.06	7.6	19	3307	105	6.1
341	5	4.7	3.0	1.2	0.53	6.7	87	3862	119	3.0
342	5	4.7	3.0	1.8	0.80	8.2	31	3096	97	4.5
343	5	4.7	3.0	2.4	1.06	10.4	14	2370	77	6.1
344	5	4.7	2.5	1.1	0.49	9.0	77	2860	88	2.8
345	5	4.7	2.5	1.6	0.71	10.6	31	2380	75	4.0
346	5	4.6	2.5	2.4	1.06	14.1	10	1703	55	6.1
330	5	6.9	3.5	1.3	0.39	6.3	169	8915	186	3.3
332	5	6.9	3.5	1.9	0.57	7.7	65	7204	152	4.8
333	5	6.8	3.5	2.5	0.77	9.2	30	5756	125	6.3
334	5	6.8	3.0	1.1	0.34	8.6	168	6326	134	2.8
335	5	6.8	3.0	1.7	0.52	10.4	58	5147	111	4.3
336	5	6.8	3.0	2.4	0.74	12.1	25	4325	95	6.1
337	5	6.8	2.5	1.0	0.31	11.2	156	4841	103	2.5
370	6	4.8	3.5	1.1	0.48	4.1	8717	17723	322	0.3
371	6	4.8	3.5	1.7	0.74	5.3	2823	13686	249	0.5
372	6	4.8	3.5	2.5	1.09	6.8	1018	10634	194	0.7
373	6	4.8	3.0	1.3	0.56	6.5	3937	11162	203	0.4
374	6	4.8	3.0	1.7	0.74	7.5	1995	9657	176	0.5
375	6	4.8	3.0	2.4	1.04	9.2	816	7844	144	0.7
376	6	4.8	2.5	1.0	0.43	8.1	5339	8958	163	0.3
377	6	4.8	2.5	1.6	0.69	10.0	1689	7233	132	0.5
378	6	4.8	2.5	2.2	0.96	12.3	726	5856	107	0.6
379	6	6.8	3.5	1.3	0.40	6.0	8559	24296	312	0.4
380	6	6.8	3.5	1.7	0.52	7.2	4171	20222	260	0.5
381	6	6.8	3.5	2.4	0.74	9.1	1656	15957	206	0.7
382	6	6.8	3.0	1.2	0.37	7.8	7727	18681	240	0.3
383	6	6.8	3.0	1.7	0.52	9.8	3065	14839	191	0.5
384	6	6.8	3.0	2.3	0.70	11.8	1390	12288	159	0.6
385	6	6.8	2.5	1.0	0.31	11.1	7819	13121	169	0.3

Tab. 4.3 – Récapitulatif du domaine de recherche

Nous pouvons remarquer que le nombre de Weber peut s'exprimer de manière simplifiée :

$$We = \frac{\dot{m}_{O_2}}{S_{O_2}} \frac{D_{Eth.}}{\sigma_{Eth.}} U_{O_2} \quad \text{pour} \quad \frac{U_{O_2}}{U_{Eth.}} \gg 1 \tag{4.6}$$

où S_{O_2}, $D_{Eth.}$ sont respectivement la section d'oxygène à l'injection, le diamètre du jet d'éthanol. $\sigma_{Eth.}$ est la tension de surface de l'éthanol. La figure 4.15 représente le

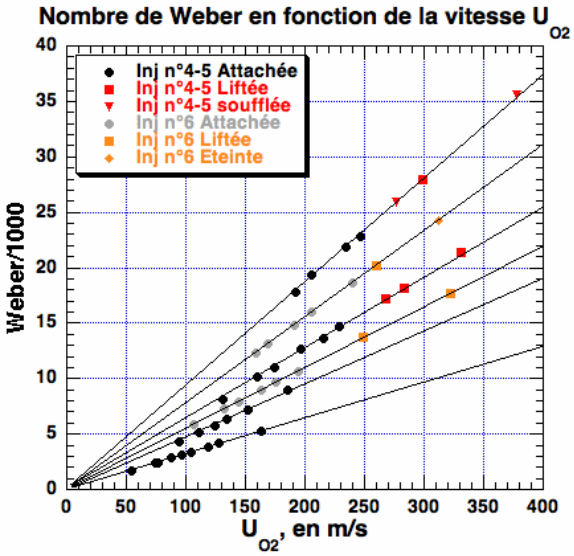


FIG. 4.15 – Nombre de Weber en fonction de la vitesse de U_{O_2}

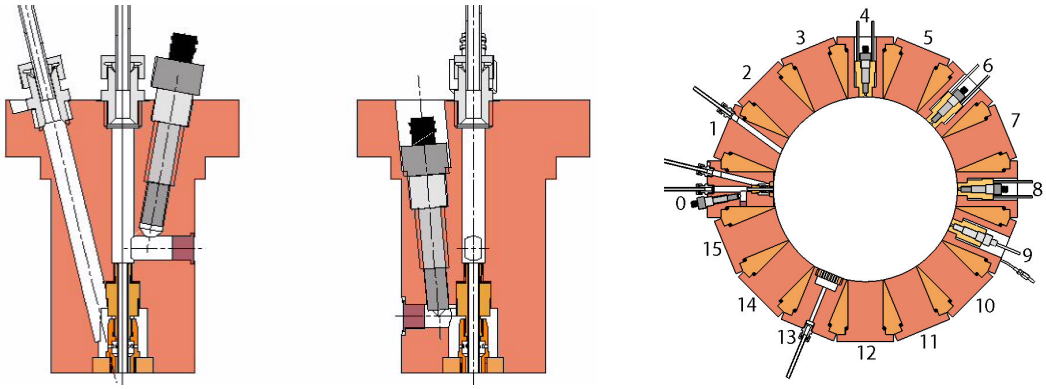
nombre de Weber en fonction de la vitesse de l'oxygène. Les six droites représentent le choix de l'injecteur parmi les 3 disponibles qui fixe la section d'oxygène et la section d'éthanol et le choix du débit d'oxygène parmi les 2 valeurs cibles. Les points sur chaque droite correspondent aux changements de pression à débit d'oxygène constant. Ils sont obtenus par changement de diamètre de l'échappement parmi les trois diamètres utilisés, et changement de débit d'éthanol parmi les trois valeurs cibles.

4.2.3 Acquisition et traitement des données

Aucun forçage acoustique n'est réalisé dans ce chapitre. Les fluctuations de pression ne sont dues qu'à une transformation d'une partie de l'énergie thermique injectée dans la CRC en énergie acoustique.

Acquisitions

Position des capteurs dynamiques de pression 5 capteurs dynamiques de pression enregistrent les fluctuations de pression acoustique pendant la durée des essais. 2 capteurs sont placés à l'intérieur du module injecteur, l'un sur la voie liquide et l'autre sur la voie gaz. 3 sont placés sur des modules à la périphérie de la



(a) (b) (c)

FIG. 4.16 – Position des capteurs dynamiques de pression. a) Injecteur voie liquide ; b) Injecteur voie gazeuse ; c) CRC

CRC. La figure 4.16 indique la position des capteurs dynamiques de pression par la représentation en trois coupes, comprenant deux coupes orthogonales de l'injecteur, a et b, et une coupe transverse de la CRC, c. La coupe a indique la position du capteur de la voie liquide. La position b indique la position du capteur de la voie gazeuse. La coupe c indique la position de l'injecteur sur le port 0, de l'allumeur sur le port 1, des trois capteurs , respectivement sur les port 4, 6 et 8, d'une prise de pression statique sur le port 9 (un bouchon remplace ici l'emplacement d'un capteur dynamique) et de la purge sur le port 13.

Traitement des données

La durée totale d'un tir à chaud est fixé à 9 secondes. Dans ces 9 secondes, il reste 6 secondes de combustion stabilisée. Cette durée est suffisante pour que la pression de la CRC soit constante et assez courte pour pouvoir enchaîner plusieurs tirs sans que la température de la chambre soit trop élevée. L'amplitude moyenne en valeur r.m.s., $p'_{r.m.s.}$, est calculée à partir de l'équation 4.7 :

$$p'_{r.m.s.} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_{t}^{t+T}\left(\int_{f-\Delta f}^{f+\Delta f} p'^2(f)\,df\right)\,dt} \tag{4.7}$$

sur une durée de 2 secondes entre t=6 s et t=8 s. La figure 4.17 représente un spectrogramme d'un tir à chaud sans excitation externe. L'échelle des couleurs est logarithmique de valeur maximale log(0.02 bar). Le mode 1T est fortement excité par le bruit de combustion et sa fréquence est accessible à un forçage par la roue. Nous pouvons remarquer que plusieurs modes sont nettement excités pour 10 kHz < f < 13 kHz. Nous suivons donc l'évolution en amplitude du mode 1T et des modes tels que 10 kHz < f < 13 kHz, en fonction des conditions d'injection. Pour le mode 1T, les valeurs r.m.s. des fluctuations de pression sont sommées sur une largeur de bande de 400 Hz (centrée sur le mode) et nous calculons la moyenne sur une durée de 2 secondes. En général, plusieurs modes entre 10 kHz et 13 kHz sont excités

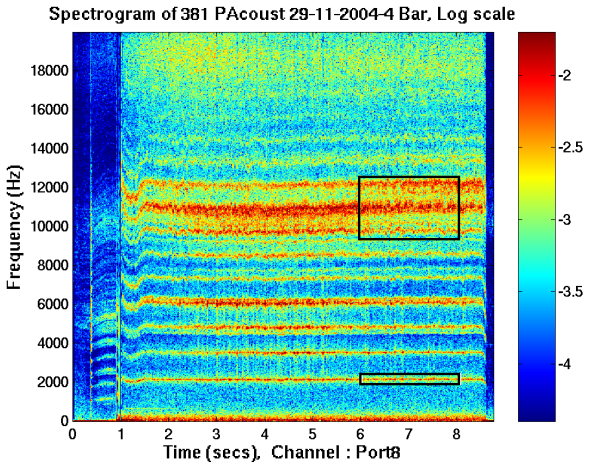


FIG. 4.17 – Fenêtres d'analyse utilisées pour obtenir les niveaux d'excitation

simultanément et nous avons souvent observé que la fréquence d'excitation la plus intense pouvait glisser d'un mode à un autre. Ce glissement est représenté sur le spectrogramme de l'essai n°313 de la figure 4.14. Pour les modes au-delà de 10 kHz, les valeurs r.m.s. des fluctuations de pression sont sommées sur une largeur de bande de 3 kHz (de 10 kHz à 13 kHz) et nous calculons la moyenne sur une durée de 2 secondes. Les niveaux d'excitation sont donc recueillis à partir des données comprises à l'intérieur des rectangles noirs comme sur la figure 4.17. L'amplitude moyenne en valeur r.m.s., $p'_{r.m.s.}$, obtenue à partir du signal compris dans ces rectangles noirs, est normalisée en divisant par la pression moyenne abolue de la CRC mesurée à t=7 s, P_{CRC}, et en multipliant par 1000. La quantité $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est utilisée largement dans la section 4.4.

4.3 Réponse au niveau de l'injecteur

Une description détaillée des injecteurs modifiés n°4, 5 et 6 est donnée dans le paragraphe 4.2.1.

4.3.1 Réponse de la ligne gazeuse

Un capteur de pression dynamique enregistre les fluctuations de pression à l'entrée de la voie gazeuse de l'injecteur sur la figure 4.16 b. Les spectrogrammes obtenus ne montrent pas de dépendance de la voie gazeuse par rapport à la section liquide. La figure 4.18 est un spectrogramme représentatif de l'ensemble des essais réalisés. L'échelle des amplitudes est linéaire, la valeur maximale de $p'_{r.m.s.}$ est 0.02 bar. Les modes propres de la ligne gazeuse sont excités de manière stationnaire sur la durée de l'essai. Les 3 premiers modes sont excités de manière plus intense que les modes de fréquence supérieure. La fréquence, f, et l'amplitude moyenne des fluctuations de pression, $p'_{r.m.s.}$, de ces modes sont récapitulées dans le tableau 4.4. Sur l'ensembles des essais, la valeur moyenne de la fréquence des 3 premiers modes

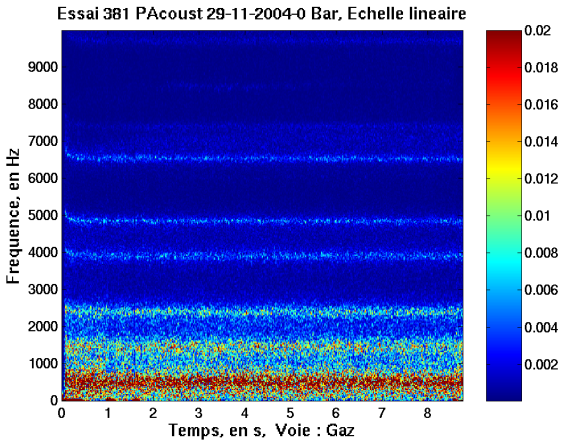


FIG. 4.18 – Modes excités dans la ligne Gaz de l'injecteur.

Modes	f	Ecart type	$< p'_{r.m.s.} >$	$\min(p'_{r.m.s.})$	$\max(p'_{r.m.s.})$
mode 1	502 Hz	37 Hz	77 mbar	19 mbar	128 mbar
mode 2	1467 Hz	44 Hz	42 mbar	13 mbar	70 mbar
mode 3	2450 Hz	35 Hz	29 mbar	16 mbar	43 mbar

TAB. 4.4 – Modes propres de la ligne gazeuse

est de 502 Hz, 1467 Hz, 2450 Hz. L'écart à la moyenne obtenue pour la fréquence des modes est faible, toujours inférieur à 44 Hz. La fréquence des modes de la ligne gazeuse est donc indépendante des conditions d'injection. Nous pouvons remarquer que les fréquences des trois premiers modes sont très proches d'un rapport 1 :3 :5, typique d'un résonateur 1-D ouvert-fermé. La fréquence des modes du résonateur est donnée par l'équation 4.3.1 :

$$f = \frac{(2n+1)c}{4L}$$

Pour de l'oxygène à température du laboratoire (c = 326 m/s), nous trouvons que L ≈ 16 cm. Cette longueur correspond à la distance entre le col sonique de la voie oxygène et la chambre de combustion. Pour chaque tir, les amplitudes r.m.s. des fluctuations de pression sont sommées sur une largeur de bande de 400 Hz, centrée autour du mode, et nous calculons la moyenne pour une durée de 2 secondes. La valeur obtenue est exprimée en millibar. $< p'_{r.m.s.} >$ est la valeur moyenne obtenue pour l'ensembles des essais. $\min(p'_{r.m.s.})$, $\max(p'_{r.m.s.})$ sont respectivement la valeur minimum et la valeur maximum obtenues lors d'un essai. L'amplitude des modes excités est grossièrement proportionnelle à la vitesse d'injection.

4.3.2 Réponse de la ligne liquide

Les signaux recueillis par le capteur situé à l'entrée de la voie liquide de l'injecteur, représenté sur la figure 4.16 a, sont plus complexes à analyser. Les caractéristiques de ces injecteurs sont récapitulées dans le tableau 4.2. Les injecteurs n°4 et

5 ont un pitôt liquide dont la section de sortie diverge avec un angle de 13° (voir figure 2.4). Après observations, la vitesse d'injection de l'éthanol semble contrôler une bifurcation entre deux types de spectrogrammes obtenus pour ces injecteurs. Les signaux enregistrés sont donc séparés en trois groupes en fonction des injecteurs utilisés et du débit d'éthanol. Le premier groupe traite les essais où le débit d'éthanol est inférieur à 1.6 g/s pour les injecteurs n°4 et 5 (figure 4.19). Le deuxième traite les essais où le débit d'éthanol est supérieur à 1.6 g/s pour les injecteurs n° 4 et 5 (figure 4.20). Le troisième groupe traite les essais réalisés avec l'injecteur n°6 (figure 4.21).

Injecteurs n°4 et 5 : faibles débits

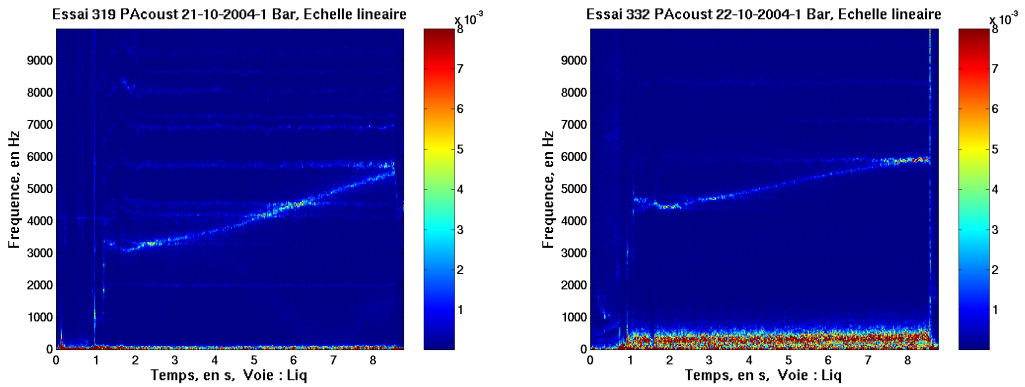


FIG. 4.19 – Spectrogrammes des signaux relevés sur la voie liquide pour les injecteurs n°4 et 5 à faible débit d'éthanol. A gauche : pas de trace de la voie gazeuse, essai 319. A droite : mode fondamental de la voie gazeuse, essai 332. Conditions d'injection voir tableau 4.3

La figure 4.19 montre deux spectrogrammes représentatifs obtenus pour les faibles débits d'éthanol avec les injecteurs n°4 et 5. Les spectrogrammes obtenus pour les injecteurs n°4 et 5 sont présentés sur des échelles identiques. La fréquence est représentée jusqu'à 10 kHz et les valeurs de $p'_{r.m.s.}$ sont représentées sur une échelle linéaire de maximum 0.008 bar. Pour les débits d'éthanol grossièrement inférieurs à 1.6 g/s, le signal montre une résonance dont la fréquence varie en cours de tir entre 3 kHz et 7 kHz. Les modes propres de la CRC sont également visibles sur ce capteur. Lorsque la fréquence interne de l'injecteur traverse un mode de la chambre, la réponse dans l'injecteur est augmentée, mais reste néanmoins de faible amplitude. Dans la figure 4.19 de gauche, obtenue avec l'injecteur n°4, il n'y a aucune trace des résonances de la voie gazeuse. Par contre, dans la figure de droite obtenue avec l'injecteur n°5, la résonance de la ligne gazeuse à 500 Hz est visible dans la ligne liquide pour le haut débit d'oxygène.

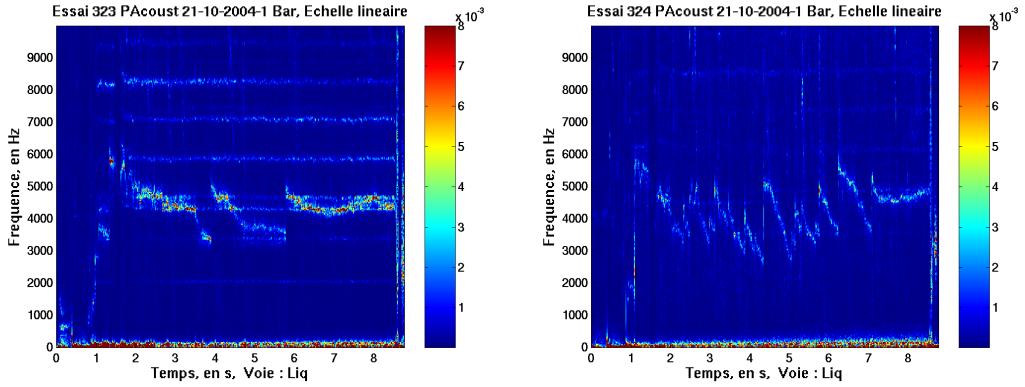


FIG. 4.20 – Spectrogrammes des signaux relevés sur la voie liquide pour les injecteurs n°4 et 5 à haut débit d'éthanol. A gauche : essai 323. A droite : essai 324. Conditions d'injection voir tableau 4.3

Injecteurs n°4 et 5 : hauts débits

La figure 4.20 montre deux spectrogrammes représentatifs obtenus pour les hauts débits d'éthanol avec les injecteurs n°4 et 5. A haut débit, grossièrement supérieur à 1.6 g/s, le mode excité varie dans cette gamme de fréquence de manière complexe et il est difficile de donner une description ou de trouver une reproductibilité des signaux acoustiques.

Injecteur n°6

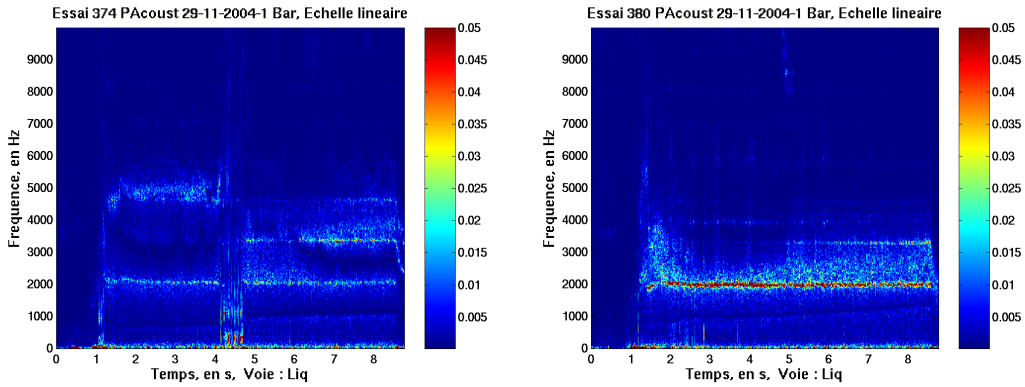


FIG. 4.21 – Spectrogrammes des signaux relevés sur la voie liquide pour l'injecteur n°6. A gauche : essai n°374. A droite : essai n°380. Conditions d'injection voir tableau 4.3

La figure 4.21 présente deux spectrogrammes typiques de la voie liquide obtenus avec l'injecteur n°6 dont le pitôt liquide est de section plus grande. La fréquence est représentée jusqu'à 10 kHz et les valeurs de $p'_{r.m.s.}$ sont représentées sur une échelle linéaire de maximum 0.05 bar. Le divergent est supprimé à la sortie du pitôt liquide ;

voir tableau 4.2. Les premiers modes de la CRC sont visibles dans la voie liquide de l'injecteur. Ce résultat est important si l'on envisage un couplage avec une cavité résonante en amont de l'injecteur (voir injecteurs couplés section 6.2.1). Le spectrogramme à gauche montre un cas instationnaire où l'excitation dans l'injecteur passe du mode 3T au mode 2T de la chambre.

Le mode 1T est présent de manière continue pendant la durée de l'essai à chaud. Le spectrogramme à droite montre un essai où le mode fondamental de la chambre excite de manière très intense la voie liquide de l'injecteur. Le niveau des fluctuations de pression est $p'_{r.m.s.}$=0.15 bar, légèrement supérieur à celui relevé sur le capteur de pression dynamique diamétralement opposé à l'injecteur où $p'_{r.m.s.}$=0.14 bar. Le pitôt liquide peut être considéré comme une petite cavité latérale. Dans la section 3.4.3, la figure 3.26 en haut à gauche indique la structure du mode 1. Le ventre de pression du mode 1 est situé à l'intérieur de la cavité de la voie liquide, à proximité du capteur de la voie liquide de l'injecteur.

4.4 Réponse de la CRC

Les résultats présentent $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la richesse, de la pression dans la CRC, de la puissance thermique, du rapport de quantité de mouvement J, du nombre de Weber et de la vitesse de l'oxygène.

4.4.1 Classification des flammes observées

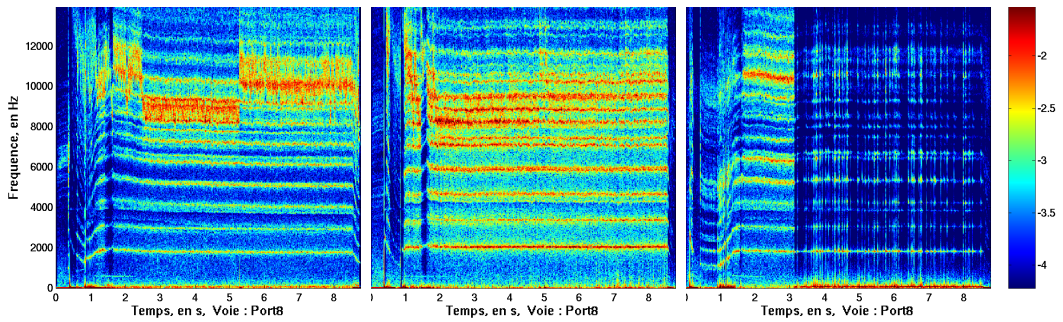


FIG. 4.22 – Comparaison entre les spectrogrammes de différents types de flamme. A gauche : flamme accrochée (essai n°313), au centre : flamme décrochée (essai n°323) et à droite : flamme soufflée (essai n°325). Conditions d'injection voir tableau 4.3

Lors de ces 48 essais, l'observation à l'oeil ou le visionnage des vidéos pendant chaque tir permet de classifier en 3 catégories les flammes obtenues. La première regroupe les flammes accrochées, la seconde les flammes décrochées d'environ 2 cm et la troisième les flammes soufflées contre la paroi opposée ou éteinte, obtenues avec l'injecteur n°4, 5 et 6.

Nous regardons en détail les tirs n°313, 323 et 325, qui représentent respectivement le cas d'une flamme accrochée, le cas d'une flamme décrochée d'environ 2 cm et le cas d'une flamme soufflée contre la paroi opposée. Nous représentons ces

trois essais sur la figure 4.22 à des échelles identiques : la fréquence est représentée jusqu'à 14 kHz et l'amplitude r.m.s. de p' est représentée sur une échelle logarithmique de maximum log(0.03 bar) et de dynamique log(500). Sur le spectrogramme de gauche, le niveau de bruit de combustion à la fréquence ≈10 kHz est plus important que celui obtenu sur les premiers modes transverses $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ ≈23 (sur une largeur de bande de 3000 Hz des modes 10 kHz < f < 13 kHz). L'excitation moyenne du mode 1T relevé pour 6 s < t < 8 s est de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ ≈1.2 (sur une largeur de bande de 400 Hz centré sur le mode 1T). L'amplitude maximale d'excitation de fréquence ≈10 kHz, saute d'un mode à l'autre pendant la durée de l'essai. Sur le spectrogramme du centre, nous pouvons remarquer que le bruit de combustion de la flamme décrochée d'environ 2 cm est particulièrement intense, l'excitation moyenne du mode 1T relevé pour 6 s < t < 8 s est de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ ≈5. Le spectrogramme de droite est globalement moins intense. Au début du tir, pour 1 s < t < 3 s le bruit de combustion est plus important. Mais pendant le régime de combustion stabilisée, le bruit devient très faible sauf sur des temps très brefs où il est important. Ces tranches verticales correspondent à des périodes d'extinction partielle, où seule la trace du premier mode tangentiel est visible, et de réallumage lorsque le bruit de combustion excite de façon visible un grand nombre de modes acoustiques. L'excitation moyenne du mode 1T relevé pour 6 s < t< 8 s est de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ ≈0.6.

4.4.2 Paramètre de décrochage de la flamme

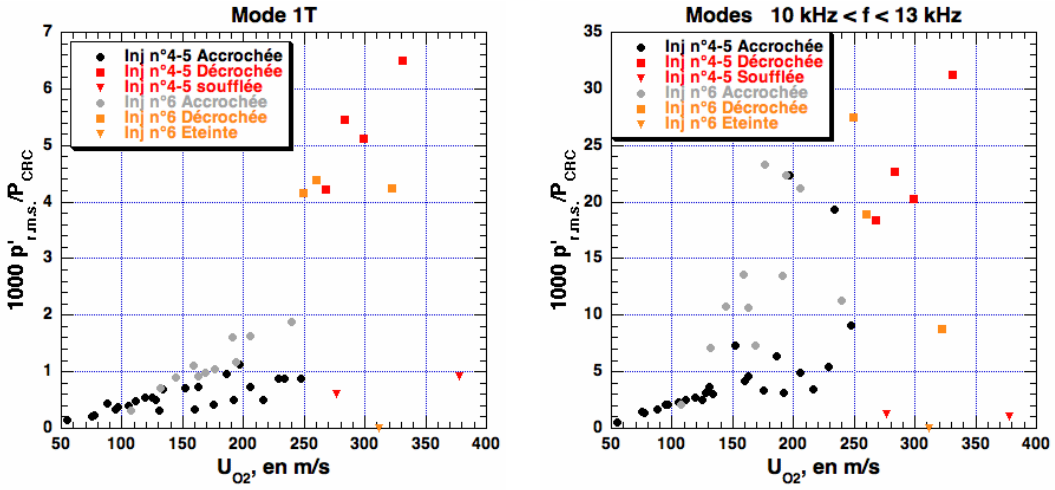


FIG. 4.23 – $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de U_{O_2}. A gauche : amplitude du mode 1T. A droite : amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

La figure 4.23 présente $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la vitesse d'injection de l'oxygène. A gauche, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude du mode 1T de la CRC. A droite, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

La hauteur de la marche est de 0.3 mm quel que soit l'injecteur que l'on utilise.

La vitesse d'injection de l'oxygène permet de séparer les flammes accrochées des flammes décrochées, d'après S. Candel [84, 85]. En effet, $U_{O_2} \approx 250\,\mathrm{m/s}$ est la vitesse critique où la flamme commence à décrocher.

Nous avons pu séparer les flammes décrochées en deux groupes : le premier regroupe les flammes décrochées d'environ 2 cm de mélange pauvre, $0.56 < \phi < 0.74$ obtenu pour $17000 < We < 28000$. La figure 4.24 en haut présente une flamme décrochée d'environ 2 cm. Le disque noir derrière la flamme est un hublot de visualisation de 6 cm de diamètre. La longueur de la flamme est d'environ 6 cm. Le jet d'éthanol liquide est visible entre l'injecteur et la flamme. La distance de stabilisation de la flamme varie peu avec la vitesse d'injection de l'oxygène pour $250\,\mathrm{m/s} < U_{O_2} < 330\,\mathrm{m/s}$. Les flammes décrochées d'environ 2 cm sont repérées par des carrés rouges (injecteurs n°4 et 5) ou oranges (injecteurs n°6) dans les figures 4.23 à 4.32. L'intensité sonore de ces flammes est nettement plus importante et les fluctuations de pression du mode 1T sont telles que $4 < 1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC} < 6.5$ avec l'injecteur n°4, 5 et 6.
Le deuxième comprend les flammes soufflées ou éteintes de mélange très pauvre, $0.31 < \phi < 0.39$. Elles sont repérées par un triangle inversé, rouge ou orange. Elles sont soufflées avec les injecteurs n°4 et 5. La figure 4.24 en bas représente une flamme en limite d'extinction. La position de la flamme varie avec le temps. La flamme est soufflée contre la paroi opposée à l'injecteur, puis remonte le mélange jusqu'à une distance d'environ 4 cm de l'injecteur. La valeur de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est inférieure à celle obtenue avec les flammes décrochées d'environ 2 cm. Le mode 1T est excité avec $0.6 < 1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC} < 0.9$. Elles sont éteintes avec l'injecteur n°6.

4.4.3 Pression

La figure 4.25 présente $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la pression moyenne absolue dans la chambre de combustion. A gauche, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude du mode 1T de la CRC. A droite, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude cumulée des modes de $10\,\mathrm{kHz} < \mathrm{f} < 13\,\mathrm{kHz}$. La pression de la chambre est fonction du débit d'oxygène, de la section de l'échappement et du débit d'éthanol. L'amplitude des fluctuations de pression $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ ne dépend pas de la pression, mais les flammes décrochées se trouvent dans le domaine où $P_{CRC} < 8\,\mathrm{bar}$. En effet, les basses pressions engendrent les valeurs de vitesse d'injection, U_{O_2}, les plus élevées. Nous pouvons conclure que le niveau d'excitation, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$, n'est pas corrélé avec la pression moyenne dans la chambre.

4.4.4 Puissance thermique et richesse

La figure 4.26 présente $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la puissance thermique injectée dans la chambre de combustion. A gauche, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude du mode 1T de la CRC. A droite, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude cumulée des modes de $10\,\mathrm{kHz} < \mathrm{f} < 13\,\mathrm{kHz}$. La puissance thermique injectée dans la chambre est proportionnelle au débit d'éthanol puisque nous travaillons avec

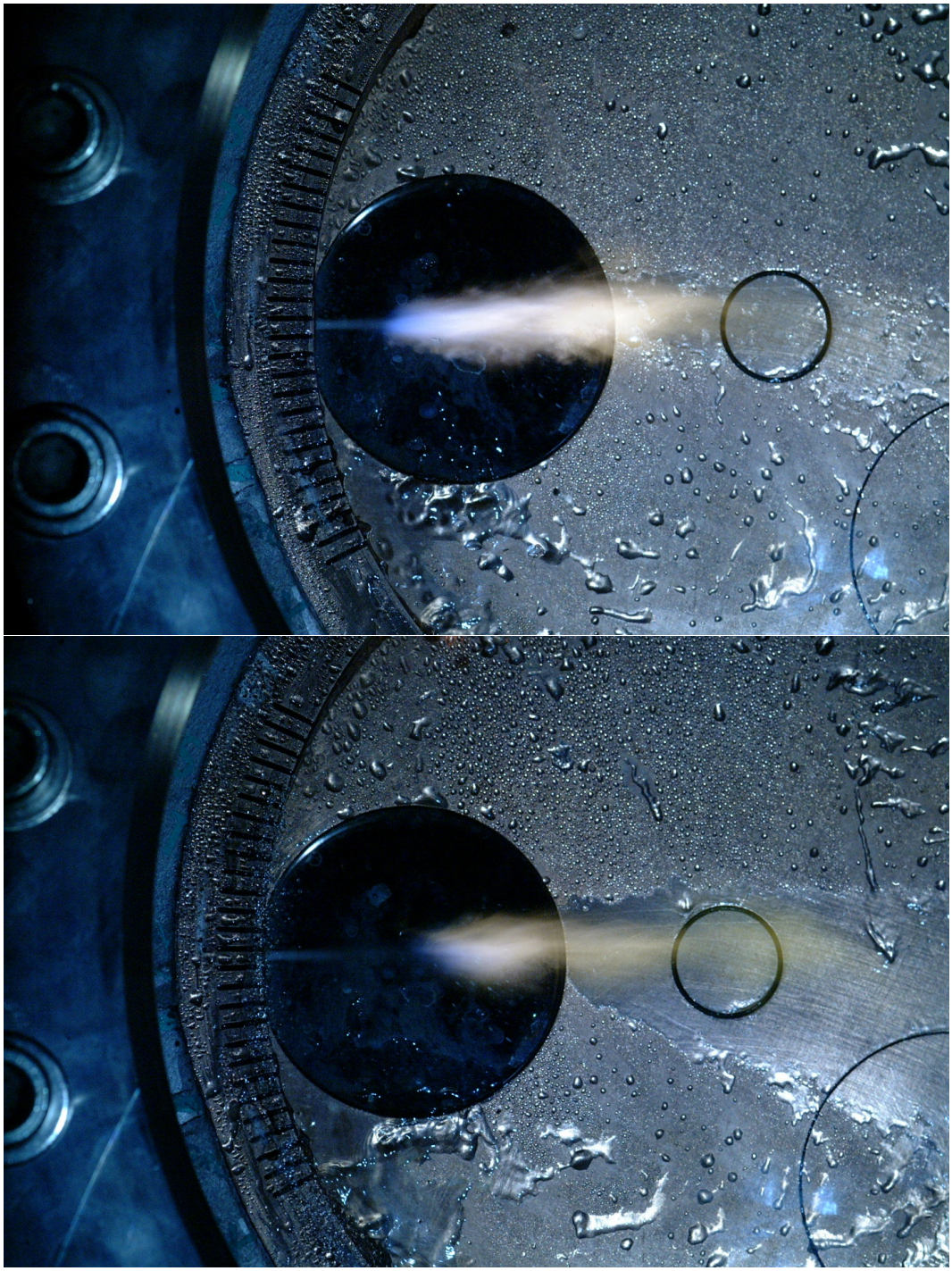


Fig. 4.24 – Flammes décrochées de l'injecteur. En haut : flamme décrochée d'environ 2 cm. En bas : flamme en limite d'extinction

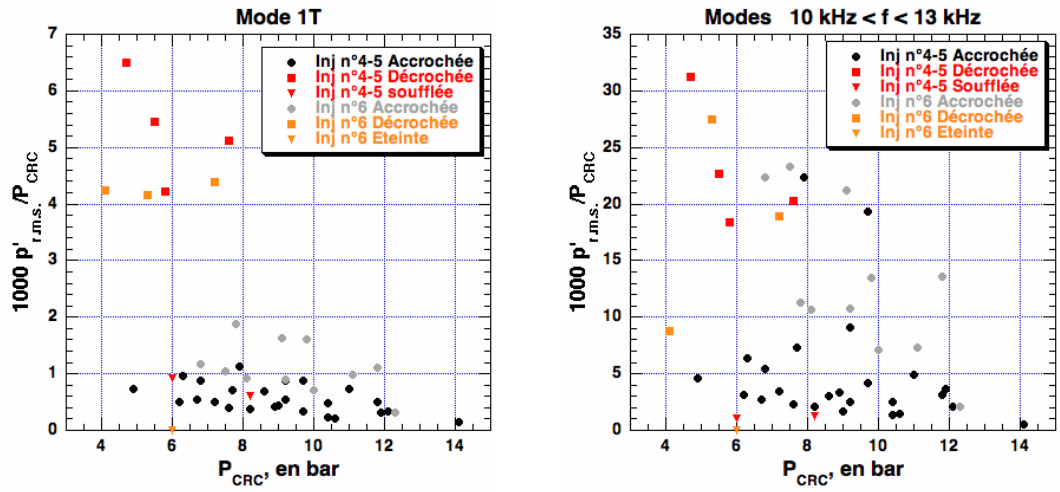


FIG. 4.25 – $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la pression moyenne de la CRC. A gauche : amplitude du mode 1T. A droite : amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

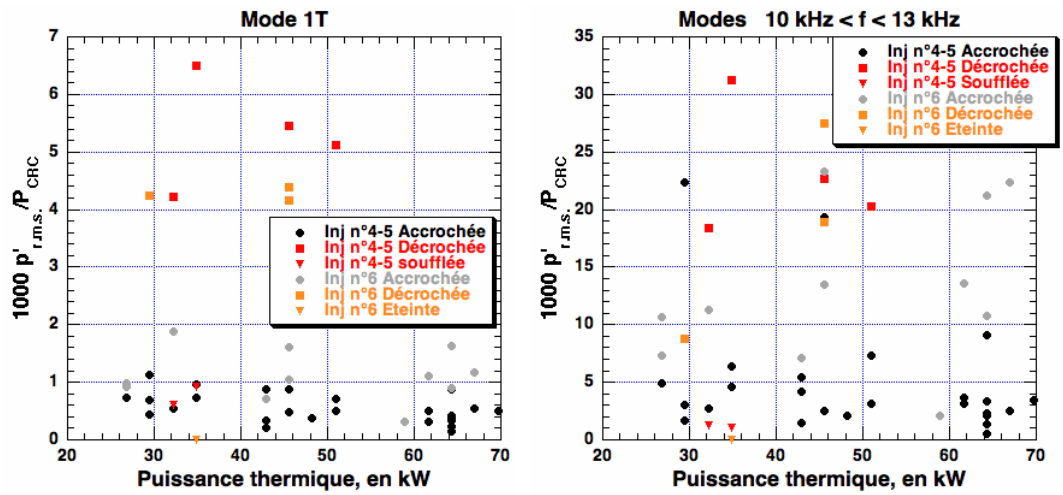


FIG. 4.26 – $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la puissance thermique. A gauche : amplitude du mode 1T. A droite : amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz

des richesses inférieures à 1 ou proches de 1.

$$\phi = 3\frac{\mathcal{M}_{O_2}}{\mathcal{M}_{Eth.}}\frac{\dot{m}_{Eth.}}{\dot{m}_{O_2}} = Cte\,\frac{P_{th.}}{\dot{m}_{O_2}} \tag{4.8}$$

L'équation 4.8 indique que la richesse est proportionnelle à la puissance thermique sur le débit d'oxygène dans le domaine des richesses inférieures à 1 ou proches de 1. Comme nous n'utilisons que 2 débits d'oxygène, les représentations de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction de la richesse sont très proches de celles obtenues avec la puissance thermique.

La figure 4.26 montre que $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est indépendant de la puissance thermique injectée. La relation 4.8 permet d'affirmer que le niveau d'excitation est également indépendant de la richesse globale.

Comparaison des bruits de combustion obtenus à l'IRPHE et au DLR

Dans la section 4.2.2, nous avons présenté la C.R.C. du DLR, qui est alimentée en fluides cryotechniques (oxygène liquide, hydrogène froid). Il nous a semblé intéressant de présenter une comparaison entre le niveau d'excitation obtenu en fluides de substitution et le niveau obtenu en fluides cryotechniques. Les autres conditions d'expérience sont aussi proches que possible. Sur la figure 4.27, l'échelle des ampli-

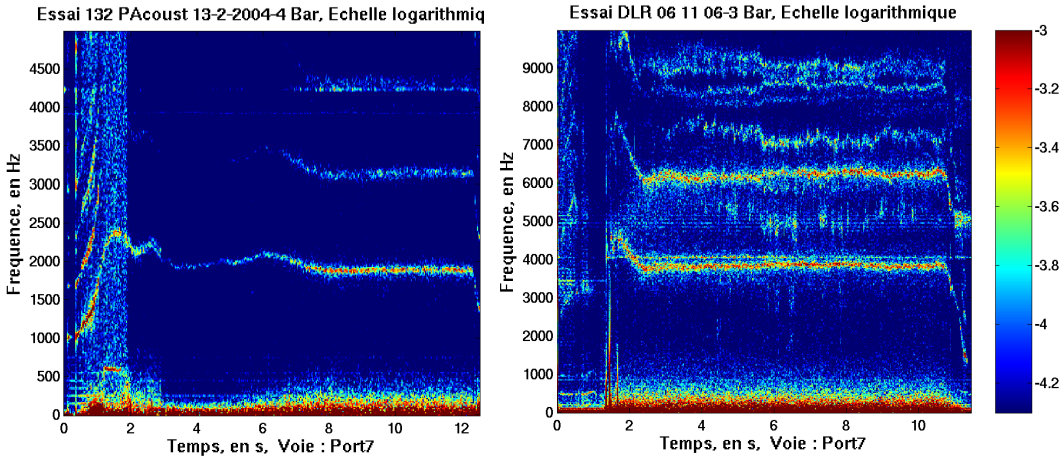


FIG. 4.27 – (Non)-effet de la nature du fluide. A gauche : fluides de substitution, $We \approx 700$ pour $8\,\mathrm{s} < \mathrm{t} < 12\,\mathrm{s}$. A droite : fluides cryotechniques, $We \approx 600$

tudes est logarithmique, la valeur maximale de $p'_{r.m.s.}$ est log(0.001 bar). Sur le spectrogramme à gauche, le mode 1T est à 1900 Hz à l'IRPHE et $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$=0.17. Sur le spectrogramme à droite, le mode 1T est à 3870 Hz pour les fluides cryotechniques : cette différence de fréquence est due à la vitesse du son, qui est très élevée dans les produits de combustion de l'hydrogène (température élevée, faible masse molaire). Au DLR, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$=0.22. Pour que les modes correspondants soient alignés sur la figure 4.27, la pleine échelle en fréquence est de 5 kHz pour les fluides de substitution et de 10 kHz pour les fluides cryotechniques. Les nombre de Weber sont proches : We=700 pour $8\,\mathrm{s} < \mathrm{t} < 12\,\mathrm{s}$ à l'IRPHE et We=600 au DLR.

Nous pouvons remarquer que dans ce domaine de nombre de Weber, les niveaux d'excitation sont faibles et du même ordre.

4.4.5 Nombre de Weber

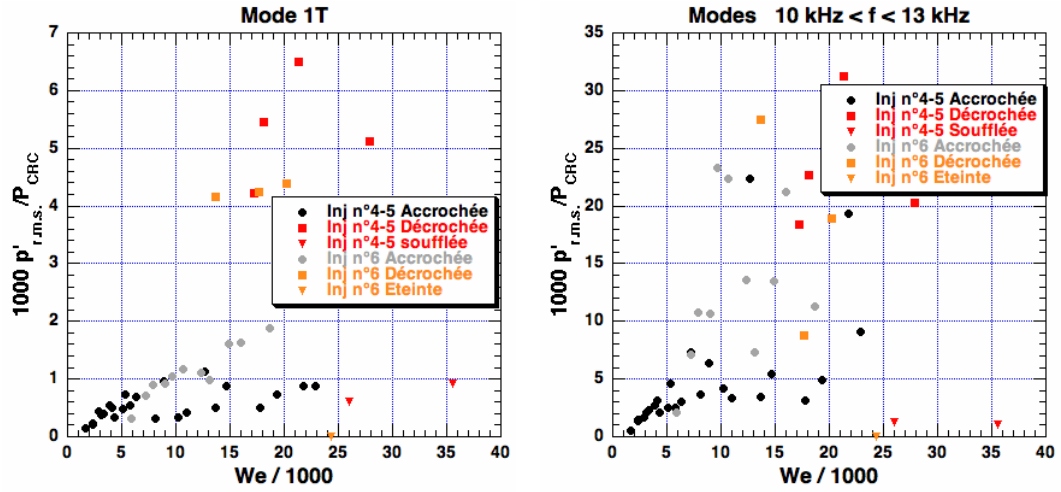


FIG. 4.28 – $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction du nombre de Weber. A gauche : amplitude du mode 1T. A droite : amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

La figure 4.28 présente $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ en fonction du nombre de Weber, qui caractérise la taille des gouttes. A gauche, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude du mode 1T de la CRC. A droite, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est relative à l'amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

En ce qui concerne le mode 1T, pour les flammes accrochées, nous distinguons les essais réalisés avec les injecteurs n°4 et 5, et ceux réalisés avec l'injecteur n°6. Avec les injecteurs n°4 et 5, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est une fonction croissante du nombre de Weber pour $We < 8000$. Ensuite, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ sature à la valeur 1.14 pour $We > 8000$. Avec l'injecteur n°6, $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est une fonction croissante du nombre de Weber (pour toutes les valeurs du nombre de Weber). La différence entre les injecteurs n°4 et 5, et l'injecteur n°6, est la taille du pitôt liquide. Avec l'injecteur n°6, nous obtenons des vitesses d'injection de l'éthanol liquide plus faible. La flamme obtenue est plus courte et se trouve donc plus proche de la paroi courbe de la CRC. Le niveau d'excitation du mode 1T est alors plus grand. A nombre de Weber identique, la valeur de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ obtenue pour les flammes décrochées est ≈2.5 fois supérieure à celle obtenue avec les flammes accrochées.

La figure 4.29 présente un zoom de $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ du mode 1T en fonction du nombre de Weber. Nous ne représentons que les points expérimentaux obtenus avec les flammes accrochées. Les points obtenus avec les injecteurs n°4 et 5 ne sont représentés que pour $We < 8000$. L'interpolation utilisée pour les points expérimentaux obtenus avec les injecteurs n°4 et 5 est identique à l'interpolation des points obtenus pour l'injecteur n°6. Pour les flammes accrochées, l'amplitude du mode 1T

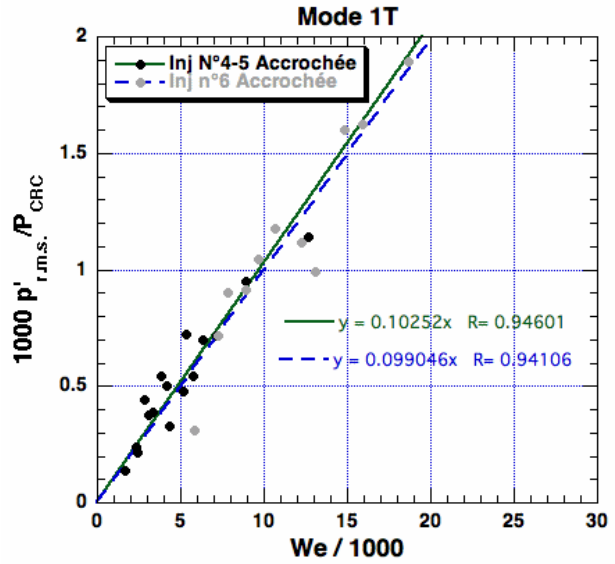


FIG. 4.29 – Amplitude du mode 1T en fonction du nombre de Weber pour les flammes accrochées

est proportionnelle au nombre de Weber selon l'équation 4.9 :

$$\frac{p'_{r.m.s.}}{P_{CRC}} \approx 10^{-7}\, We \tag{4.9}$$

En ce qui concerne les modes de 10 kHz < f < 13 kHz, pour $We < 5000$, la valeur de $1000\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est une fonction croissante du nombre de Weber. Pour $We > 5000$, la valeur de $1000\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ continue à croître avec le nombre de Weber mais la dispersion des points, à nombre de Weber identique, est importante. Les flammes accrochées et les flammes décrochées excitent ces modes avec une amplitude du même ordre.

Nous pouvons tenter d'expliquer ce phénomène en le reliant au phénomène acoustique observé par Rayleigh [86] dans la "whispering gallery" du dôme de la cathédrale St. Paul de Londres. Lorsqu'une personne est placée face au mur, ses chuchotements sont entendus très distinctement par une personne placé sur la périphérie du dôme (32 m de diamètre). Plus la personne est face au mur et plus elle s'en rapproche, plus le phénomène est accentué. Si une source de son est placée près de la paroi, alors la majeure partie de l'énergie du signal transite le long de la paroi courbe du cylindre. Rayleigh observe d'ailleurs que si un obstacle est placé le long de la paroi entre l'émetteur et le récepteur, alors le récepteur n'entend pas le signal. La figure 4.30 représente le déplacement d'une fluctuation de pression initiée à la périphérie de la paroi courbe d'un cylindre. Nous mettons en évidence que l'essentiel de l'onde de pression se déplace le long de la paroi courbe du cylindre. Lorsque le nombre de Weber augmente, l'émission sonore émise par la flamme se rapproche de la paroi courbe de la CRC et une plus grande part de l'énergie acoustique est confinée à proximité de la paroi. La figure 4.30 en bas à droite met en évidence les dimensions des fluctuations de pression qui se déplacent le long de la paroi. la

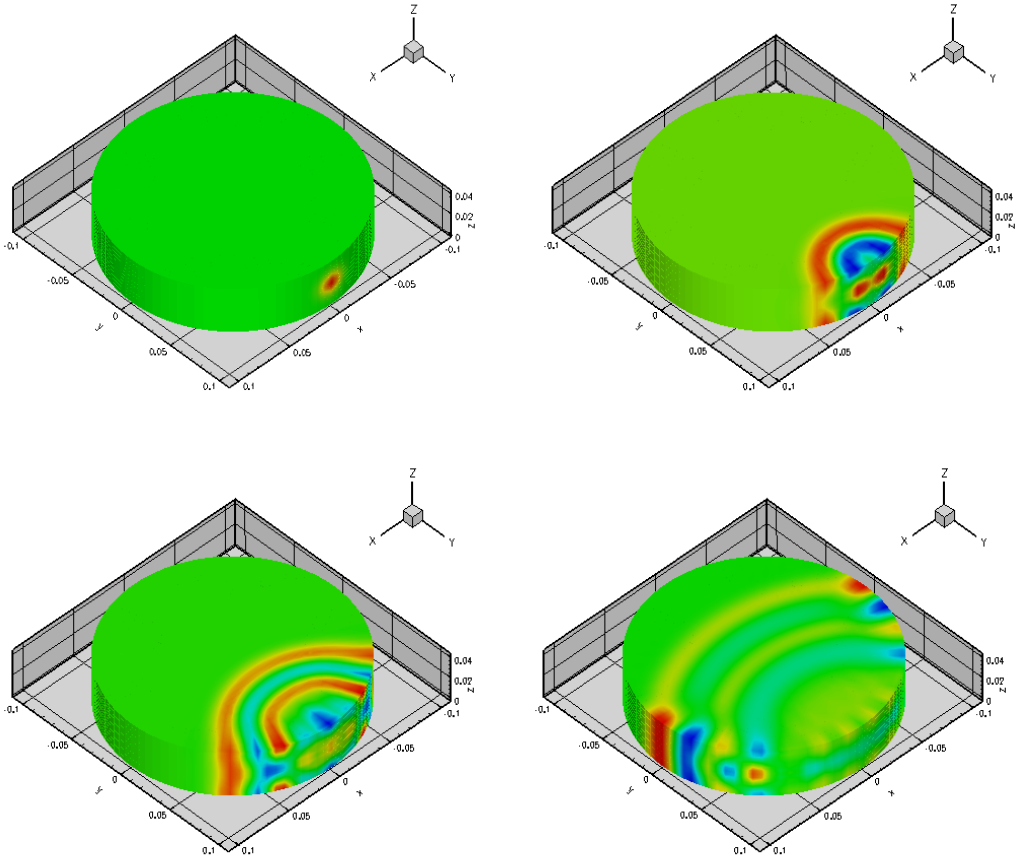


FIG. 4.30 – Déplacement d'une fluctuation de pression initiée à la périphérie de la paroi courbe dans un cylindre

présence de ses structures peut expliquer les résonances observées pour 10 kHz < f < 13 kHz.

Dans l'annexe C.3, le principe du confinement de l'énergie à proximité de la paroi est illustrée. Les simulations numériques permettent de traiter l'effet du positionnement de la perturbation de pression initiale et de la hauteur de la chambre cylindrique.

4.4.6 Rapport de quantité de mouvement

L'injecteur n°6 est conçu par rapport à l'injecteur n°4 dans le but d'obtenir des valeurs de J d'ordre de grandeur différent en conservant un nombre de Weber constant. La section de sortie de la voie liquide de l'injecteur n°6 est plus grande que celle de l'injecteur n°4, afin de réduire la vitesse de l'éthanol. L'équation 4.1 indique alors que J augmente comme le carré du rapport des vitesses de l'éthanol. La section de sortie de la voie gazeuse de l'injecteur n°6 est égale à celle de l'injecteur n°4 pour que la vitesse de l'oxygène reste inchangée. L'équation 4.3 indique alors que le nombre de Weber, principalement sensible au changement de vitesse d'oxygène dans notre domaine de fonctionnement, reste du même ordre. J et le nombre de

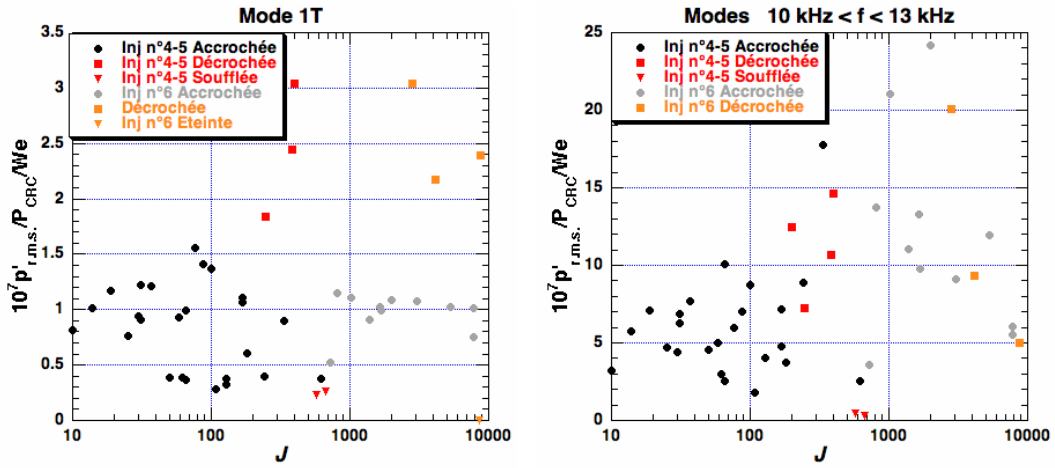


FIG. 4.31 – $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ en fonction du rapport de quantité de mouvement J. A gauche : amplitude du mode 1T. A droite : amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

Weber sont des variables dépendantes. Nous avons vu que l'amplitude d'excitation des modes de la chambre est en général proportionnelle au nombre de Weber. Afin de voir l'effet de J sur l'amplitude des modes sans subir l'effet du nombre de Weber, nous traçons l'amplitude des modes sur le nombre de Weber en fonction du nombre J. La figure 4.31 représente $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ en fonction du rapport de quantité de mouvement à l'injection, J. Les valeurs de J sont exprimées sur une échelle logarithmique. A gauche, $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ est relative à l'amplitude du mode 1T de la CRC. Les valeurs pour les flammes accrochées sont ≈1. L'essentiel de la dispersion autour de cette valeur est due à la saturation de $1000\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ observée pour les flammes accrochées obtenues avec les injecteurs n°4 et 5 pour

$We > 8000$. L'amplitude du mode 1T reste constante vis à vis de J de manière remarquable pour les points obtenues avec l'injecteur n°6 qui ne saturent pas avec le nombre de Weber. A droite, $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ est relative à l'amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz. Les valeurs obtenues sont plus dispersées que celles du mode 1T pour les valeurs de $J > 100$, mais aucune tendance ne se dégage de ce graphique. Nous concluons que le rapport des quantités de mouvement, J, n'a aucun effet significatif sur le niveau d'excitation des modes de la chambre.

4.4.7 Vitesse d'injection de l'oxygène

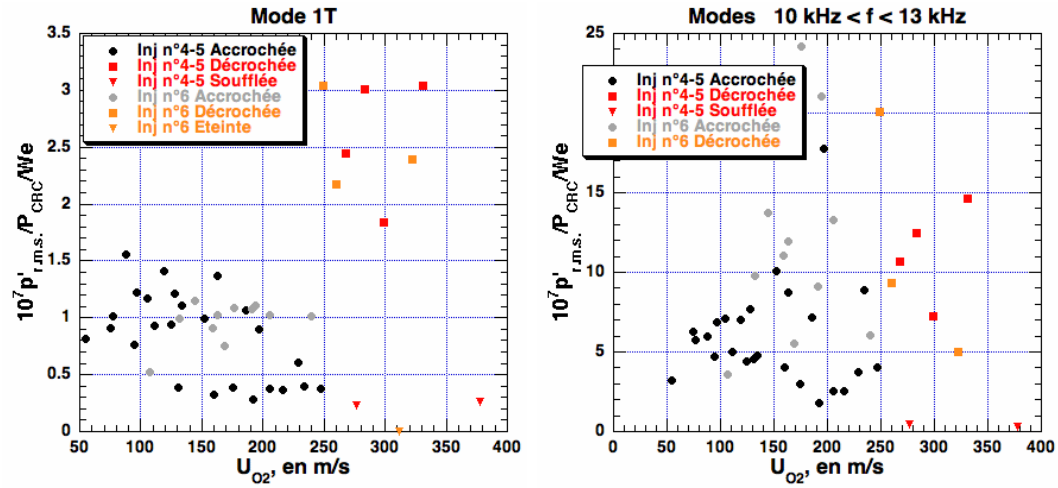


FIG. 4.32 – $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ en fonction de U_{O_2}. A gauche : amplitude du mode 1T. A droite : amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz.

La vitesse de l'injection de l'oxygène, U_{O_2}, et le nombre de Weber sont des variables dépendantes. Pour regarder l'effet de U_{O_2} sur l'amplitude des modes sans subir l'effet du nombre de Weber, nous traçons l'amplitude des modes sur le nombre de Weber en fonction de U_{O_2}. La figure 4.32 représente $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ comme une fonction de la vitesse d'injection de l'oxygène, U_{O_2}. A gauche, $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ est relative à l'amplitude du mode 1T de la CRC. Pour les flammes accrochées, les valeurs de $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ ne montrent aucune tendance particulière en fonction U_{O_2} contrairement à la figure 4.23 à gauche. A droite, $10^7\, p'_{r.m.s.}/P_{CRC}/We$ est relative à l'amplitude cumulée des modes de 10 kHz < f < 13 kHz. Pour les flammes accrochées, la dispersion des points augmente avec la vitesse mais nous n'observons pas la tendance de la figure 4.23 à droite.

4.4.8 Fréquence du mode 1T en fonction de la richesse

La fréquence des modes est directement proportionnelle à la vitesse du son. Les fréquences de résonance augmentent donc avec la température des gaz brûlés. Pour les modes transverses, $f_{m,n} = c\,\gamma_{m,n}/\pi D$ d'après l'équation A.13. Nous pouvons donc estimer la température de combustion à partir de la fréquence des modes

acoustiques excités :

$$T = \left(\frac{\pi D f_{m,n}}{\gamma_{m,n}}\right)^2 \frac{\mathcal{M}_{b.}}{\gamma \mathcal{R}} \tag{4.10}$$

où f est la fréquence du mode, D le diamètre de la chambre, $\gamma_{m,n}$ est facteur de fréquence des modes transverses m, n, $\gamma_{m,n}$=1.8142 pour le mode 1T, $\mathcal{M}_{b.}$ est la masse molaire moyenne des gaz brûlés, γ le rapport de chaleur spécifique moyen des gaz brûlés, $\mathcal{R}$ la constante des gaz parfaits. La figure 4.33 à gauche montre l'évo-

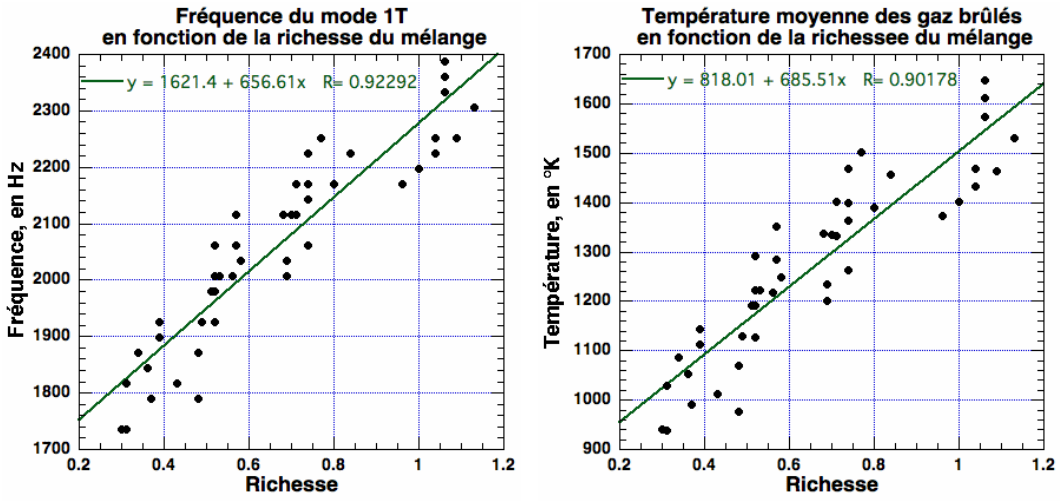


FIG. 4.33 – A gauche : fréquences du mode 1T en fonction de la richesse. A droite : températures estimées en fonction de la richesse

lution de la fréquence mesurée du mode 1T en fonction de la richesse du mélange. Le domaine de richesse ϕ est tel que $0.30 < \phi < 1.13$ et le domaine de fréquence du mode 1T est tel que $1736\,\text{Hz} < f_{1T} < 2387\,\text{Hz}$. Dans ce domaine de richesse, nous observons que la fréquence est une fonction linéaire de la richesse, qui suit la relation d'équation :

$$f_{1T} \approx 657\phi + 1621$$

où f_{1T}, est la fréquence du mode 1T en Hz. La figure 4.33 à droite montre les même données recalculées en utilisant l'équation 4.10 pour tracer l'évolution de la température des gaz brûlés en fonction de la richesse du mélange. Cette estimation de la température est considérablement inférieure à la température de combustion adiabatique de l'éthanol. Il y a deux raisons à cela : la première est que la température estimée est une température moyenne et un volume non négligeable est occupée par le mélange de gaz frais. Deuxièmement, il y a des pertes considérables de chaleur aux parois de la chambre, dont la température reste inférieure à 100° C. La température des gaz brûlés dans la CRC est estimée en degrés Kelvin par la relation :

$$T_{b.} \approx 686\phi + 818$$

4.4.9 Amortissement du mode 1T

Pour obtenir le temps d'amortissement du mode 1T, la partie temporelle du signal relevé sur le capteur de pression dynamique est analysée pour $6\,\mathrm{s} < \mathrm{t} < 8\,\mathrm{s}$ correspondant au régime de combustion stabilisée. Dans cet intervalle de temps, la fréquence du mode 1T reste constante. Nous interpolons par une courbe lorentzienne le pic correspondant au mode 1T sur le spectre de puissance. Le taux d'amortissement, Γ, du mode 1T est obtenu de la demi-largeur à la mi-hauteur. La figure 4.34 à

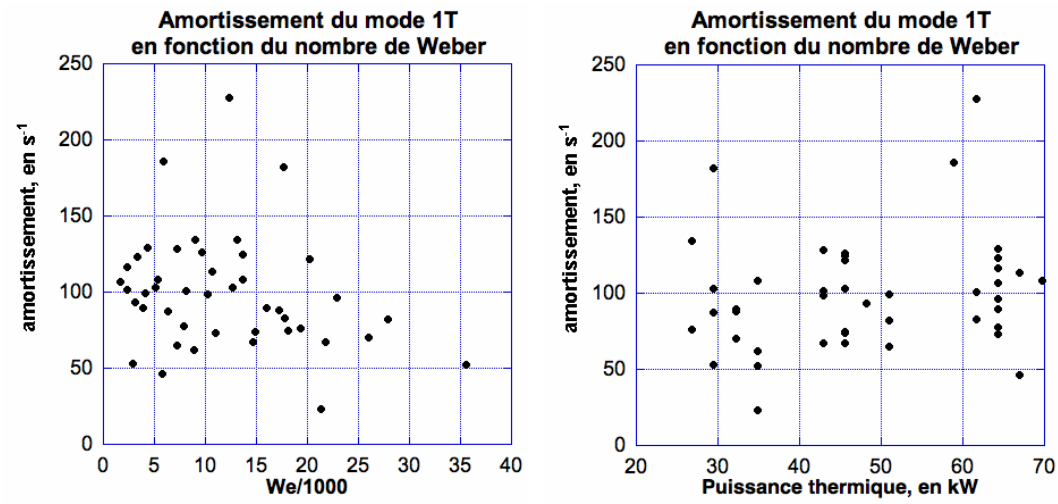


FIG. 4.34 – A gauche : amortissement du mode 1T en fonction du nombre de Weber. A droite : amortissement du mode 1T en fonction de la puissance thermique

gauche représente le coefficient d'amortissement du mode 1T en fonction du nombre de Weber. Pour les points de fonctionnement, $23\,\mathrm{s}^{-1} < \Gamma < 228\,\mathrm{s}^{-1}$. Les valeurs du taux d'amortissement sont dispersées et il n'y a pas de corrélation avec le nombre de Weber. La figure 4.34 à droite représente le coefficient d'amortissement du mode 1T en fonction de la puissance thermique injectée. Aucune corrélation ne peut être établie. Il en est de même avec les autres paramètres de fonctionnement de la CRC.

Pour les essais à chauds, l'interpolation par une lorentzienne du mode 1T manque clairement de précision. En effet, la variation de température modifie artificiellement la forme du pic. La précision des mesures du taux d'amortissement peut être augmentée à l'aide d'un module roue à quatre dents voir (section 5.2).

4.5 Conclusions

Trois injecteurs coaxiaux avec des sections gazeuses différentes ont été fabriqués pour utiliser un mélange d'oxygène dilué avec 50% à 80% d'azote. Avec ces mélanges oxygène-azote, nous avons obtenu uniquement des flammes décrochées, et le plus souvent, il n'était même pas possible d'allumer une flamme. Nous avons donc remplacé le mélange oxygène-azote par de l'oxygène pur. La chambre de recherche commune s'allume mais la qualité d'atomisation est médiocre même avec la section gazeuse la plus petite, en raison de la vitesse trop faible de l'oxygène gazeux. Pour

$J < 10$, l'influence de la flamme accrochée par rapport à la flamme décrochée sur la qualité du mélange est frappante. Dans le cas de la flamme accrochée, la qualité du mélange est affectée par la présence d'une couche tampon à la densité des gaz brûlés.

Nous avons réalisé 3 injecteurs modifiés, afin de restreindre la section gazeuse de l'injecteur et d'obtenir des conditions d'atomisation satisfaisante pour une flamme diphasique. Nous avons testé 48 points de fonctionnement sur une matrice de valeurs cibles de 54 points constitués par les combinaisons parmi 3 injecteurs et 2 débits d'oxygène pour faire varier la qualité du mélange, 3 échappements pour faire varier la pression de la CRC et 3 débits d'éthanol pour faire varier la quantité d'énergie injectée. Six points opératoires ne sont pas accessibles puisque la pression de la chambre ne doit pas excéder 10 bar.

La réponse au niveau de l'injecteur est analysée pour ces points à l'aide des capteurs dynamiques de pression placés au niveau de la voie gazeuse et de la voie liquide. Les modes de la voie gazeuse sont ceux d'une cavité 1D ouvert-fermé excitée par la grande vitesse de l'écoulement. En ce qui concerne la voie liquide, le diamètre de la voie liquide, D3 (figure 2.4), est un paramètre déterminant dans la possibilité d'un couplage avec l'injection. Pour D3=0.8 mm, le signal de pression acoustique dans la voie liquide est faible, $p'_{Liq.} < 0.2\% p'_{CRC}$. Pour D3=2.4 mm, les premiers modes acoustiques de la chambre se retrouvent dans la voie liquide et le niveau d'excitation est celui de la chambre.

La capacité de la flamme à exciter le premier mode tangentiel et les modes de 10 kHz < f < 13 kHz de la CRC est testée sous l'influence des variables suivantes : la vitesse d'injection de l'oxygène, la pression dans la chambre, la puissance thermique et la richesse, le nombre de Weber, et le rapport de quantité de mouvement.

Les flammes observées peuvent être accrochées à l'injecteur, décrochées d'environ 2 cm, ou soufflées. Les flammes décrochent de l'injecteur lorsque la vitesse d'injection de l'oxygène est supérieure à 250 m/s. La valeur $p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ représentative du niveau d'excitation est obtenue à partir du mode 1T et des modes de 10 kHz < f < 13 kHz des spectrogrammes en fonction des conditions d'injection.

Pour le mode 1T, lorsque la flamme est accrochée, l'amplitude du mode excité par le bruit de combustion est proportionnelle au nombre de Weber selon la relation :

$$\frac{p'_{r.m.s.}}{P_{CRC}} \approx 10^{-7}\, We$$

La longueur de la flamme doit être inférieure au rayon de la CRC pour exciter efficacement le mode 1T. La source de dégagement de chaleur ne doit pas être localisée sur des ventres de signes opposés. A nombre de Weber identique, la valeur $p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ obtenue pour les flammes décrochées est ≈2.5 fois supérieure à celle obtenue avec les flammes accrochées. Les flammes soufflées contre la paroi opposée à l'injecteur sont en limite d'extinction et la valeur $p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ est faible devant les flammes décrochées d'environ 2 cm.

Pour les modes de 10 kHz < f < 13 kHz, lorsque la flamme est accrochée, l'amplitude cumulée des modes excités par le bruit de combustion croît avec le nombre de Weber mais les points sont dispersés dès que le nombre de Weber dépasse 5000. La présence de ces résonances peut s'expliquer par le phénomène de "whispering

gallery".

La puissance thermique injectée et la richesse du mélange n'ont pas d'influence significative sur l'amplitude d'excitation des modes. A un nombre de Weber fixé, nous avons vérifié que les amplitudes des fluctuations de pression sont du même ordre malgré des fluides de nature différente. Les deux paramètres J et U_{O_2} dépendent fortement du nombre de Weber. Nous avons essayé de mettre en évidence l'effet propre de J et U_{O_2} en divisant l'amplitude des modes par le nombre de Weber. Nous avons constaté que J et U_{O_2} n'ont pas d'influence significative sur l'amplitude des modes.

Nous observons que la fréquence du mode 1T et la température moyenne des gaz brûlés sont grossièrement des fonctions linéaires de la richesse pour $0.3<\phi<1$. La température moyenne obtenue est environ 400° K en dessous de la température de combustion adiabatique de l'éthanol. Ces pertes sont dues à la présence non négligeable de gaz frais et surtout aux pertes thermiques aux parois.

Le taux d'amortissement du mode 1T n'est pas corrélé aux conditions de fonctionnement de la CRC.

Aucune instabilité spontanée n'a été observée.

Chapitre 5

Forçages acoustiques

Dans le chapitre 4, nous nous intéressons à la réponse acoustique de la chambre de combustion en fonction des conditions d'injection. Dans le domaine des paramètres étudiés, nous n'avons pas observé d'instabilités spontanées. Nous essayons dans ce chapitre de déstabiliser le système en utilisant différents forçages acoustiques.

Dans la première partie de ce chapitre, nous excitons les modes de la CRC avec une faible amplitude par l'excitateur roue dentée. Trois points de fonctionnement typique sont étudiés sur les premiers modes de la CRC. L'amortissement de ces modes est mesuré à l'aide d'un module roue à quatre dents.

Dans la deuxième partie, nous excitons les modes cylindriques avec une forte amplitude par le déclenchement du module canon à poudre. Un essai remarquable est à l'origine de la modification des injecteurs.

Dans la troisième partie, nous réduisons les contraintes fixées initialement lors de la conception de la CRC. Nous utilisons des injecteurs jumeaux couplés par une cavité résonante.

5.1 Excitation de faible intensité avec la roue dentée

Cette série d'essais à chaud s'intéresse au couplage obtenu pour différents types de flamme et un forçage des modes acoustiques par la roue dentée. l'injecteur modifié n°4 est utilisé afin d'éviter un couplage avec les lignes d'alimentation et d'obtenir une atomisation optimale. Les caractéristiques de cet injecteur sont récapitulés dans le tableau 4.2.

5.1.1 Points de fonctionnement cibles

Trois points de fonctionnement sont choisis pour avoir des types de flamme représentatifs de l'ensemble des essais spontanées. Les runs n° 309, 310 et 327 représentent respectivement les flammes liftées, les flammes accrochées de longueur proche du diamètre de la CRC et les flammes accrochées de longueur nettement inférieure au rayon de la CRC. Ces trois points de fonctionnement sont résumés dans le tableau 5.1. où $\dot{m}_{O_2}$ est le débit d'oxygène, $D_{Ech.}$ le diamètre de l'échappement, $\dot{m}_{Eth.}$ le débit d'éthanol, Φ la richesse, P_{crc} la pression moyenne de la CRC,

Essai n°	$\dot{m}_{O_2}$ g/s	$\dot{m}_{Eth.}$ g/s	Φ	P_{crc} bar	J	We	U_{O_2} m/s	f_{1T} Hz	$1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$
309	4.8	1.2	0.52	5.8	381	17259	268	1926	8.45
310	4.8	1.6	0.69	6.8	183	14637	229	2035	1.76
327	7.0	1.7	0.51	9.7	242	21809	234	1980	1.75

TAB. 5.1 – Les trois points cibles

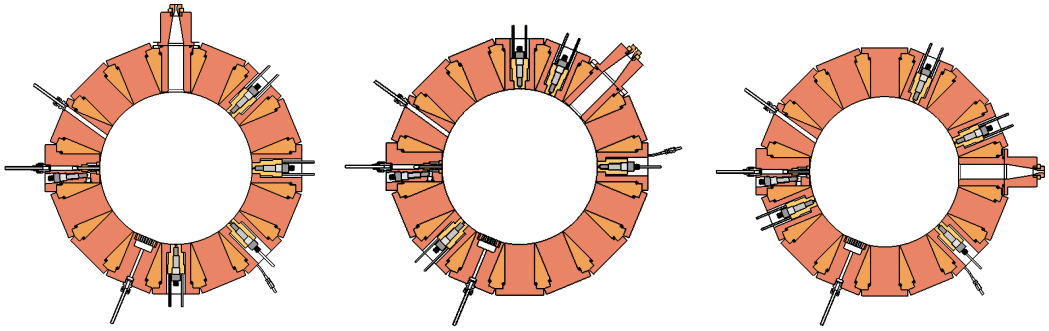
J le rapport de quantité de mouvement, We le nombre de Weber, U_{O_2} la vitesse d'injection de l'oxygène, f_{1T} la fréquence du mode 1T et $1000\,p'_{r.m.s.}/P_{CRC}$ le niveau d'excitation du mode 1T. Le tableau récapitule les résultats obtenus dans le chapitre 4 pour ces points de fonctionnement. Pour ces essais, nous avons utilisé l'injecteur n°4 et l'échappement de diamètre 3 mm.

5.1.2 Présence de la cavité latérale

Nous identifions dans cette section les modes acoustiques obtenus en fonction de la position relative entre la flamme et la cavité latérale.

Positions relatives entre la roue et l'injecteur

Trois positions de la roue sont exploitées par rapport à la position de la flamme. L'injecteur est placé sur le port 0, la roue et la cavité excitatrice sont placées sur le port 4 (position $\pi/2$), ou sur le port 6 (position $3\pi/4$), ou sur le port 8 (position π). En présence de la cavité, les modes σ et π sont excités par le bruit de combustion. Dans la configuration $\pi/2$, les modes π sont excités de manière nette, mais les



($\pi/2$) ($3\pi/4$) (π)

FIG. 5.1 – Positions angulaires relatives entre la roue excitatrice et l'injecteur

modes σ sont, en général, à peine visibles pour cette configuration. En effet, la flamme alignée avec l'injecteur excite les modes de façon telle qu'ils aient une paire de ventres alignés avec le diamètre passant par le port 0. Dans la configuration $3\pi/4$, les modes π et σ sont excités avec des amplitudes comparables. Dans la

configuration π, où l'injecteur et la cavité latérale sont alignées, les modes σ sont excités de manière nette, mais les modes π sont à peine visibles.

Identification des modes excités

Nous avons décidé dans la section 3.3.3 que les modes σ sont les modes n, où n désigne le n[ième] mode de fréquence plus basse dépendant de la géométrie de la cavité latérale. Les modes π sont les modes cylindriques excepté les modes simplement radiaux qui ne peuvent pas aligner un noeud de pression sur la cavité latérale. Les modes π sont donc désignés comme les modes cylindriques (1T, 2T, 3T, 4T, 1R1T...). La figure 5.2 représente les spectrogrammes obtenus avec la cavité

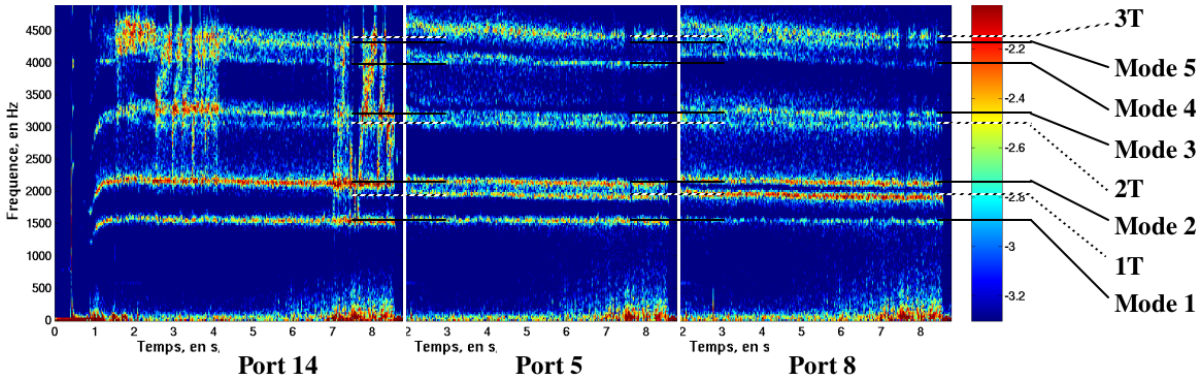


FIG. 5.2 – Cavité en $3\pi/4$: de gauche à droite capteur du port 14, 5 et 8

excitatrice placée en position $3\pi/4$. Les capteurs sont placés sur les ports 14, 5 et 8 (voir figure 5.3). Les spectrogrammes sont tracés pour des fréquences inférieures à 5000 Hz et sur la même échelle d'amplitude égale à log(0.01 bar). Nous pouvons identifier 8 modes acoustiques pour cette température de gaz brûlés dans ce domaine de fréquence. Nous détaillons l'analyse pour les trois premiers modes acoustiques sur la figure 5.3. Pour le spectrogramme relatif au port 14, aligné avec la cavité,

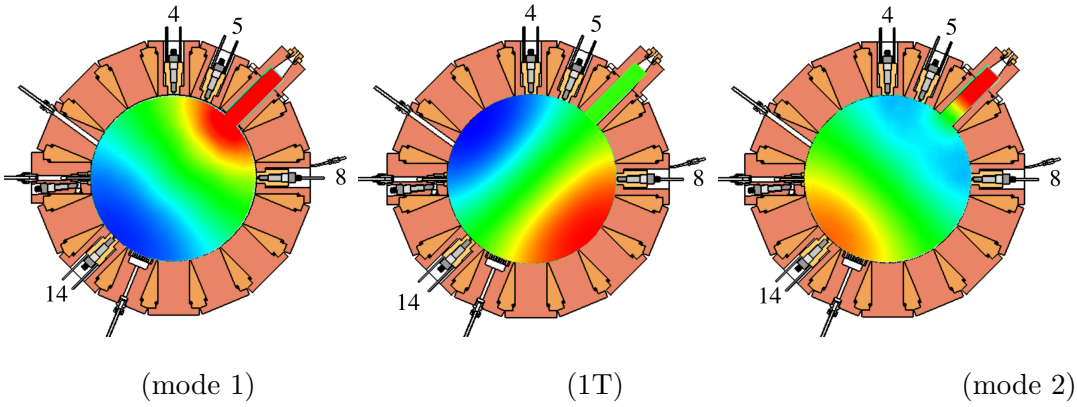


FIG. 5.3 – Cavité en $3\pi/4$: structure des modes 1, 1T, 2

les modes π ne sont pas visibles car un noeud de pression est aligné avec la cavité

comme indiqué sur la figure 5.3 au milieu. Nous avons vu que pour cette longueur de cavité, le mode 3 a pratiquement la structure du mode 2T (les fréquences des mode 3 et 2T sont proches) avec un mode en $\lambda/2$ dans le tube sur la figure 3.26.

La structure des modes observés est en cohérence avec les amplitudes relatives relevées sur les capteurs des ports 14, 5 et 8 de la figure 5.2.

Pour le mode 1, l'amplitude relevée au port 14 est maximale sur le ventre de pression, et forte au port 5 qui est proche du ventre de signe opposé. L'amplitude est minimale au port 8, qui est proche du noeud de pression.

Pour le mode 1T avec le noeud de pression placé sur l'axe de la cavité, l'amplitude est nulle au port 14 placé sur cet axe. Le mode 1T est visible sur le port 5 et l'amplitude au port 8 est plus grande puisque le port 8 est plus proche du ventre de pression que le port 5.

Pour le mode 2, les amplitudes relevées sur chaque capteur sont proches puisque les 3 capteurs sont placés sur les ventres de pression.

5.1.3 Réponse au forçage du mode 1 pour trois positions de cavité latérale

Résultats

D'après le paragraphe 3.4, l'amplitude optimale de l'excitation avec la roue dentée est obtenue pour le mode 1 avec la longueur de cavité latérale minimale. Les configurations de la CRC correspondant à ces trois positions relatives de forçage sont schématisées sur la figure 5.1. Pour chaque position de cavité latérale et chaque point cible, un essai à chaud est effectué sans excitation. La figure 5.4

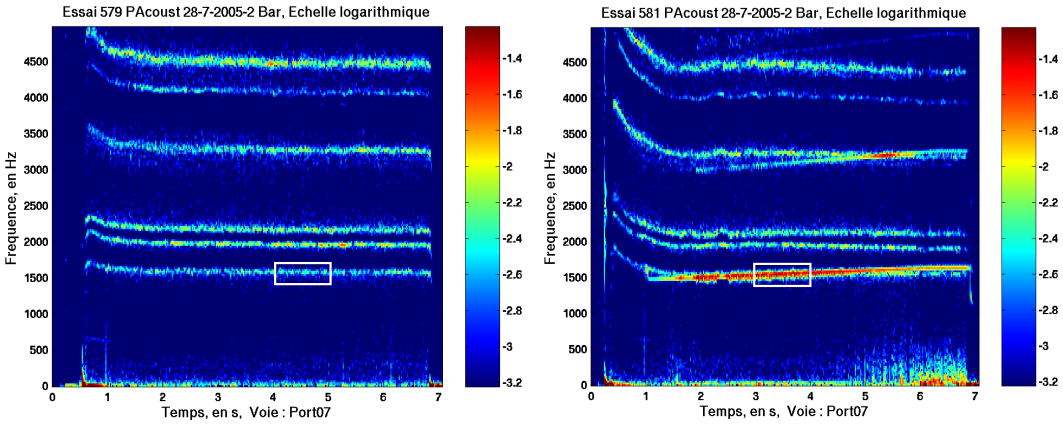


FIG. 5.4 – A gauche : modes excités par le bruit de combustion. A droite : excitation à la fréquence du mode 1 avec la roue dentée

montre deux spectrogrammes typiques tracés sur des échelles identiques relevés sur le capteur du port 7 à proximité de la cavité, placée au port 6. Les valeurs de $p'_{r.m.s.}$ sont représentées sur une échelle logarithmique de valeur maximum $\log(0.06\,\text{bar})$ et de dynamique $\log(100)$. Le spectrogramme à gauche représente un essai sans la roue dentée. Nous obtenons la fréquence mesurée ici à 1581 Hz et le niveau des fluctuations r.m.s. de pression du mode fondamental (ou mode 1).

Une excitation du mode 1 à fréquence fixe ne conduit pas à une analyse quantitative satisfaisante. Lorsque la roue est placée sur l'échappement de la cavité latérale, la pression dans la chambre augmente d'environ 0.6 bars. Les conditions dans la chambre ne sont pas tout à fait les mêmes et il est difficile de conserver la température des gaz brûlés entre l'essai sans excitation et l'essai avec la roue dentée. Nous devons donc exciter le mode fondamental à l'aide d'une rampe en fréquence. Le spectrogramme à droite de la figure 5.4 est obtenu avec un forcage acoustique pour la même cible (flamme décrochée) que le spectrogramme de gauche. La roue effectue une rampe de 1500 Hz à 1650 Hz à raison de 30 Hz/s. La roue excite donc le mode 1, et le premier harmonique excite le mode 3 (au temps 5.0 s $<$ t $<$ 5.5 s). Le mode 1 excité par forçage est représenté sur la figure 5.3 à gauche et permet de situer la flamme parmi les ventres et noeuds de pression.

Nous avons réalisé une matrice de 18 essais pour étudier l'effet d'un forçage acoustique sur le mode 1. Cette matrice est composée des 3 points cibles détaillés dans le paragraphe 5.1.1, des 3 positions relatives entre le module cavité latérale et le module injecteur, sans et avec utilisation d'un forçage réalisée par la roue dentée à travers la cavité latérale.

Le tableau 5.2 donne pour les 18 essais la pression moyenne, P_{CRC}, la fréquence

		$\pi/2$			$3\pi/4$			π		
Cible n°	Roue	P_{CRC} bar	f Hz	$p'_{r.m.s.}$ mbar	P_{CRC} bar	f Hz	$p'_{r.m.s.}$ mbar	P_{CRC} bar	f Hz	$p'_{r.m.s.}$ mbar
309	non	7.1	1558	2.7	7.3	1581	6.7	7.4	1604	15.1
309	oui	7.7	1511	45.2	8.2	1535	59.4	8.5	1604	79.7
310	non	6.8	1651	0.7	7.1	1674	1.1	8.0	1721	1.5
310	oui	7.3	1604	37.9	7.7	1604	46.5	8.5	1674	74.4
327	non	9.5	1581	0.9	9.6	1628	1.9	10.0	1674	3.5
327	oui	10.0	1558	55.3	10.0	1581	65.8	10.4	1628	94.8

Tab. 5.2 – Réponse au forçage (ou non) du mode 1

du mode fondamental de la CRC et l'amplitude r.m.s., $p'_{r.m.s.}$ des oscillations de pression relevées sur le capteur de pression placé sur le port voisin du module cavité latérale. $p'_{r.m.s.}$ est la moyenne sur une seconde de la moyenne des valeurs r.m.s. contenues dans les boîtes blanches représentées sur les spectrogrammes de la figure 5.4.

Analyse et interprétation des résultats

La pression moyenne de la CRC, comprise entre 6.8 et 10.4 bar, et la fréquence du mode fondamental, comprise entre 1511 et 1674 Hz, varie en fonction des points cibles de fonctionnement. La présence de la roue dentée, au-dessus de l'échappement latéral, a un effet de second ordre sur la pression moyenne et la fréquence du mode fondamental. La pression moyenne augmente en moyenne de 0.6 bar en présence de la roue et la fréquence diminue en moyenne d'environ 40 Hz.

Pour les essais réalisés sans forçage, le niveau de bruit de combustion obtenu pour le mode 1 est plus élevé pour la flamme accrochée courte que la flamme accro-

chée longue. Le niveau de bruit est plus élevé pour la flamme décrochée que pour la flamme accrochée. Ce résultat est en accord avec celui obtenu dans la section 4.4. Le niveau d'excitation augmente avec l'angle relatif ($\pi/2$, $3\pi/4$, π) entre la cavité latérale et l'injecteur. Pour la position relative $\pi/2$ entre l'injecteur et la cavité latérale, la flamme située sur un noeud de pression excite très faiblement le mode fondamental. La valeur moyenne obtenue sur les trois points de fonctionnement est ≈1.4 mbar. Pour la position relative $3\pi/4$ entre l'injecteur et la cavité latérale, la valeur moyenne obtenue sur les trois points de fonctionnement est ≈3.2 mbar. Pour la position relative π entre l'injecteur et la cavité latérale, la flamme située sur un ventre de pression excite efficacement le mode fondamental. La valeur moyenne obtenue sur les trois points de fonctionnement est ≈6.7 mbar.

Les amplitudes r.m.s. obtenues avec la roue sont nettement supérieures, d'environ de 60 mbar. D'après la figure 5.5, les amplitudes des oscillations acoustiques

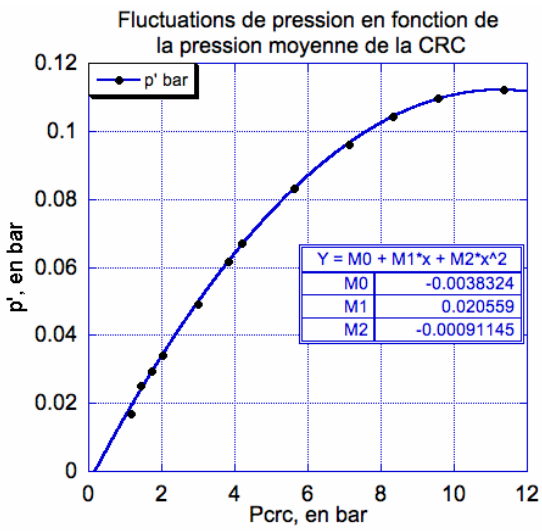


FIG. 5.5 – Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la pression moyenne de la CRC

sont proportionnelles à la pression moyenne dans la CRC, jusqu'à la flexion de la roue. La courbe de la figure 5.5 donne $p' = 0.0206\, P_{CRC} - 0.0009\, P_{CRC}^2$. Les fluctuations de pression en fonction de la pression moyenne de la chambre ont été obtenues à froid pour une distance roue-échappement fixée. Définissons les fluctuations de pression normalisées, $p'_{norm.}$, d'après l'équation 5.1 :

$$p'_{norm.} = \frac{\sqrt{p'^2_{r.m.s.} - p'^2_{bruit}}}{1000 p'_{roue}} \tag{5.1}$$

où $p'_{r.m.s.}$ et p'_{bruit} sont respectivement les fluctuations de pression moyennée sur une seconde de la moyenne des valeurs r.m.s. contenues dans les boîtes blanches représentées sur les spectrogrammes de la figure 5.4 sans excitation et avec la roue dentée. p'_{roue} est une valeur calculée à partir de la pression de la chambre, P_{CRC}, correspond aux oscillations de pression obtenues à froid avec la roue. Les résultats

obtenus à partir de la matrice de 18 points sont récapitulés dans le tableau 5.3. Pour une position de cavité, les valeurs de $p'_{norm.}$ sont plus élevées pour une flamme

		$p'_{norm.}$		
Cible n°	Forçage	$\pi/2$	$3\pi/4$	π
309	oui	0.433	0.550	0.719
310	oui	0.373	0.446	0.683
327	oui	0.483	0.575	0.822

TAB. 5.3 – Réponse normalisée au forçage du mode 1

accrochée courte (cible 327) que pour une flamme accrochée longue (cible 310). Les valeurs de $p'_{norm.}$ sont plus élevées pour une flamme décrochée (cible 309) que pour une flamme accrochée (cible 310 et 327). La valeur de $p'_{norm.}$ augmente avec l'angle relatif ($\pi/2$, $3\pi/4$, π) entre la cavité latérale et l'injecteur.

Validation par utilisation du PM

Nous utilisons le PM pour confirmer ces résultats. La figure 5.6 représente res-

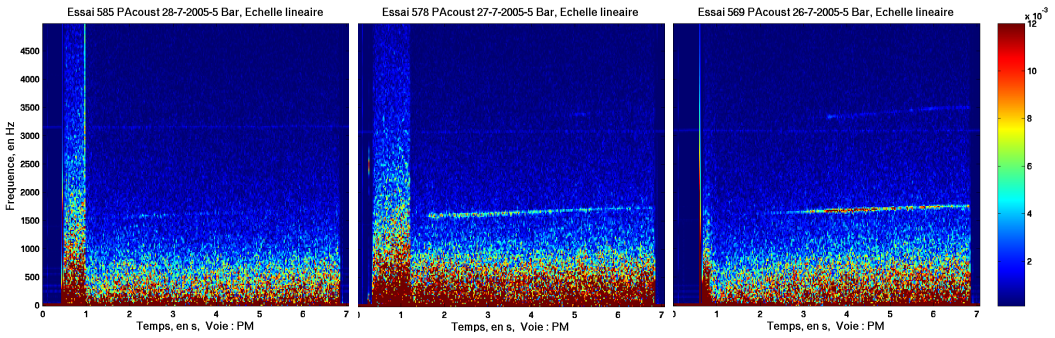


FIG. 5.6 – Signal du PM : spectrogramme à gauche : configuration $\pi/2$, spectrogramme au centre : configuration $3\pi/4$, spectrogramme à droite : configuration π

pectivement de gauche à droite les spectrogrammes obtenus pour la cible 310 dans les configurations $\pi/2$, $3\pi/4$, π. Les spectrogrammes sont tracés pour des échelles inférieures à 5000 Hz sur une échelle d'amplitude identique. Pour la configuration $\pi/2$, seul le bruit du à la turbulence de la flamme est visible. Pour la configuration $3\pi/4$, la flamme répond à l'excitation du mode fondamental de la chambre par la roue. Le niveau d'excitation est de 12.0 unités arbitraires. Pour la configuration π, la flamme répond le plus fortement à l'excitation du mode fondamental de la chambre par la roue. Le niveau d'excitation est de 18.7 unités arbitraires.

Comparaison des signaux de pression et du signal PM

La roue et la cavité excitatrice sont diamétralement opposées à l'injecteur (position π) pour obtenir un signal d'amplitude plus élevée sur le PM. La figure 5.7 représente les signaux de pression relevés sur le port 15 et le port 7 et le signal relevé sur le PM. Les signaux sont filtrés autour du mode fondamental de la chambre

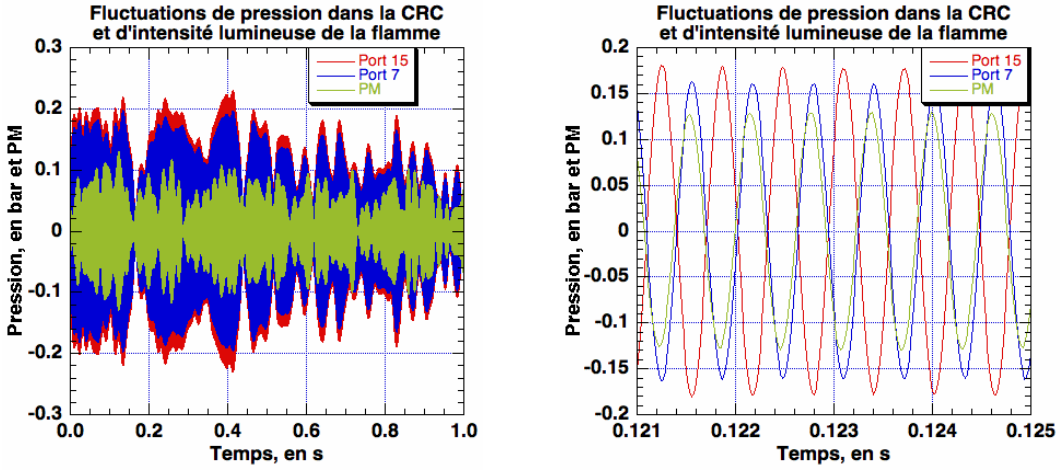


FIG. 5.7 – Comparaison des signaux de pression et du signal PM. A gauche : sur une seconde, à droite : sur 15 millisecondes.

de combustion. Les signaux de pression sont indiqués en bar. A gauche, les signaux sont représentés pendant une seconde, période correspondant à l'excitation efficace, par la rampe en fréquence de la roue, du mode fondamental. Les amplitudes de pression crête-crête peuvent dépasser 0.4 bars pour une pression de 10.4 bars dans la CRC. L'amplitude relevée sur le port 15 et l'amplitude relevée sur le port 7 sont identiques à un facteur multiplicatif près. L'amplitude relevée sur le port 15 (en rouge) est de niveau légèrement supérieur à celle du port 7 (en bleu). Ceci est en accord avec la structure du mode fondamental représentée sur la figure 5.3 à gauche. Les amplitudes du signal du PM (en vert) suit grossièrement la tendance des signaux de pression.

À droite, un zoom est effectué sur une période de 15 ms. Nous pouvons remarquer que le signal de pression du port 15 et le signal de pression du port 7 sont en opposition de phase puisqu'ils représentent des ventres de pression de signes opposés. Le signal du PM est en phase avec le signal du port 7. Le port 15 et l'injecteur sont sur deux ports voisins dans la CRC. Or, le signal du PM indique une valeur négative de valeur absolue plus élevée lorsque l'intensité lumineuse augmente. Finalement, l'intensité lumineuse et le signal du port 15 sont en phase :lorsque la pression augmente, le taux de dégagement de chaleur augmente. La figure 5.8 représente la fonction de corrélation croisée entre le signal relevé sur le capteur du port 15 et le signal du PM. L'interpolation de cette fonction par une fonction cosinus est difficile à distinguer. Nous pouvons remarquer que la valeur de la fonction est négative à l'origine. L'amplitude du signal du PM est négative (oscillation positive du taux de dégagement de chaleur) lorsque l'amplitude du signal de pression est positive. La phase à l'origine permet de déterminer la phase entre les deux signaux. Pour la flamme accrochée courte, le signal du PM a un retard de 65 μs sur le signal du port 15. Ce retard est faible devant la période acoustique des oscillations de 614 μs. Pour la flamme liftée, le PM est en avance de phase de 16 μs. Pour la flamme accrochée longue, le PM est en retard de phase de 41 μs.

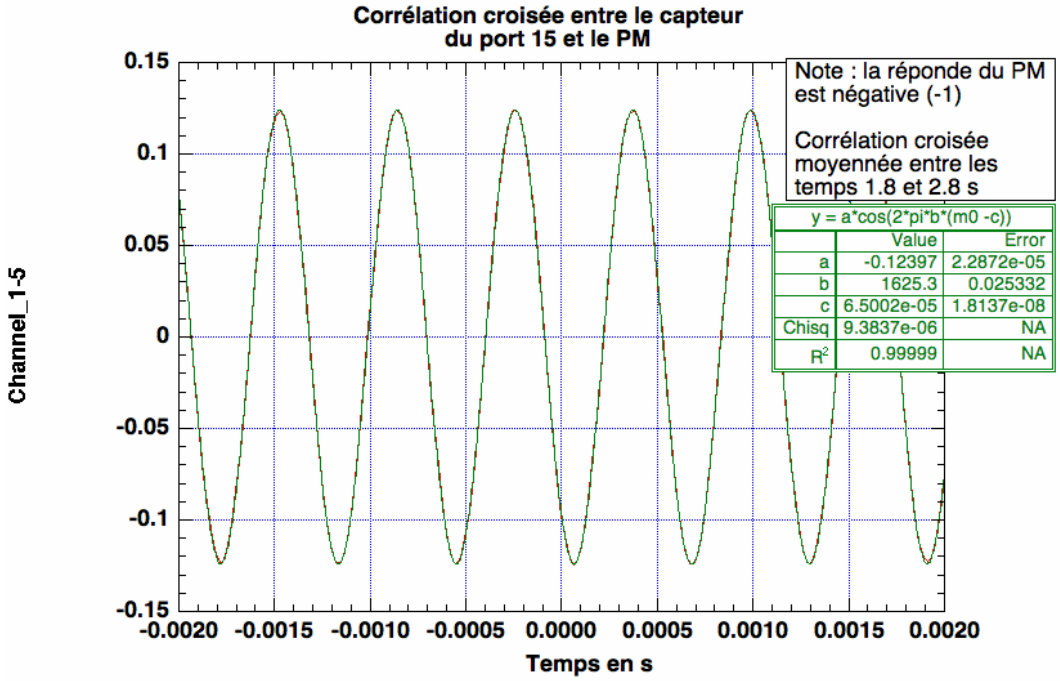


FIG. 5.8 – Corrélation croisée entre le signal de pression et le signal du PM

5.1.4 Conclusions

Dans cette section, nous avons choisi de solliciter trois points de fonctionnement à un forçage acoustique par la roue dentée. Ces trois points correspondent à trois flammes :
une accrochée courte, une accrochée longue et une décrochée. Toutes ces flammes répondent avec des niveaux assez proches à un forçage. L'effet de la position angulaire relative entre la cavité excitatrice et l'injecteur est remarquable. Dans la configuration $\pi/2$, la flamme ne répond pas. Dans la configuration π, la flamme répond avec une amplitude maximale. La flamme répond fortement lorsqu'elle se trouve sur un ventre de pression. Ce résultat est très important dans le cadre de cette thèse puisque nous avons déterminé la nature du couplage observé. C'était notre objectif. L'analyse approfondie des signaux montrent que lorsque la pression augmente, le taux de dégagement de chaleur augmente avec un retard ou une avance de phase, τ, faible devant la période acoustique : $\tau/\tau_a < 1/10$.

Les études expérimentales avec la roue dentée menées à l'IRPHE et au DLR [87] n'ont pas montré de comportement instable du système. Dans la section 5.2, nous avons caractérisé la stabilité de la CRC par la mesure du taux d'amortissement des premiers modes de la CRC en présence de combustion. Nous avons utilisé un module roue à 4 dents.

5.2 Mesures d'amortissement à chaud

5.2.1 Roue à quatre dents

Nous avons eu des difficultés pour mesurer l'amortissement du mode 1T en fonction des conditions d'injection dans la section 4.4.9. Dans cette section, un module roue à quatre dents nous permet de mesurer avec précision les taux d'amortissement en fonction de la flamme obtenue. L'axe de la cavité latérale et l'axe de l'injecteur forment un angle de $3\pi/4$. Nous cherchons à mettre en évidence l'effet de la flamme (accrochée, décrochée, longue ou courte) sur le taux de perte par cycle.

Validation à froid

La CRC est pressurisée avec l'air comprimé du laboratoire. La durée de l'essai (120 s) permet d'augmenter le rapport signal sur bruit d'un facteur 40 (1600 cycles). La figure 5.9 à gauche représente le signal obtenu lorsque l'on excite la chambre

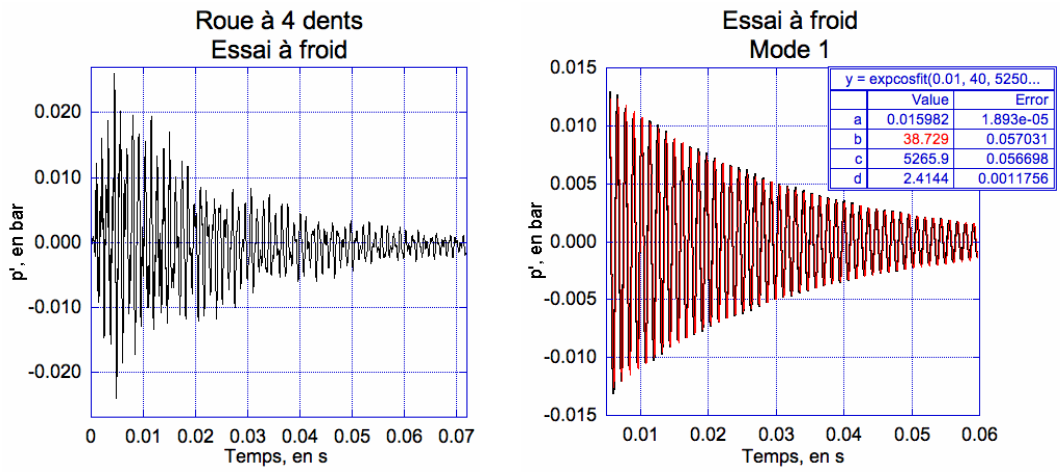


FIG. 5.9 – A gauche : signal brut (excitation du mode 1). A droite : interpolation du signal filtré autour du mode 1

à la fréquence du mode 1. Les fluctuations de pression augmentent pendant le temps de passage des quatre dents avant de décroître pendant le reste du temps de révolution de la roue. Plusieurs modes sont excités. La figure 5.10 représente des spectres de puissances obtenus. La roue à 4 dents excite respectivement de gauche à droite à la fréquence du mode 1 et à la fréquence du mode 2. Nous constatons que l'excitation du mode 1 est accompagnée de l'excitation des autres modes de la chambre. L'excitation du mode 2 ne permet d'obtenir ni le mode 1 ni le mode 3. Nous mesurons le taux d'amortissement, Γ, obtenu pour le mode 1 et le mode 2. La figure 5.9 à droite représente le signal obtenu lorsque l'on filtre le signal autour du mode 1. L'interpolation avec une fonction du type $f(t) = aexp(-bt)cos(ct + d)$ est excellente. Nous obtenons $\tau = 25.8\,ms$. Nous pouvons comparer ce résultat en calculant le taux de perte par cycle (acoustique), σ/f. Dans la section 3.1.3, $2\Gamma/f_{1T}$=0.087 et $2\Gamma/f_{2T}$=0.056 pour la chambre cylindrique. En

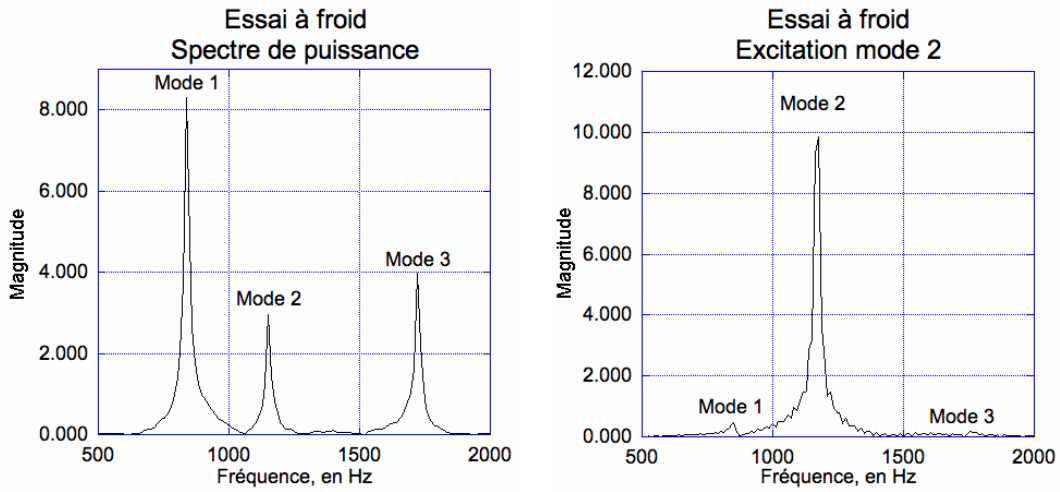


FIG. 5.10 – A gauche : excitation du mode 1. A droite : excitation du mode 2.

présence de la cavité excitatrice, $2\Gamma/f_{mode1}$=0.089 et $2\Gamma/f_{mode2}$=0.057. La présence de la cavité latérale n'augmente pratiquement pas les pertes acoustiques pour les faibles amplitudes de fluctuations de pression.

5.2.2 Résultats avec combustion

Nous voulons déterminer l'influence de la présence de la flamme sur l'amortissement dans la chambre. Nous nous intéressons à l'effet d'une flamme décrochée, accrochée longue et accrochée courte par le biais des trois points de fonctionnement de la section 5.1.1. Nous mesurons à partir des signaux temporels filtrés les taux d'amortissement du mode 1 et du mode 2 pour chaque point cible. Le tableau 5.4

	mode 1			mode 2		
Cible n°	τ ms	f Hz	$2\Gamma/f$	τ ms	f Hz	$2\Gamma/f$
309	10.5	1558	0.122	14.1	2142	0.066
310	6.8	1642	0.180	8.7	2297	0.100
327	10.6	1583	0.120	10.1	2192	0.090

TAB. 5.4 – Taux de pertes en fonction du type de flamme

donne pour le mode 1 et le mode 2, le temps d'amortissement en millisecondes, τ, la fréquence, f et le taux d'amortissement relatif de l'énergie, $2\Gamma/f$. Pour le mode 1, les taux de pertes par cycle acoustique pour la flamme accrochée courte et la flamme décrochée sont proches (≈0.06) et supérieurs au taux de pertes obtenu à froid (0.046). Pour la flamme accrochée longue, le taux de perte est environ deux fois plus élevé que celui obtenu à froid (0.090). Pour le mode 2 de la flamme décrochée, nous obtenons la valeur du rapport du taux de pertes à froid sur le rapport du taux de pertes à chaud le plus élevé : 82%. Le taux de pertes est le plus élevé dans le cas de la flamme accrochée longue.

5.2.3 Conclusion

La présence ou l'absence de la cavité latérale n'a pratiquement pas d'influence sur le taux de pertes pour de faibles amplitudes des oscillations de pression. Les pertes obtenues à chaud sont toujours supérieures à celles obtenues à froid mais elles varient en fonction des conditions d'injection :
les pertes dues à la flamme accrochée longues sont plus importantes que celles obtenus avec la flamme accrochée courte et la flamme décrochée. Pour le mode 1, les taux de pertes de la flamme accrochée courte et de la flamme décrochée sont proches. Ce résultat est en accord avec celui du tableau 5.3, où les valeurs de $p'_{norm.}$ sont proches pour la configuration $3\pi/4$: 0.550 pour la flamme décrochée et 0.575 pour la flamme accrochée courte.

5.3 Excitation de forte intensité avec le canon à poudre

La plupart des instabilités de combustion dans les moteurs industriels sont initiées par des perturbations finies c'est à dire d'amplitude nettement supérieure au niveau de bruit généré par la combustion en régime nominal. Il est communément admis que les instabilités sont déclenchées lorsque le niveau acoustique est suffisant pour amorcer un processus non-linéaire. Cependant, la nature de ce (ou ces) processus n'est pas encore connue. Ces perturbations d'amplitude finie peuvent être d'origine accidentelle pendant les vols ou bien d'origine artificielle lors d'essais sur les bancs expérimentaux industriels. Les perturbations finies accidentelles peuvent se produire à l'allumage ou pendant le régime établi.

Un allumage peut être brutal lorsque le front de flamme passe à travers des propergols prémélangés et se transforme en une onde de choc. Le pic de l'onde de choc peut atteindre plusieurs fois la pression nominale du moteur fusée. Nous avons fait malgré nous l'expérience de ce phénomène lors d'un essai à froid où nous injections de l' éthanol pulvérisé par de l'oxygène pur dans la CRC. Les gaz chaud émis par une amorce que nous avons déclenchée deux secondes après le début de l'injection ont enflammé le prémélange. La pression de la CRC a dépassé 20 bars et a entraîné des dégâts importants : un hublot fêlé, une électrovanne et un capteur de pression statique hors service. Les instabilités haute fréquence déclenchées par ce type de perturbation à l'allumage s'amortissent généralement lors de l'établissement du régime de fonctionnement nominal.

Pendant le régime nominal, des perturbations de taille finie peuvent être produites par une anomalie de fonctionnement du moteur. Ces perturbations, d'amplitude moindre que les pics à l'allumage, n'entraînent pas directement de dégâts dans le moteur mais sont plus dangereuses puisque le régime nominal est atteint et les instabilités induites ne peuvent être amorties par un changement de régime.

5.3.1 Flamme de longueur proche du diamètre de la CRC

Dans ce paragraphe, nous utilisons le module canon à poudre, décrit dans le paragraphe 2.1.3. Nous rappelons que la partie active de ce module est une amorce utilisée dans les cartouches de chasse. Dans un premier temps, nous utilisons l'injec-

teur n°1, décrit dans le paragraphe 2.1.3. La longueur de la flamme est légèrement inférieure au diamètre de la CRC.

Positions relatives de la flamme et du canon à poudre

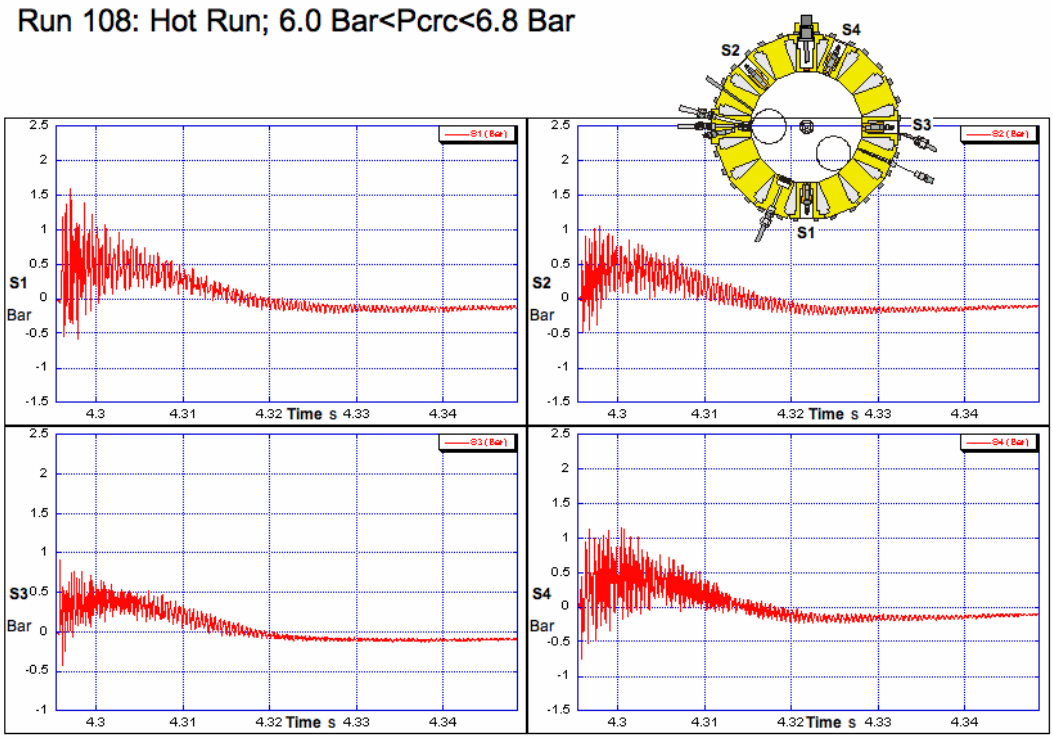


FIG. 5.11 – Canon à poudre à 90° par rapport à l'injecteur

Nous réalisons une série d'essais à chaud avec le canon à poudre. Ces essais sont réalisés avec l'injecteur n°1 (non modifié), donc le rapport entre les quantités de mouvement et le nombre de Weber est assez faible. La longueur de la flamme est de l'ordre du diamètre de la chambre. Les conditions typiques de ces essais sont récapitulées dans le tableau 5.5. Le rapport des quantités de mouvement et

P_{CRC}=6.2 Bar	Φ =0.87
$\dot{m}_{Eth.}$ =1.0 g/s	$U_{Eth.}$ =2.5 m/s
$\dot{m}_{O_2}$ =2.4 g/s	U_{O_2} =36.1 m/s
J=2.44	We=339

TAB. 5.5 – Conditions de fonctionnement pour les premiers essais avec le canon à poudre

le nombre de Weber sont calculés en utilisant les propriétés à froid des fluides d'alimentation. Le rapport entre les quantités de mouvement et le nombre de Weber effectif est 6 à 7 fois plus bas à cause de l'effet de la flamme accrochée, comme expliqué au paragraphe 4.1.2. Les valeurs réelles varient légèrement d'un essai à

l'autre. Le module canon à poudre est placé en cinq positions angulaires relatives différentes en fonction de l'injecteur : 90°, 112.5°, 135°, 157.5°, 180°. Des capteurs dynamiques de pression sont placés autour de la CRC. Autant que possible, les capteurs sont placés avec des positions angulaires relatives en fonction du canon à poudre à 22.5°, 45°, 90°, et 180°. Les résultats de ces cinq essais sont montrés de la figure 5.11- 5.15.

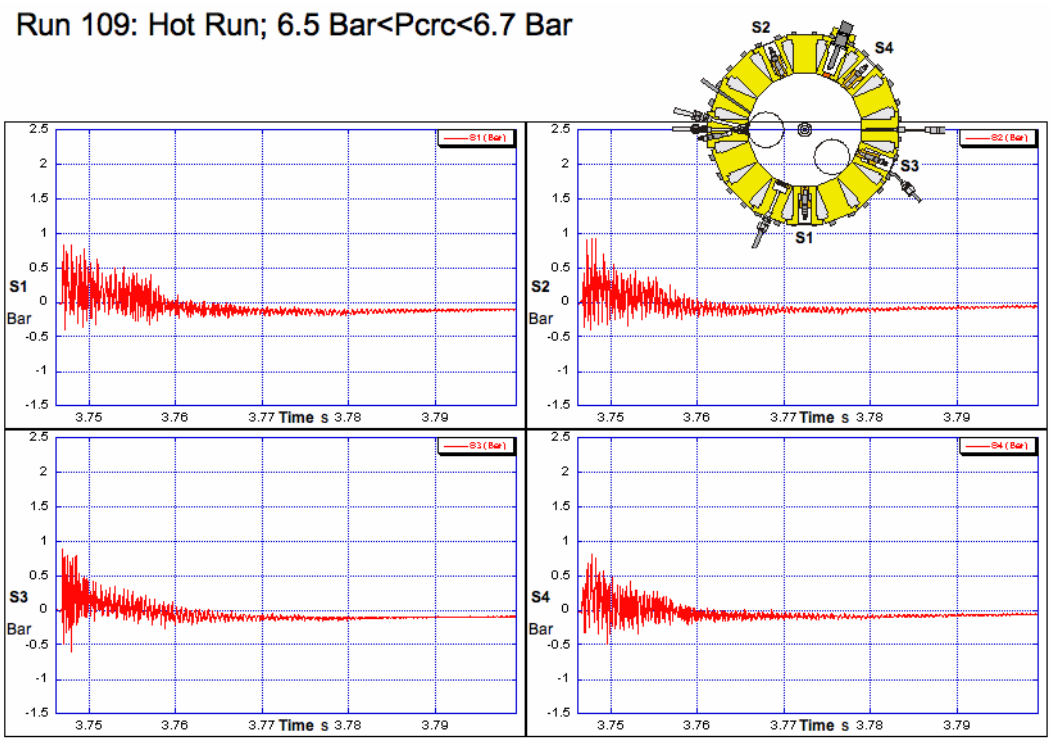


FIG. 5.12 – Canon à poudre à 112.5° par rapport à l'injecteur

Pour chaque essai, la position du canon à poudre et les positions des quatre capteurs de pressions sont indiquées. Les positions de l'injecteur, de l'allumeur et de la purge sont également indiquées. Les signaux de pression sont tracés à la même échelle. Nous pouvons observer une augmentation systématique de la pression dans la chambre après le déclenchement de l'amorce. Ceci peut être attribué à la combustion rapide des grosses gouttes d'éthanol présentes dans la CRC, qui sont finement atomisées par le premier passage de l'onde de choc. L'échelle de temps est transformée par rapport à l'essai à froid montré sur la figure 3.5, car la valeur de la vitesse du son est approximativement doublée dans les gaz chauds. Nous conservons ainsi le même nombre d'oscillations.

L'amplitude initiale obtenue par l'onde de choc est légèrement inférieure à celle obtenue à froid : ≈2 bar crête-crête, au lieu de ≈2.5 bar crête-crête. Cette réduction peut être attribuée à l'absorption de l'énergie acoustique par les gouttelettes d'éthanol. Il n'y a pas de tendance particulière de la réponse de la combustion à être maximum pour un angle spécifique. Les variations d'un essai à l'autre sont plus fortes que les différences observées. Cependant il y a une tendance évidente de la

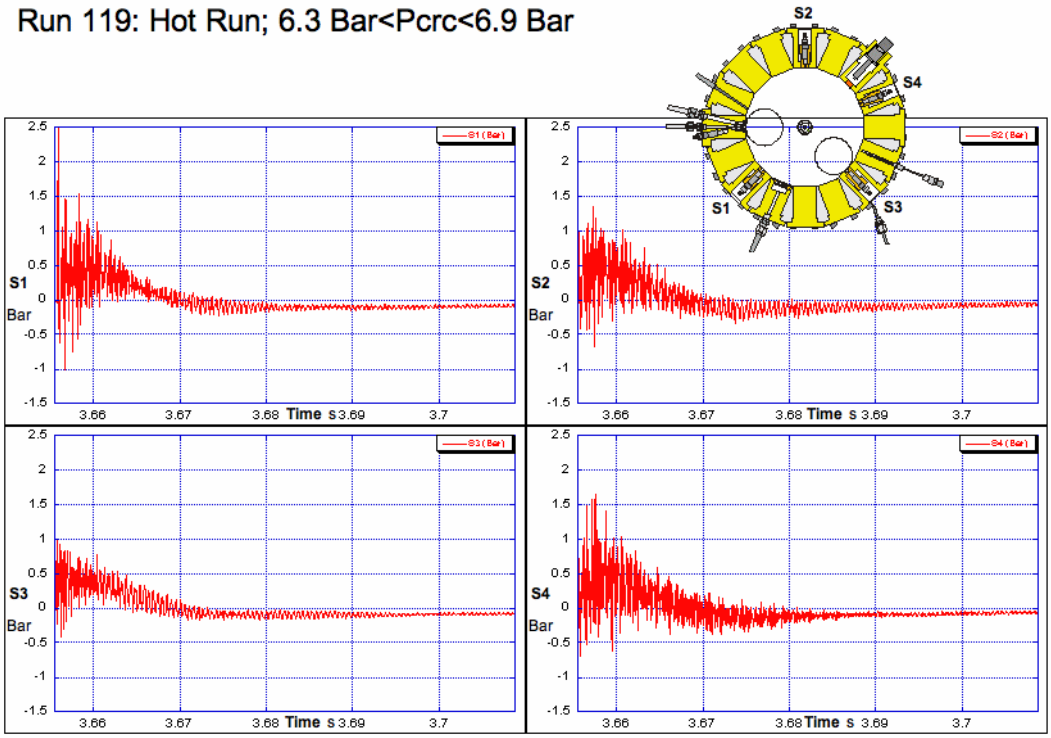


FIG. 5.13 – Canon à poudre à 135° par rapport à l'injecteur

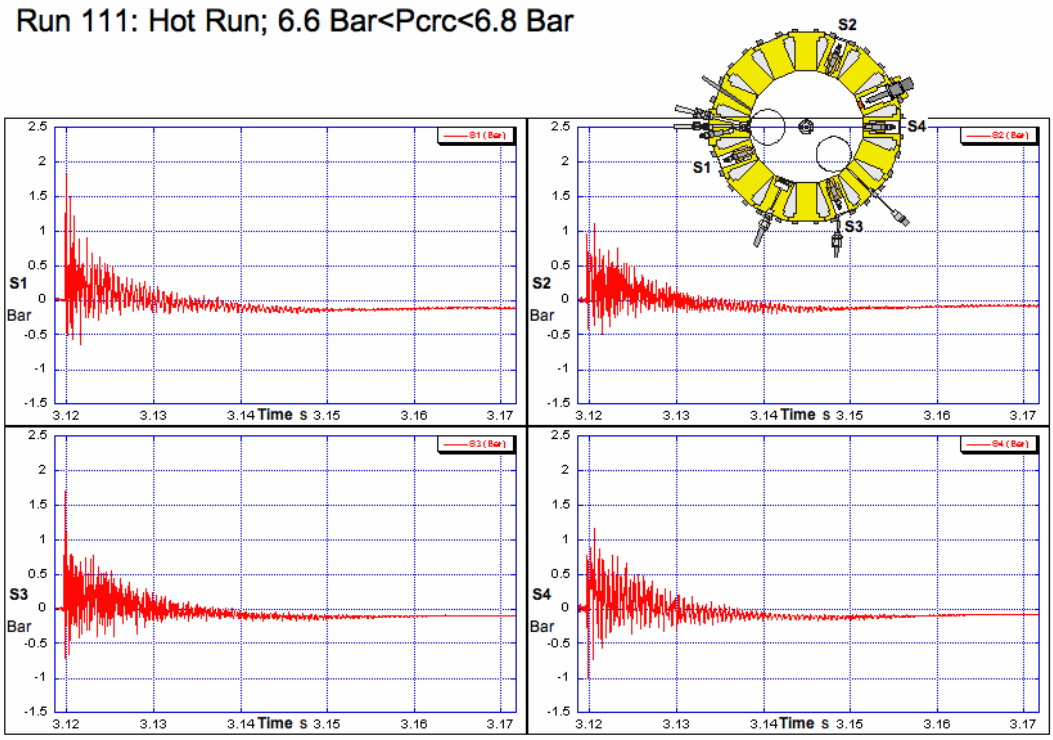


FIG. 5.14 – Canon à poudre à 157.5° par rapport à l'injecteur

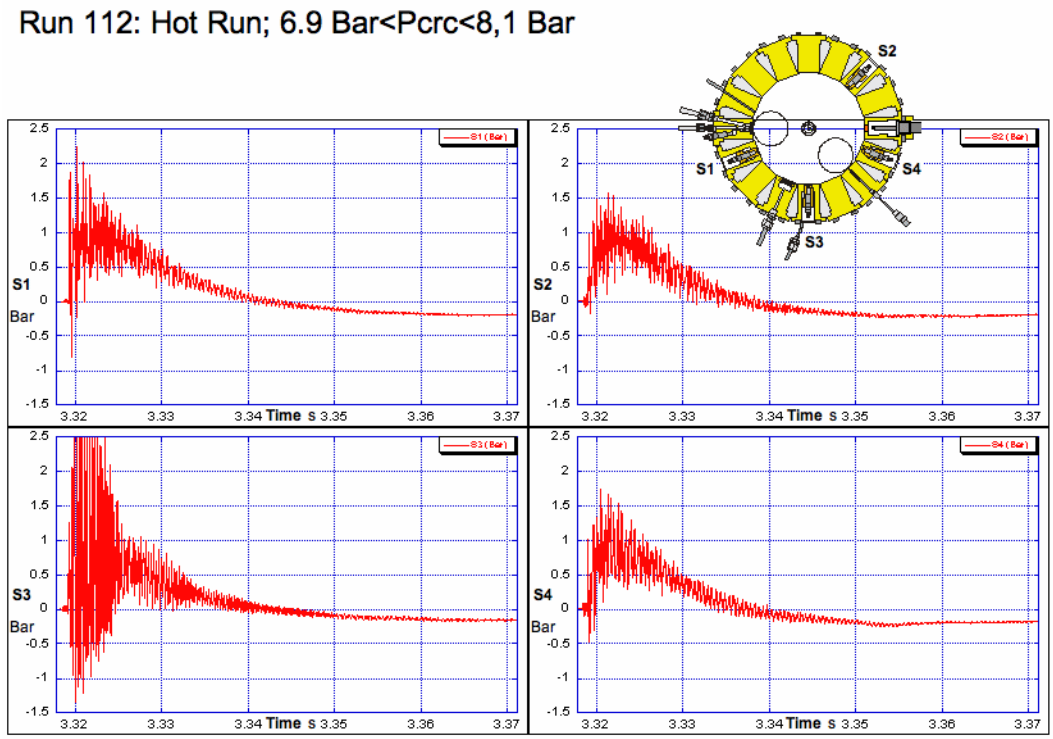


FIG. 5.15 – Canon à poudre à 180° par rapport à l'injecteur

réponse acoustique à se prolonger avec une décroissance assez lente, après une phase initiale à décroissance rapide.

Essai remarquable filmé avec la caméra rapide

Cet effet est particulièrement évident lors de l'essai n°119, qui a été filmé en utilisant une caméra rapide. Pour cet essai, le module canon à poudre est placé à 135° (45°) par rapport à l'axe de l'injecteur. Douze images, extraites du film vidéo, sont représentées sur la figure 5.17. Les instants auxquels sont prises les douze photos sont indiqués par douze marqueurs numérotés. Les images sont classées dans le temps de gauche à droite et de haut en bas. Le signal de pression est tracé sur la figure 5.16. Nous pouvons remarquer la présence de battements sur le signal. Supposons que la présence de ces battements soit due à la présence simultanée des deux premiers modes de la CRC. Alors la fréquence du battement est égale à la différence de fréquence entre ces deux modes, soit une fréquence supérieure à 1000 Hz. Or la période du battement observée sur la figure 5.16 est de ≈0.02 s, correspondant à une différence de fréquence de 50 Hz, valeur nettement plus petite. Les battements ne peuvent donc pas être produits par l'excitation simultanée de deux modes ; ils doivent alors être interprétés comme une variation non-monotone de l'amplitude du signal acoustique.

La première image est prise juste avant l'onde de choc. La flamme n'est pas très lumineuse, et à cause de l'atomisation médiocre, la longueur de la flamme

est presque égale au diamètre de la chambre (20 cm). Le diamètre du hublot de visualisation est de 6 cm.

La seconde image est prise juste après l'instant où l'onde de choc frappe le jet liquide. Les gouttelettes liquides sont projetées vers le bas à gauche à 45°, comme attendu d'après l'orientation du module canon à poudre. La luminosité de la flamme augmente considérablement.

La troisième image est prise l'instant suivant. La flamme s'est fortement étendue à cause de la meilleure atomisation induite par le passage de l'onde de choc.

La quatrième image montre une flamme se détachant de l'injecteur. Quelques tourbillons sont introduits dans la CRC par l'asymétrie de l'éjection des gaz de l'amorce.

Sur l'image cinq, le jet d'éthanol est bloqué par l'onde de choc, et la flamme est éteinte. Sur le signal de pression de la figure 5.16, les oscillations acoustiques sont presque complètement amorties. Cet arrêt de l'éthanol est un peu surprenant. Nous l'expliquons par la présence d'une petite bulle coincée dans la ligne éthanol de l'injecteur. Un grand nombre d'essais sont réalisés une fois que la ligne d'alimentation liquide a été correctement purgée. Dans ces essais (non montrés), le jet d'éthanol ne s'arrête pas.

La sixième image montre le retour du jet d'éthanol dans la chambre. Il est immédiatement allumé par les gaz chauds. Les oscillations acoustiques commencent à augmenter à nouveau à partir de ce moment.

De la septième à la onzième image, le jet d'éthanol reprend progressivement sa forme initiale. Dans ces images, la flamme est visible à l'intérieur du hublot de visualisation, et elle est donc plus courte que le rayon de la chambre. Les oscillations acoustiques s'amortissent lentement avec l'augmentation de la longueur de la flamme.

Dans la dernière image, la flamme a de nouveau atteint une longueur plus grande que le rayon de la chambre et les oscillations acoustiques sont amorties vers un faible niveau. Néanmoins, la flamme reste nettement plus lumineuse qu'avant l'onde de choc (voir la première image). Nous attribuons cela à un effet des produits de combustion injectés dans la chambre par le module canon à poudre. Le temps de résidence des gaz dans la CRC est relativement long, de l'ordre de 0.3 s.

La figure 5.18 à gauche représente le signal de pression de la figure 5.16, filtré autour du mode 1T de la CRC. Le signal de pression peut être découpé en cinq parties. La première, pour $0.007\,\mathrm{s} < t < 0.017\,\mathrm{s}$, représente une période où les oscillations acoustiques du mode 1T diminuent très rapidement peu après le déclenchement du canon à poudre. La valeur du taux d'amortissement est élevé et suit clairement une loi non linéaire. La deuxième, pour $0.017\,\mathrm{s} < t < 0.024\,\mathrm{s}$, représente une période de forte croissance du niveau acoustique correspondant à la réapparition de la flamme dans la CRC. La troisième, pour $0.024\,\mathrm{s} < t < 0.036\,\mathrm{s}$, représente une période où les oscillations acoustiques du mode 1T diminuent avec un taux d'amortissement suivant une loi linéaire. La quatrième partie, pour $0.036\,\mathrm{s} < t < 0.047\,\mathrm{s}$, représente une nouvelle période de faible croissance du niveau acoustique. Nous avons ensuite estimé le taux d'amortissement à partir du signal contenu dans le rectangle bleu, cinquième partie du signal. Nous trouvons $\Gamma \approx 46\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le mode 1T sur la figure 5.18 à droite. On peut constater que la décroissance n'est pas strictement

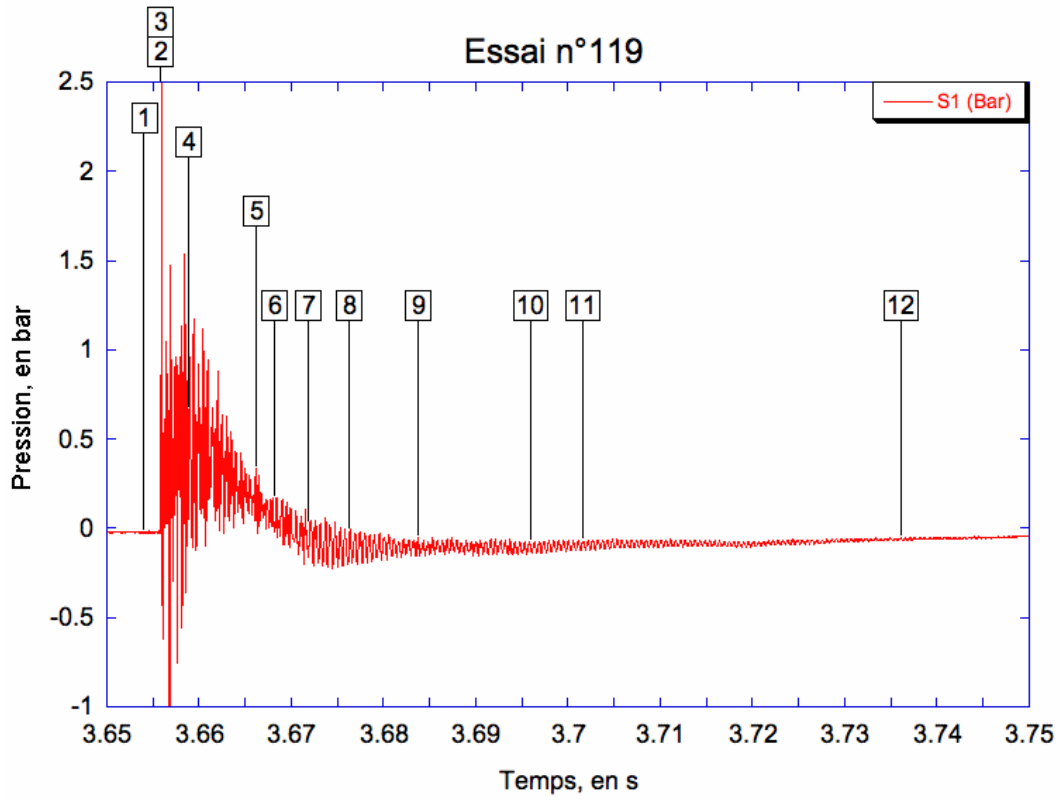


FIG. 5.16 – Signal de pression pour une flamme longue. Les repères temporels correspondent aux images de la figure 5.17.

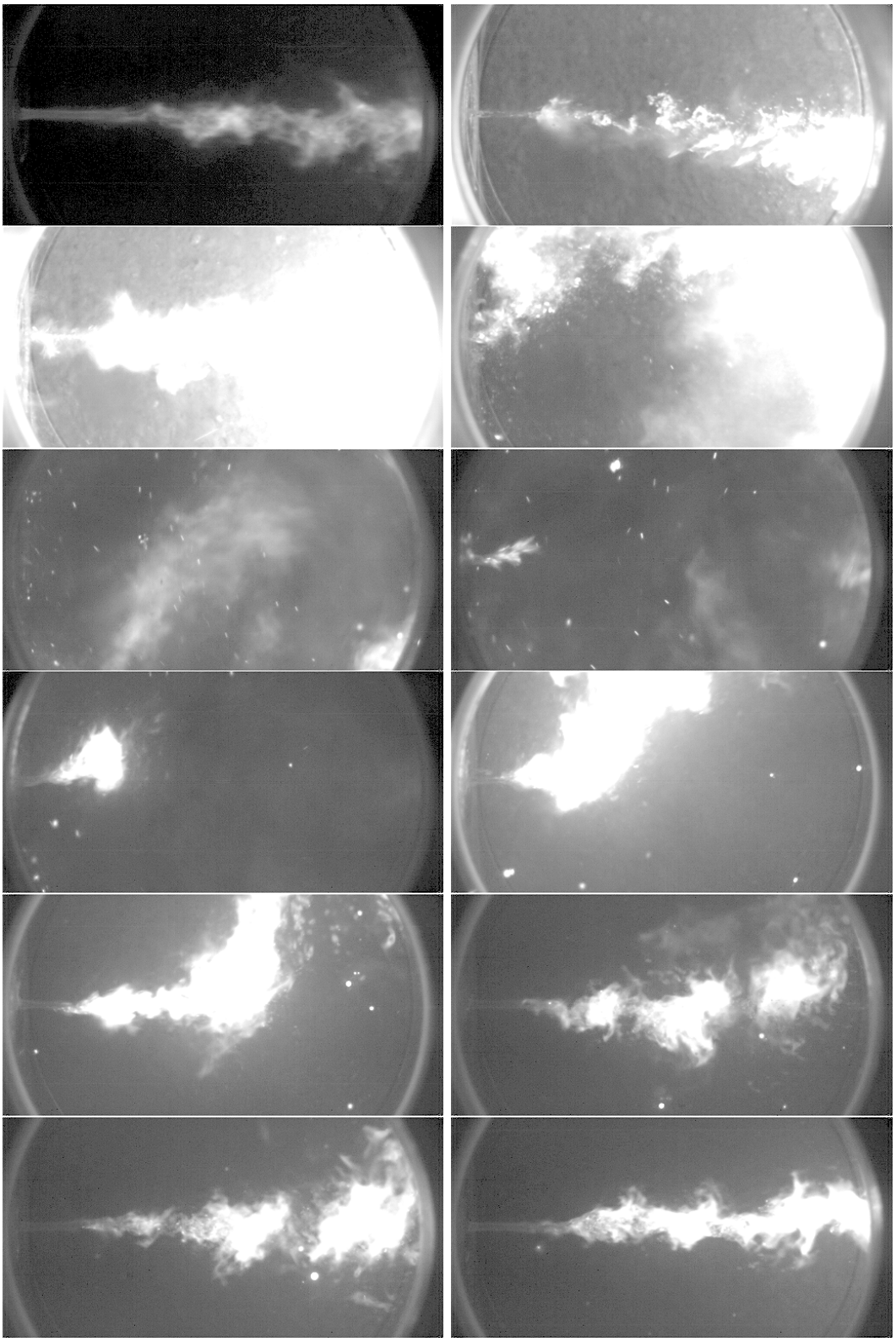


Fig. 5.17 – Images correspondant aux marques temporelles de la figure 5.16.

exponentielle. Nous pouvons supposer que le taux d'amortissement augmente au fur et à mesure que la flamme s'allonge. La pulsation du mode 1T est $\omega \approx 11900\,\mathrm{s}^{-1}$.

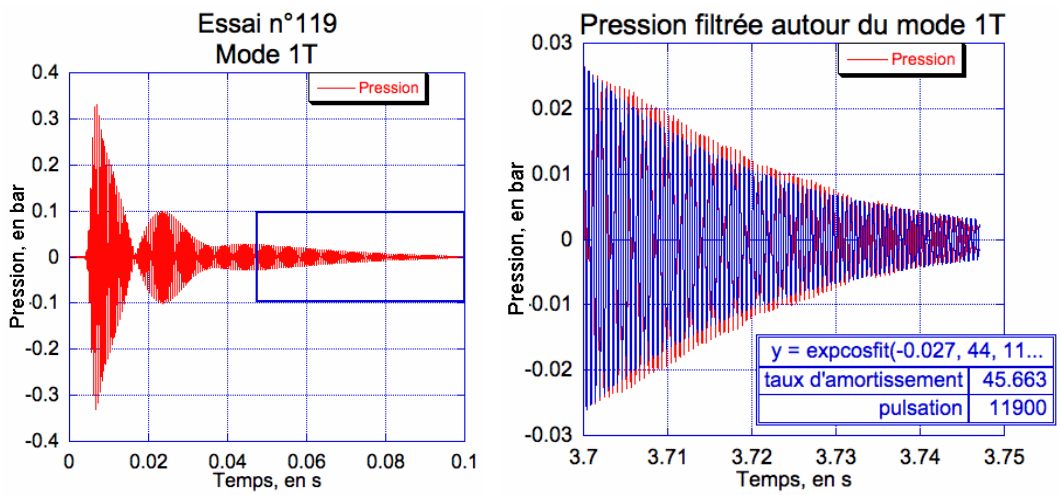


FIG. 5.18 – Mesure du temps d'amortissement à chaud

5.3.2 Flamme de longueur inférieure au rayon de la CRC

Les observations détaillées ci-dessus (section 5.3.1) ont conduit à chercher à obtenir des flammes plus courtes. Nous avons fabriqué pour y parvenir des injecteurs modifiés décrits dans la section 4.2.1. Nous avons repris les essais avec le canon à poudre et l'injecteur n°4. Les conditions de fonctionnement sont récapitulées dans

P_{CRC}=12 Bar	Φ =0.57
$\dot{m}_{Eth.}$ =1.8 g/s	$U_{Eth.}$ =2 m/s
$\dot{m}_{O_2}$ =6.6 g/s	U_{O_2} =178 m/s
J=155	We=15572

Tab. 5.6 – Conditions de fonctionnement avec les injecteurs modifiés

le tableau 5.6. Comme précédemment, pour cet essai, le module canon à poudre est placé à 135° (45°) par rapport à l'axe de l'injecteur.

La figure 5.19 représente le signal de pression obtenu sur le capteur situé sur port 4. Les douze images, extraites du film vidéo, sont représentées sur la figure 5.20. Les images sont classés dans le temps de gauche à droite et de haut en bas. Les marques temporelles correspondant à ces photos sont indiquées sur le signal de pression de la figure 5.19.

La première image est prise juste avant l'onde de choc. La flamme n'est pas très lumineuse, mais la réduction de la section gazeuse a permis de réduire la longueur de la flamme à ≈5 cm (contre ≈20 cm dans le paragraphe 5.3.1). La modification de l'injecteur est visible à la sortie de l'injecteur. Nous rappelons que le diamètre du hublot de visualisation est de 6 cm.

La seconde image est prise juste après l'instant où l'onde de choc frappe le jet liquide. Les gouttelettes liquides sont projetées vers le bas à gauche à 45°, comme attendu d'après l'orientation du module canon à poudre. La luminosité de la flamme augmente considérablement. La troisième image est prise l'instant suivant (la caméra rapide fonctionne à 6000 Hz).

La quatrième image montre que l'écoulement d'éthanol n'est pas arrêté par le passage de l'onde de choc. C'est une différence essentielle avec l'essai n°119 du paragraphe 5.3.1. La flamme est toujours présente, mais le mélange injecté dans la CRC est dévié vers le haut par un écoulement tangentiel dû au déclenchement du module canon à poudre.

De la cinquième à la huitième image, la flamme reprend la position sur son axe d'injection radial. De la neuvième à la douzième image, la flamme est positionnée sur son axe d'injection. La longueur de la flamme varie entre 4 et 5 cm.

La figure 5.21 à gauche représente le signal de pression de la figure 5.19, filtré autour du mode 1T de la CRC. Le signal de pression peut être découpé en trois parties. La première, pour $0.016\,\mathrm{s} < t < 0.030\,\mathrm{s}$, représente une période où les oscillations acoustiques du mode 1T diminuent juste après le déclenchement du canon à poudre. La valeur du taux d'amortissement est élevée et suit clairement une loi non linéaire. La deuxième, pour $0.030\,\mathrm{s} < t < 0.040\,\mathrm{s}$, représente une période de croissance du niveau acoustique. La troisième, pour $0.040\,\mathrm{s} < t < 0.100\,\mathrm{s}$, représente une période où les oscillations acoustiques du mode 1T diminuent avec un taux

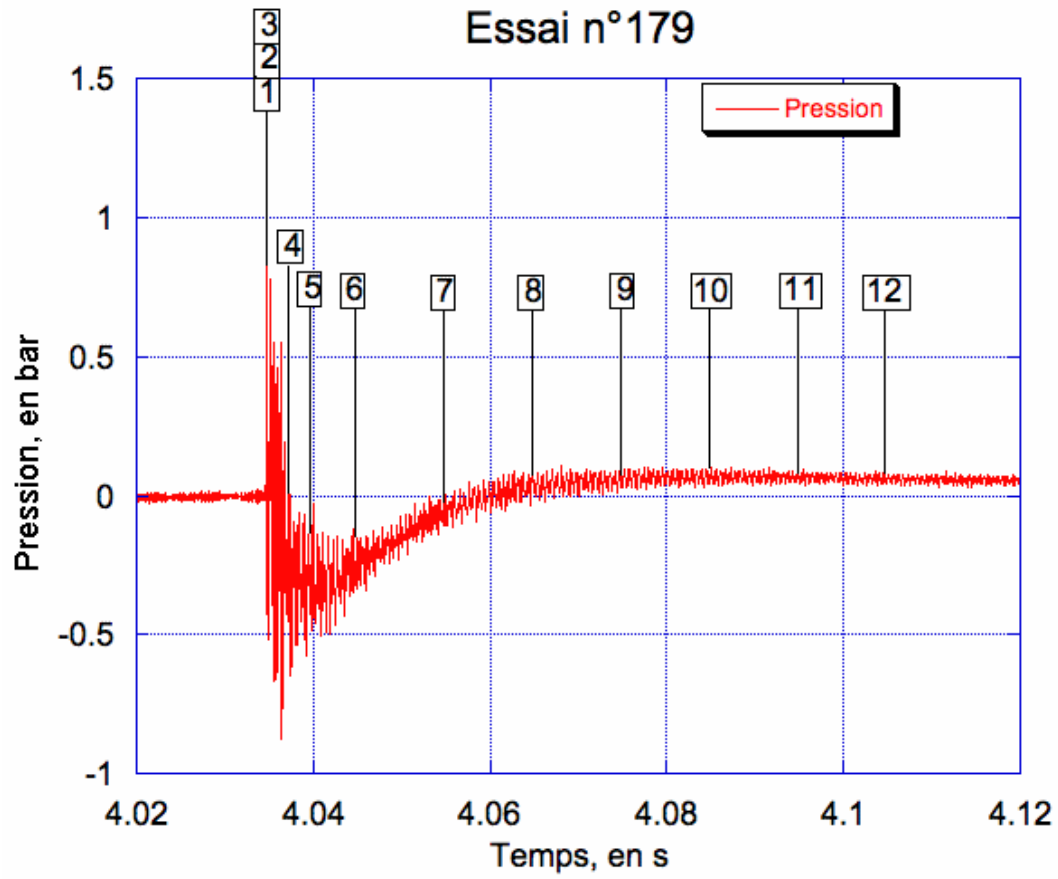


FIG. 5.19 – Signal de pression pour une flamme courte. Les repères temporels correspondent aux images de la figure 5.20.

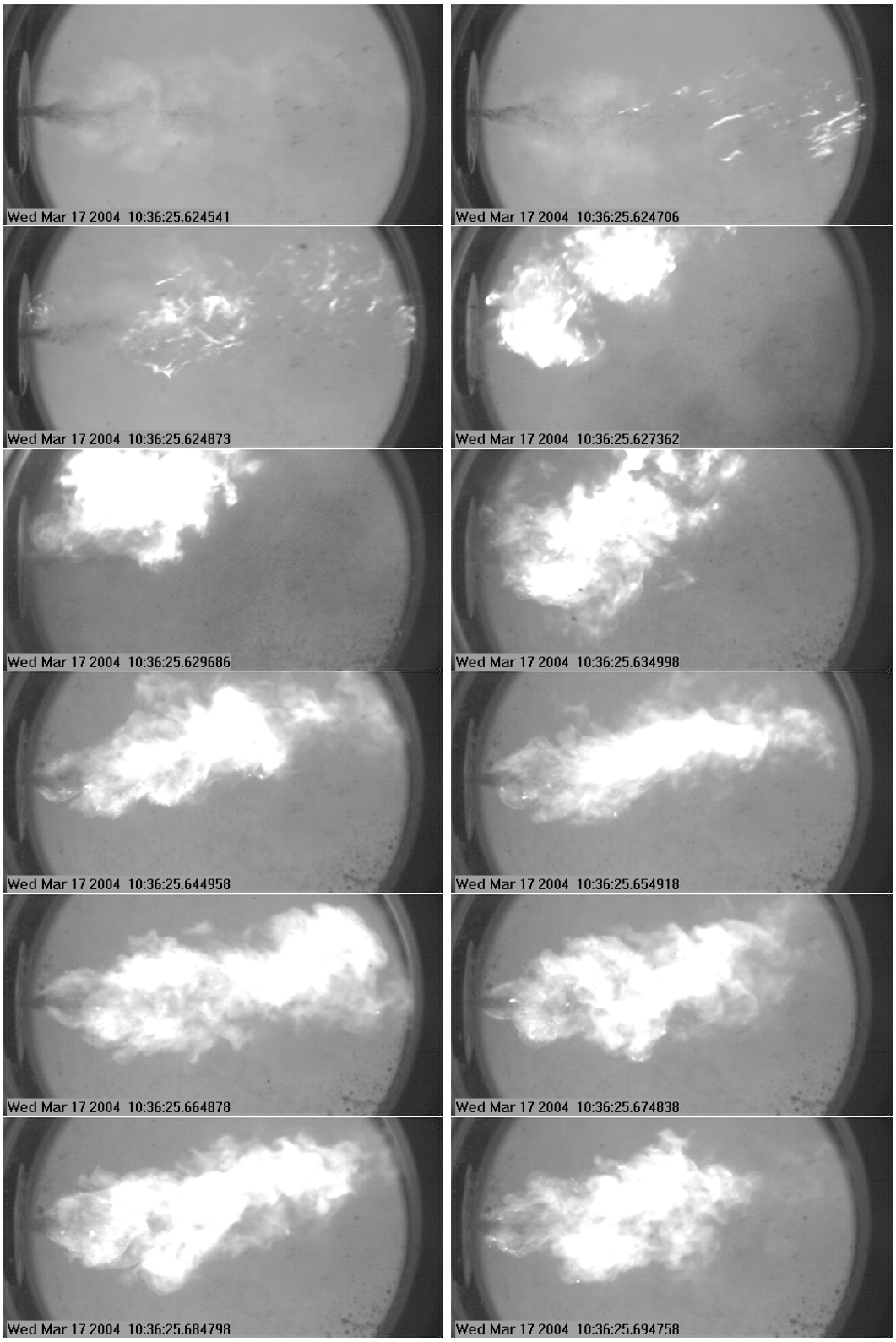


FIG. 5.20 – Images correspondant aux marques temporelles de la figure 5.19.

d'amortissement suivant une loi linéaire. Nous avons estimé le taux d'amortissement à partir de la partie du signal comprise dans le rectangle bleu. Nous trouvons $\Gamma \approx 40\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le mode 1T sur la figure 5.21 à droite. La pulsation du mode 1T est $\omega \approx 11540\,\mathrm{s}^{-1}$.

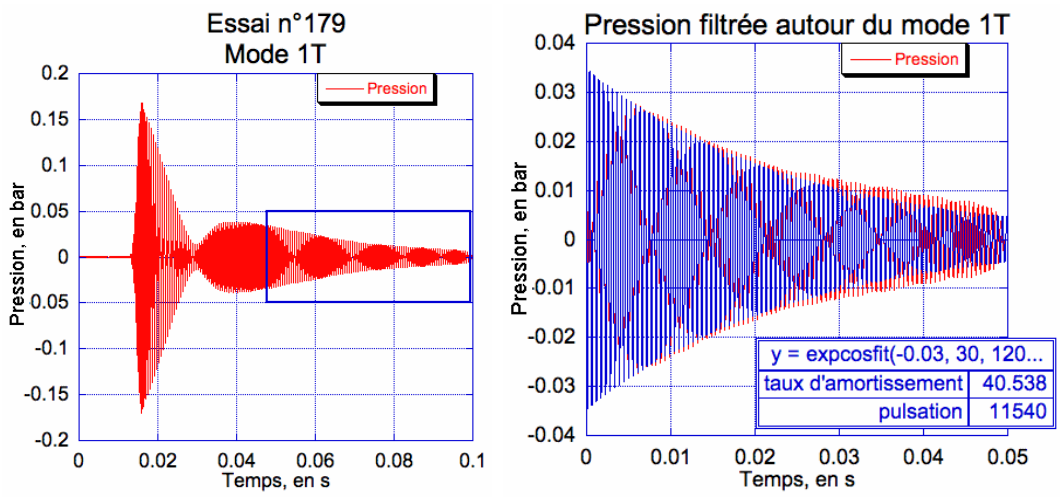


FIG. 5.21 – Flamme courte : Mesure du temps d'amortissement à chaud

5.3.3 Conclusions

$1T$	f_0 Hz	$2\Gamma\,\mathrm{s}^{-1}$	$\tau/2$ sec	$2\Gamma/f_0$
A froid	1016	88.0	0.011	0.087
A chaud essai n°119	1894	46	0.022	0.024
A chaud essai n°179	1837	40	0.025	0.022

TAB. 5.7 – Largeur de résonance, temps d'amortissement et coefficients d'amortissement relatifs

Le tableau 5.7 compare l'amortissement obtenu à froid, à chaud avec une flamme longue (en régime nominal) et à chaud avec une flamme courte dans la CRC. La présence d'une flamme longue stabilise le système rapidement. Nous avons cependant détaillé un essai où la flamme est longue en régime nominal mais courte juste après le déclenchement de l'amorce. Pour cet essai (n°119), nous avons obtenu pour la première fois une flamme très courte, durant une période d'approximativement 0.1 s, qui a permis d'exciter efficacement le mode 1T de la CRC. Le coefficient d'amortissement relatif est égal à 0.024 soit approximativement 4 fois plus faible que l'amortissement mesuré à froid. Nous avons donc apporté des modifications à l'injecteur en vue d'obtenir une flamme nettement plus courte en régime établi. Les modifications de l'injecteur sont décrites dans le paragraphe 4.2.1. Pour la flamme courte, le coefficient d'amortissement relatif, égal à 0.022, est du même ordre que celui obtenu pour l'essai n°119 sans que l'écoulement d'éthanol ait été arrêté. Les injecteurs modifiés sont utilisés pour la recherche d'instabilités spontanées dans le

chapitre 4. Finalement, le module canon à poudre a permis d'orienter les recherches dans la CRC vers des essais à chaud où la flamme est raccourcie.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions

6.1.1 Bilan

Le mécanisme de base qui conduit à une instabilité thermo-acoustique a été compris depuis les travaux de J.W.S. Rayleigh en 1878 et son critère signifiant qu'une amplification de la fluctuation de pression se produit si la fluctuation du taux de dégagement de chaleur est en phase avec la fluctuation de pression. Dans ce domaine, le principal enjeu scientifique reste de déterminer comment les oscillations acoustiques peuvent moduler le taux de dégagement de chaleur. Le confinement du milieu est nécessaire pour permettre ce retour des oscillations acoustiques sur la zone de dégagement de chaleur. Les moteurs fusées constituent un milieu confiné particulier où les conditions de combustion sont extrêmes. La pression de fonctionnement peut atteindre une centaine de bars et le dégagement de chaleur, l'équivalent de la puissance d'une centrale nucléaire. Le confinement dans les chambres de combustion des moteurs fusées les rend propice aux instabilités thermo-acoustiques. Les instabilités de combustion ont été observées avec les premiers moteurs fusées dès les années 1940. Le dernier problème en vol a eu lieu en 2001 sur le moteur du troisième étage d'ARIANE 5.

Afin d'étudier les mécanismes à l'origine de ces instabilités de combustion dans les moteurs fusées, une chambre de combustion spécifique a été conçue et fabriquée. Pour permettre l'étude en ambiance de laboratoire, il a fallu faire des choix de conception qui allègent et simplifient les conditions de combustion, tout en permettant aux différents mécanismes de couplage envisagés la possibilité de se manifester. Les choix et compromis de conception ont été faits par le Comité Scientifique du programme franco-allemand de recherche sur les instabilités hautes fréquences dans les moteurs fusées. Parmi les choix effectués, nous pouvons rappeler que la pression maximale de fonctionnement a été limitée à 10 bars, le nombre d'injecteurs a été réduit à l'unité, et la direction d'injection est radiale et non axiale comme dans la majorité des moteurs fusées. Ce dernier choix a permis de conserver un diamètre de chambre qui est quasi-identique à celui du dernier étage de la fusée ARIANE, tout en minimisant le volume de la chambre. Cette chambre de combustion est appelée « Chambre de Recherche Commune » (ou CRC). Elle a été construite en trois exem-

plaires, dont un exemplaire est exploité à l'IRPHE dans le cadre de cette thèse. Les deux autres exemplaires sont exploités au DLR en Allemagne.

Malheureusement, ces choix de conception ont fait qu'aucune instabilité thermo-acoustique spontanée n'a été observée dans la CRC, ni à l'IRPHE, ni au DLR. Nous avons balayé tout le domaine opératoire dans lequel il est possible de maintenir une flamme dans la chambre, et nous avons essayé plusieurs configurations d'injecteur sans qu'une instabilité se déclenche de manière naturelle. Néanmoins, cela ne nous a pas empêché d'obtenir des informations importantes pour comprendre les mécanismes mis en jeu : il a fallu recourir à des études moins directes comme l'étude de l'excitation des modes acoustiques par le bruit de combustion, ou la réponse à un forçage externe des résonances de la chambre. Nous avons utilisé deux dispositifs différents pour exciter la chambre. Premièrement nous avons utilisé un système de roue dentée tournante devant un échappement latéral. Ce système permet une excitation continue à la fréquence voulue, mais de faible niveau. Nous avons utilisé également un système de canon à poudre, de conception maison, qui permet d'obtenir une excitation transitoire de fort niveau, $\Delta p/P$ de l'ordre de 50 %. Finalement, ces forçages acoustiques ont permis de supposer que la cinétique chimique de la flamme répond aux fluctuations de pression.

6.1.2 Résultats

A l'IRPHE, la CRC est alimentée avec des fluides de substitution, éthanol liquide et oxygène gazeux. L'utilisation d'un capillaire et d'un col sonique rend respectivement les débits d'éthanol et d'oxygène insensibles aux perturbations acoustiques dans la chambre. Au DLR, la CRC fonctionne avec des fluides cryotechniques, oxygène liquide et hydrogène gazeux. Le système d'acquisition assure l'analyse des données et garantit la sécurité autour de la CRC.

La hauteur de la CRC, de 42 mm, est petite par rapport à son diamètre de 200 mm. Les modes de plus basses fréquences sont donc les modes transverses de la CRC de composante tangentielle ou radiale. Le mode fondamental de la CRC est le premier mode tangentiel 1T dont la fréquence est 1020 Hz dans les conditions du laboratoire, et de l'ordre de 2000 Hz avec combustion. Le coefficient d'amortissement relatif est de 4.5%. Une cavité latérale, terminée par un orifice d'échappement a permis d'exciter les modes acoustiques à l'aide d'une roue dentée tournante. L'introduction de cette cavité latérale ne change pratiquement pas la valeur de ce coefficient d'amortissement dans le domaine linéaire. Pourtant, nous avons pu constater des différences nettes dans la structure et la fréquence des modes.

Un modèle analytique 1D a permis de dégager qualitativement l'évolution de l'acoustique du système CRC plus cavité latérale. Le développement d'un programme de visualisation permet de préciser la fréquence et la structure des modes acoustiques de ce système à partir des données d'un code de calcul de dynamique des fluides. Les résultats du calcul sont en excellent accord avec les mesures réalisées sur la CRC avec une cavité excitatrice de longueur variable. Nous avons vu que la fréquence des modes de la chambre principale décroît de façon continue, mais non linéaire avec la longueur de la cavité latérale. En même temps, la structure spatiale des modes évolue très fortement. Par exemple, pour le mode 3T, nous avons observé

la transformation continue de ce mode vers la structure d'un mode radial (1R) et ensuite vers un autre mode tangentiel (2T) au fur et à mesure de l'allongement de la cavité latérale. Ces observations sont d'un grand intérêt dans le cadre de l'utilisation de cavités amortisseurs dans les moteurs fusées. Elles pourraient aider à expliquer pourquoi il est difficile d'accorder la longueur des cavités amortisseurs sur une fréquence de résonance de la chambre, et pouquoi on a observé des instabilités sur des fréquences assez éloignées des fréquences d'un cylindre simple. Il serait nécessaire d'étendre cette étude à l'analyse d'une chambre équipée de cavités multiples, et éventuellement de cavités multiples de longueur non-identiques.

Les premiers tirs à chaud ont été réalisés avec des valeurs de rapport de quantité de mouvement $J < 10$ et des nombre de Weber, $We < 5000$ où la qualité de l'atomisation est assez médiocre. Dans ces conditions, nous avons montré clairement que la présence d'une flamme accrochée dégrade très sérieusement la qualité de l'atomisation. Nous expliquons cette dégradation par la présence d'une couche tampon, à la densité des gaz brûlés, qui diminue localement les valeurs de J et de We effectives. Malgré l'abondante littérature sur l'atomisation coaxiale, il y a peu d'études faites en présence d'une flamme accrochée, et cet effet ne semble pas avoir été rapporté avant.

Nous avons fabriqué trois injecteurs modifiés pour augmenter la vitesse d'injection de l'oxygène, afin de garder une bonne atomisation en présence de flamme et d'obtenir ainsi une flamme plus courte, inférieure au diamètre de la CRC. Nous avons étudié le bruit de combustion en fonction des paramètres d'injection. La température des gaz brûlés est en moyenne de 1300 K. La vitesse d'injection de l'oxygène permet de séparer les flammes accrochées des flammes décrochées. Les flammes décrochées excitent plus fortement les modes acoustiques que les flammes accrochées. En ce qui concerne les flammes accrochées, le niveau relatif de bruit de combustion, p'/P, est proportionnel au nombre de Weber. Ce comportement est observé jusqu'aux plus grandes valeurs de We obtenues avec une flamme accrochée, $We \leq 25\,000$. Cependant, nous n'avons pas observé de décroissance significative du taux d'amortissement du mode 1T en fonction de ce paramètre. Le résultat principal du chapitre *Recherche d'instabilités spontanées* est que la flamme est plus bruyante, mais que l'augmentation du niveau de bruit n'est pas due à un début de couplage entre l'acoustique et la combustion. Par ailleurs, en réalisant deux injecteurs de section gazeuse identique et de section liquide différente, nous avons montré que, en dehors de la variation avec We, le niveau du bruit de combustion est indépendant du nombre J. Nous avons également montré que le bruit relatif de combustion est indépendant de la richesse et de la puissance thermique injectée.

Nous avons regardé la réponse des injecteurs en plaçant des capteurs acoustiques à l'intérieur des voies liquides et gazeuses. La voie gazeuse de l'injecteur se comporte comme une cavité 1D ouverte-fermée. Nous observons des petites résonances régulièrement espacées dans un rapport $1:3:5:\ldots$, mais les fréquences des modes de la CRC ne sont pas visibles. La réponse de la voie liquide de l'injecteur est plus complexe. Si la ligne liquide se termine par un divergent, les modes acoustiques de la CRC ne sont pas visibles. En revanche, si la section reste droite, les premiers modes acoustiques sont visibles dans la ligne liquide avec une amplitude de même niveau que dans la chambre. Cette remarque est importante dans la perspective d'un éven-

tuel couplage entre la combustion et les lignes d'alimentation. Nous rappelons que les lignes d'alimentation de l'injecteur ont été conçues pour éliminer autant que possible ce type de couplage.

Pour étudier l'influence d'un forçage acoustique par la roue dentée ou le canon à poudre, les flammes peuvent être séparées en trois groupes : les flammes décrochées, les flammes accrochées longues et les flammes accrochées courtes. Les essais réalisés à chaud avec la roue dentée placée en différentes positions angulaires montrent que la flamme est faiblement sensible aux fluctuations de pression, p', mais pas sensible à la vitesse acoustique, u'. Une fluctuation positive de pression est accompagnée d'une fluctuation positive de l'émission lumineuse totale, que nous interprétons comme une augmentation du taux de dégagement de chaleur. La flamme accrochée courte répond plus fortement que la flamme accrochée longue, qui occupe le diamètre de la CRC. Le résultat principal de cette étude est que : dans le cas de la flamme courte, le taux de modulation de la flamme, $(i'/I)/(p'/P)$ est de l'ordre de 1.5, et le temps de retard ($\lessapprox 50\,\mu$s) est très faible comparé à la période acoustique ($614\,\mu$s). Ces résultats indiquent que la réponse de la flamme est probablement celle de la réponse de la cinétique chimique à la pression. Ce point mériterait d'être approfondi.

Une roue à quatre dents permet de réaliser des mesures directes du taux d'amortissement acoustique, à froid et avec flamme. Les coefficients d'amortissement relatifs en présence de combustion restent supérieurs à ceux obtenus à froid, malgré la faible réponse positive de la flamme, qui n'arrive pas à compenser l'augmentation de la dissipation visqueuse due à l'accroissement de la viscosité avec la température.

Le canon à poudre nous a permis d'exciter la flamme avec des niveaux acoustiques dans le domaine non linéaire. Cela n'a pas permis de déclencher une instabilité entretenue, mais nous avons obtenu un accroissement des oscillations acoustiques sur un intervalle de temps restreint juste après le choc pendant que la flamme avait une longueur réduite. Ce résultat nous a conduit à concentrer nos efforts sur la production d'une flamme la plus courte possible.

L'absence d'instabilité spontanée dans la CRC nous a empêché de répondre à la question initiale d'identification du mécanisme de couplage dominant à l'origine de l'instabilité. La seule réponse positive de la flamme que nous avons pu mettre en évidence est très faible. Cette réponse est liée aux fluctuations de pression et non pas aux fluctuations de vitesse acoustique, et se produit avec un retard de phase qui est très faible, inférieure au dixième de la période acoustique, qui est aussi l'ordre de grandeur de la précision de la mesure. Cette réponse semble être celle de la cinétique chimique de la flamme, et elle est beaucoup trop faible pour fournir un gain significatif par rapport aux pertes acoustiques de la chambre. Comme ce mécanisme de couplage est linéaire, il est peu probable qu'il soit directement à l'origine des instabilités observées dans les moteurs fusées réels, où le mécanisme semble être plutôt d'origine non linéaire.

L'excitation acoustique non linéaire à l'aide du canon à poudre a montré que le passage initiale de l'onde de choc peut provoquer une réponse transitoire par l'atomisation plus fine des gouttes dans le choc. Cependant, cet effet transitoire instantané n'a pas suffi directement pour déclencher des oscillations entretenues. Nous avons, néanmoins, remarqué une interaction avec l'injecteur conduisant à l'établissement passager d'une flamme plus courte et un amortissement passager très faible.

Nous rappelons que l'alimentation de l'injecteur a été conçue afin d'éliminer au mieux possible un éventuel couplage entre l'acoustique et l'injecteur. Les résultats négatifs obtenus dans la CRC, autant dans cette thèse, avec des fluides de substitution, qu'au DLR avec des ergols cryotechniques, nous amènent donc à poser la question de savoir si le mécanisme de couplage dominant dans les moteurs réels peut être lié à une réponse des injecteurs, dont le découplage est moins bien assuré. En particulier, les moteurs réels contiennent un grand nombre d'injecteurs, de l'ordre de la centaine, voir plus, qui sont alimentés par une cavité commune. Nous proposons alors de modifier la CRC afin d'étudier l'effet d'un couplage entre l'acoustique de la chambre et le débit instantané des injecteurs. Cette modification, et la première tentative de mise à feu, sont décrites dans la section suivante.

6.2 Perspectives

6.2.1 Utilisation de deux injecteurs couplés

Les tentatives d'excitation, d'une part avec la roue dentée et d'autre part avec le module canon à poudre n'ont pas mené à un comportement instable du système, même après les modifications de l'injecteur pour obtenir une flamme la plus courte possible. Nous décidons de réduire les contraintes fixées auparavant (paragraphe 2.1.1) pour nous rapprocher du fonctionnement dans les moteurs fusées. Nous ajoutons un deuxième injecteur identique au premier. Les deux injecteurs ont une alimentation commune conçue pour permettre un couplage acoustique entre les débits des deux injecteurs. Ils seront placés dans la chambre dans la configuration qui maximise le couplage. Nous verrons ci-dessous que, dans nos conditions de fonctionnement, seul la voie liquide est susceptible d'admettre un couplage fort.

Dans la voie gazeuse, la perte de charge dans l'injecteur, ΔP_{Gaz}, est approximativement égale à $\rho_{Gaz} U_{Gaz}^2$. Cette perte de charge est comprise entre 2 et 5 bars dans les conditions de fonctionnement des injecteurs modifiés pour produire une flamme courte. Lorsque la CRC est excitée avec la roue dentée, les fluctuations de pression crête atteignent au mieux p'_c=0.5 bars. Le rapport $p'_c/\Delta P_{Gaz}$ est donc inférieur à 25 %, et le couplage entre la voie gazeuse et la CRC serait nécessairement faible. En confirmation de ce calcul, nous avons observé dans la section 4.3.1 que l'excitation de la chambre n'est pas visible sur un capteur de pression acoustique, placé dans la voie gazeuse de l'injecteur. Néanmoins, dans le nouveau montage, l'alimentation en gaz des deux injecteurs sera fait par une cavité commune pour des raisons pratiques (un seul "porte-col sonique").

Dans la voie liquide, la perte de charge dans l'injecteur, $\Delta P_{Liq.}$, est égale à $\rho_{Liq} U_{Liq}^2$. Elle est de l'ordre de 2 mbar dans les conditions de fonctionnement des injecteurs modifiés. Le rapport $p'_c/\Delta P_{Gaz}$ est alors très supérieur à 1. Si les autres pertes de couplages sont faibles, nous avons la possibilité de réaliser un couplage fort entre la chambre et la voie liquide. En confirmation de ce calcul, nous avons observé dans la section 4.3.2 que le capteur de pression acoustique, placé dans la voie liquide, peut être sensible aux premiers modes de la chambre. Pour les injecteurs n°4 et n°5 avec le pitôt de diamètre 1.2 mm, nous n'observons aucune résonance relative aux modes de la chambre. Pour l'injecteur n°6 avec le pitôt de diamètre 2.4 mm, nous

observons les résonances des premiers modes de la CRC. Cette observation nous suggère donc fabriquer des injecteurs jumeaux avec les dimensions de l'injecteur n°6.

Nous proposons de placer les deux injecteurs face à face, comme indiqué sur la figure 6.1. Dans cette configuration, si un injecteur se trouve dans un ventre de pression du mode 1T, l'autre injecteur se trouve dans le ventre de pression du signe opposé. Cette configuration devrait donc maximiser la réponse couplée des deux injecteurs par rapport au mode 1T.

Longueur des cavités d'alimentation

Nous souhaitons choisir la longueur de la ligne d'alimentation qui relie les deux injecteurs de façon à maximiser leur couplage éventuel. Nous présentons un raisonnement simple qui permet de comprendre, au premier ordre, l'effet de la longueur de cette ligne.

La longueur, L, du tuyau qui relie les deux injecteurs sera une fonction du longueur d'onde, λ du mode fondamental, 1T de la CRC. La figure 6.1 montre deux choix possibles pour L : à gauche, $L{=}\lambda/2$; à droite, $L{=}\lambda$. La CRC est représentée avec les deux injecteurs face à face, reliés par une ligne d'alimentation commune. Le mode 1T est représenté avec son ventre de pression positif en rouge et son ventre de pression négatif en bleu. Le noeud de pression est représenté en vert.

Pour $L{=}\lambda/2$ (à gauche), au temps $t{=}0$, une onde de pression positive, issue du ventre de pression, se propage dans l'injecteur de droite. Une onde de pression négative se propage dans l'injecteur de gauche. Au temps $t{=}\mathrm{T}/4$, les ventres de pression du mode 1T sont d'amplitude nulle. Les ondes de pression dans la ligne d'alimentation ont parcouru une longueur égale à $L/2$. Au temps $t{=}\mathrm{T}/2$, les ventres de pression du mode 1T ont changé de signe. L'onde de pression négative arrive à l'injecteur de droite lorsque le ventre de pression négatif est d'amplitude maximale. L'onde de pression positive arrive à l'injecteur de gauche lorsque le ventre de pression positif est d'amplitude maximale. Il n'y a pas de différence significative de pression au niveau de l'injection entre la ligne d'alimentation et la chambre de combustion. Le débit à l'injection n'est pas affecté. Nous déduisons que ce choix de longueur devrait *minimiser* un éventuel couplage.

Pour $L{=}\lambda$ (à droite), au temps $t{=}0$, une onde de pression positive, issue du ventre de pression, se propage dans l'injecteur de droite. Une onde de pression négative se propage dans l'injecteur de gauche. Au temps $t{=}\mathrm{T}/2$, les ventres de pression du mode 1T ont changé de signe. Les ondes de pression dans la ligne d'alimentation ont parcouru une longueur égale à $L/2$. Au temps $t{=}\mathrm{T}$, les ventres de pression du mode 1T ont changé de signe pour retrouver leurs positions initiales. L'onde de pression négative arrive à l'injecteur de droite lorsque le ventre de pression positif est d'amplitude maximale. l'onde de pression positive arrive à l'injecteur de gauche lorsque le ventre de pression négatif est d'amplitude maximale. La différence de pression est maximale au niveau de l'injection entre la ligne d'alimentation et la chambre de combustion. Le débit à l'injection est affecté. Nous déduisons alors que ce choix de longueur devrait *maximiser* un éventuel couplage.

Le comportement stable ou instable du système, pour ces deux longueurs, dé-

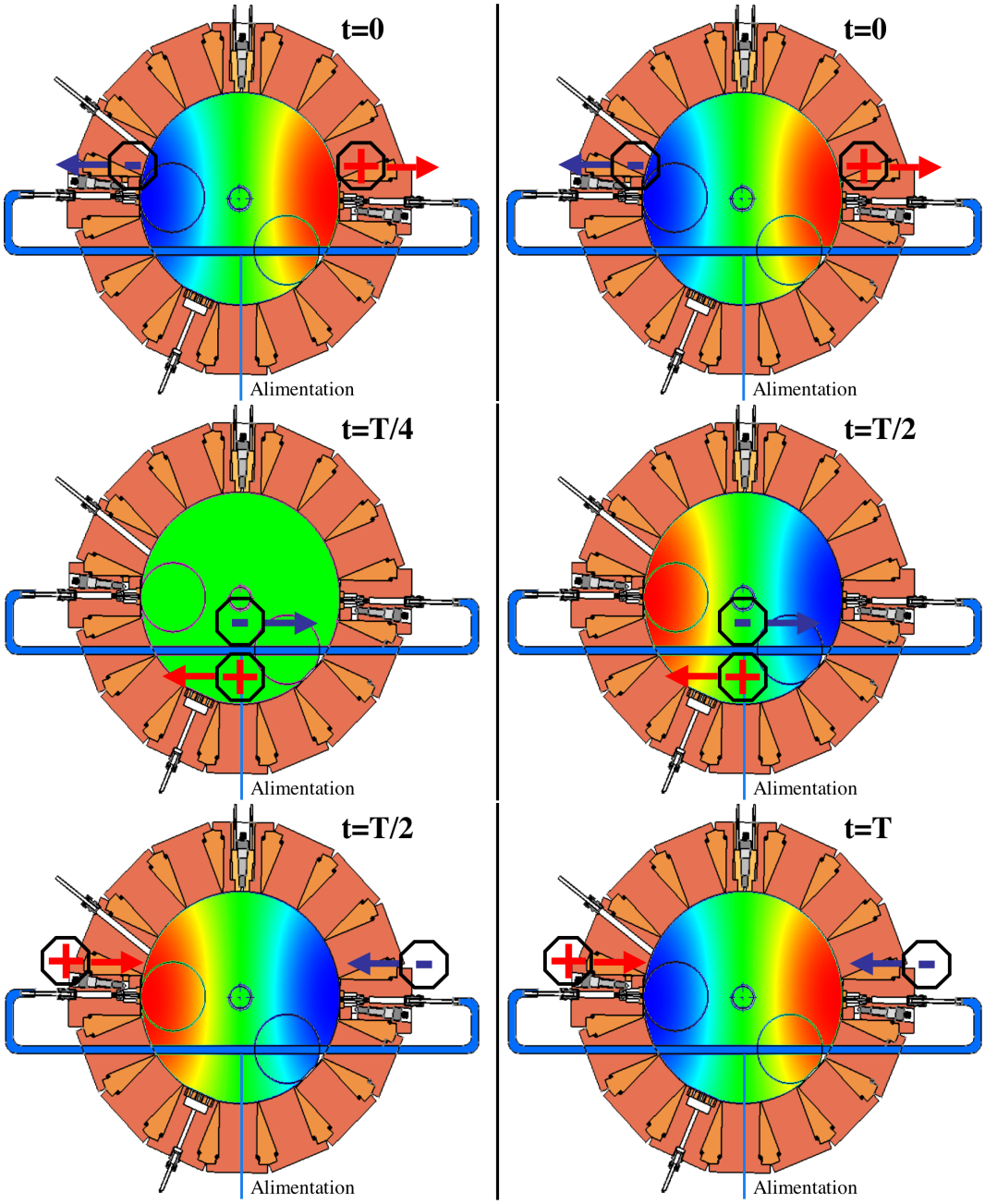


FIG. 6.1 – Couplage alimentation : à gauche, couplage en $\lambda/2$; à droite, couplage en λ.

pendra ensuite du délai de combustion.

Dans la pratique, la longueur de la ligne commune d'alimentation sera un paramètre qui peut être ajusté. Dans un premier temps, la longueur de la ligne est fixé à L=nλ. La distance physique entre les deux injecteurs ne permet pas de relier les voies liquides avec une ligne de longueur inférieur à 2,5 λ. Nous les avons reliés avec une ligne de longueur L=3λ.

Configuration des premiers essais

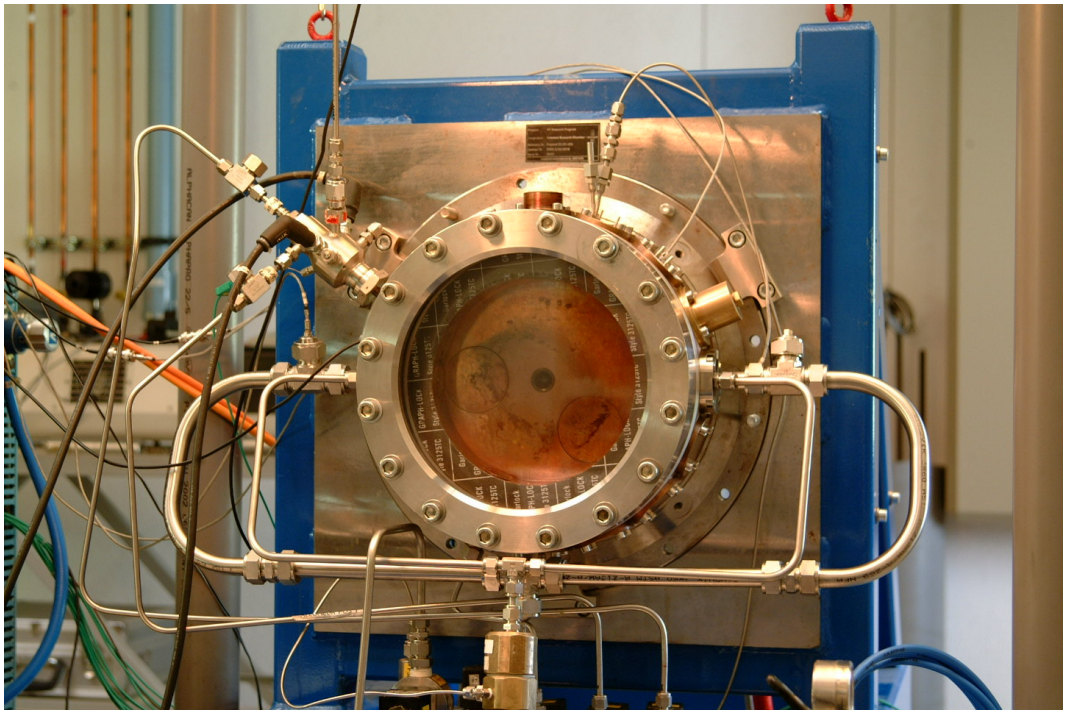


FIG. 6.2 – La CRC équipée de deux injecteurs identiques couplées. Les voies liquides et gaz sont alimentées chacune par une ligne commune.

La figure 6.2 représente la CRC équipé des injecteurs jumeaux. Les voies liquides sont alimentées par une ligne commune dont la longueur est 3λ. Cette ligne est alimentée en son centre par le capillaire qui amène l'éthanol.

Nous avons fabriqué trois paires d'injecteurs jumeaux. L'injecteur n°7 a un pitôt liquide de diamètre interne 1.5 mm et une section gaz de 2.58 mm^2, l'injecteur n°8 a un pitôt liquide de diamètre interne 1.5 mm et une section gaz de 6.48 mm^2, et enfin l'injecteur n°9 a un pitôt liquide de diamètre interne 2.5 mm et une section gaz de 2.55 mm^2. Leurs dimensions exactes sont récapitulées dans le tableau 6.1. La signification des différents diamètres est indiquée sur la figure 2.4. La partie divergente à la sortie de la voie liquide est supprimée comme pour l'injecteur n°6 du paragraphe 4.2.1, figure 4.12 à droite.

Lors des premiers mis à feu, nous avons rencontré des difficultés pour équilibrer les débits liquides des deux injecteurs, essentiellement en raison de la trop faible

	Liquide			Marche	Gaz		
	D5	D4	D3	épaisseur	D2	D1	S
Inj. n°7	1.5 mm	1.5 mm	1.5 mm	0.25 mm	2.0 mm	2.7 mm	2.58 mm^2
Inj. n°8	1.5 mm	1.5 mm	1.5 mm	0.25 mm	2.0 mm	3.5 mm	6.48 mm^2
Inj. n°9	2.5 mm	2.5 mm	2.5 mm	0.25 mm	3.0 mm	3.5 mm	2.55 mm^2

TAB. 6.1 – Dimensions des injecteurs jumeaux, n°7, n°8 et n°9 utilisés pour réaliser les recherches avec deux injecteurs couplés

perte de charge dans les voies liquides. Ce déséquilibre s'est traduit pas une absence de flamme visible, périodique ou permanente sur l'un des injecteurs, qui se trouve brûlé et détruit. Nous avons brûlé tous les injecteurs disponibles et malheureusement le temps nous a manqué pour modifier l'installation et reconfectionner des injecteurs. Il sera nécessaire d'introduire une faible perte de charge dans les voies liquides de chaque injecteur. Cette modification devrait alors permettre l'étude d'un couplage entre l'acoustique de la chambre et le débit d'injection liquide. Cette étude sera intéressante en soi, mais elle pourrait également servir de base de référence pour la validation de codes numériques qui seront conçus pour simuler ce phénomène.

6.2.2 Autre perspective : amélioration de l'excitation avec la roue

Les premiers essais avec deux injecteurs ont permis d'atteindre des débits plus importants dans la CRC. Le diamètre de l'échappement doit être supérieur à 6 mm pour que la pression de la chambre reste inférieure à 10 bars. Dans ce cas, il est donc possible d'augmenter efficacement le niveau d'excitation obtenu avec le module roue dentée. Nous avons vu dans la section 3.4.1 que l'amplitude des oscillations de pression engendrées par la roue est proportionnelle à la section de l'échappement. Si la taille de chaque dent et de l'échappement augmente de 3 à 6 mm, l'amplitude des oscillations de pression augmente d'un facteur 4.

Annexe A

Théorie des modes acoustiques d'une chambre cylindrique

A.1 Résolution de l'équation d'onde

A.1.1 Cas cylindrique

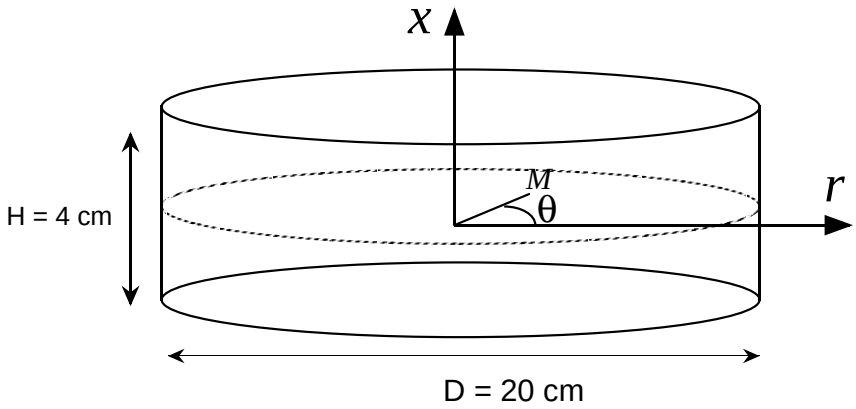


Fig. A.1 – Géométrie concernant le calcul des modes acoustiques d'une chambre cylindrique

La chambre de recherche commune est en forme de cylindre, de 20 cm de diamètre et de 4.2 cm de hauteur. La géométrie de la chambre et le système de coordonnées sont représentés dans la figure A.1. Les modes acoustiques fondamentaux de la chambre peuvent être décomposés en un mode acoustique mono-dimensionnel, dont l'axe est parallèle à l'axe x du cylindre, et un mode bidimensionnel, situé dans le plan perpendiculaire à cet axe. Nous utiliserons un système de coordonnées cylindriques, (x, r, θ), pour décrire ces modes.

Soit M un point de l'espace, les perturbations harmoniques dans la cavité peuvent être écrites sous la forme découplée :

$$p(M,t) = \Psi(M)e^{-i\omega t} \tag{A.1}$$

Si nous injectons cette expression dans l'équation d'onde :

$$c^2\nabla^2 p - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \tag{A.2}$$

nous obtenons que $\Psi(\boldsymbol{M})$ satisfasse l'équation d'Helmholtz :

$$\nabla^2\Psi + k^2\Psi = 0 \tag{A.3}$$

La solution générale de l'équation A.3 peut être mise dans une forme factorisée :

$$\Psi(x,r,\theta) = X(x)R(r)\Theta(\theta) \tag{A.4}$$

En injectant cette équation A.4 dans l'équation d'Helmholtz et en divisant par Ψ, on obtient :

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r}\frac{R'}{R} + \frac{1}{r^2}\frac{\Theta''}{\Theta} + \frac{X''}{X} + k^2 = 0 \tag{A.5}$$

Les parois solides de la chambre imposent que la vitesse acoustique, u'(M), soit zéro sur les parois c'est à dire en x=0, x=H, r=D/2. Les conditions aux limites appropriées pour l'équation (A.5) sont alors :

$$\left.\frac{dX}{dx}\right|_{x=0} = 0, \tag{A.6}$$

$$\left.\frac{dX}{dx}\right|_{x=H} = 0, \tag{A.7}$$

$$\left.\frac{dR}{dr}\right|_{r=D/2} = 0, \tag{A.8}$$

$$\Theta(\theta) = \Theta(\theta + 2\pi). \tag{A.9}$$

Nous appliquons la méthode de séparation des variables :

$$\Psi(x,r,\theta) = \cos(k_x x)\mathrm{J}_m(k_r r)\cos(m\theta), \tag{A.10}$$

où m est un entier naturel et J_m est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m. Les valeurs propres sont :

$$k_x = q\frac{\pi}{H} \tag{A.11}$$

$$k_r = 2\frac{\gamma_{m,n}}{D} \tag{A.12}$$

où q est un entier et $\gamma_{m,n}$, le n^{ième} extremum de la fonction de Bessel de premier espèce d'ordre m, J_m. Les modes correspondant à l'entier q sont les modes longitudinaux du cylindre, ayant les gradients de pression et de vitesse le long de l'axe du cylindre. Les modes correspondant à $\gamma_{m,n}$ sont les modes transverses, ayant les

gradients de pression et de vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre. L'entier m représente le nombre de noeuds de pression dans la direction tangentielle, et l'entier $(n-1)$ représente le nombre de noeuds de pression dans la direction radiale. Les modes tridimensionnels de la chambre cylindre sont obtenus en combinant les modes longitudinaux et tangentiels :

$$f_{q,m,n} = \frac{c}{2}\left[\left(\frac{q}{H}\right)^2 + \left(2\frac{\gamma_{m,n}}{\pi D}\right)^2\right]^{1/2} \tag{A.13}$$

A.1.2 Fonctions de Bessel

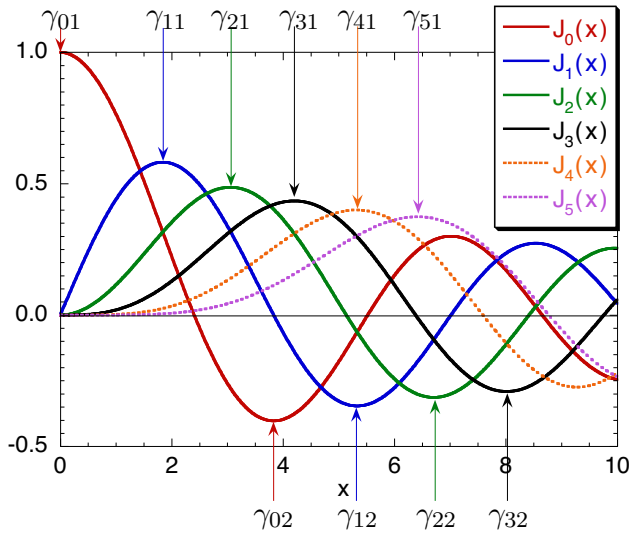


FIG. A.2 – Fonctions de Bessel J_0, J_1, J_2, J_3, J_4 et J_5 et leurs extrêma

Les fonctions de Bessel d'ordre 0, 1, 2, 3, 4 et 5 sont tracées dans la figure A.2. Le premier extremum de J_0 se trouve à l'origine, $\gamma_{0,1} = 0$. Ce mode, avec une fréquence de zéro et pas de noeud de pression, est un mode non physique, correspondant au déplacement latéral du cylindre. Le premier mode physique avec un déplacement radial du gaz a une fréquence donnée par le second extremum de J_0, $\gamma_{0,2} \approx 3.8317$. Il y a une ligne de noeuds de pression radial et deux noeuds de vitesse radial, un sur l'axe du cylindre et l'autre sur la périphérie. Ce mode sera noté 1R. Le premier extremum de J_1 se trouve à $\gamma_{1,1} \approx 1.8412$. Ce mode est le premier mode acoustique tangentiel de la chambre, il sera noté 1T. Le premier extremum de J_2 se trouve à $\gamma_{2,1} \approx 3.0542$. Il correspond au second mode tangentiel de la chambre, il sera noté 2T. Le premier extremum de J_3 se trouve à $\gamma_{3,1} \approx 4.2012$. Il correspond au troisième mode tangentiel de la chambre, il sera noté 3T. Le second extremum de J_1 se trouve à $\gamma_{1,2} \approx 5.3314$. Ce mode a une ligne de noeuds de pression radiale, et une ligne de noeuds de pression tangentielle. C'est donc un mode combiné tangentiel-radial, noté 1R1T. Il est intéressant de noter que le premier et le second mode tangentiel ont tous les deux une fréquence plus basse que n'importe quel mode radial. Les valeurs ci-dessus sont résumées dans le tableau 3.1, où nous avons donc

calculé les fréquences de résonance réelles de la CRC à température ambiante, en utilisant l'équation (A.13), et la vitesse du son dans l'air, c=348 m/s. Les dimensions géométriques sont D=20 cm, H=4.2 cm. Les 18 plus bas modes acoustiques de la CRC sont indiqués sur le tableau 3.1. Nous notons T pour tangentiel, R pour radial et L pour longitudinal ; par exemple, le mode 1R2T est le mode premier radial second tangentiel combiné. Dans les paragraphes suivants, nous donnerons des représentations de l'écoulement des trois premiers modes transverses de la chambre cylindrique.

A.2 Structures des modes

Nous nous intéressons uniquement aux modes transverses d'une chambre cylindrique :

$$p'(r,\theta,t) = \bar{p}\mathrm{J}_m(k_r r)cos(m\theta)cos(\omega t) \tag{A.14}$$

Les fluctuations de vitesse, v', sont obtenues en coordonnées cylindriques par la relation :

$$\frac{\partial \boldsymbol{v'}}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}}\left(\frac{\partial p'}{\partial r}\boldsymbol{e_r} + \frac{1}{r}\frac{\partial p'}{\partial \theta}\boldsymbol{e_\theta}\right) \tag{A.15}$$

Par définition, $k_r = 2\gamma_{m,n}/D = 2\pi f/c = \omega/c$ pour un mode transverse. Nous utilisons la relation de récurrence $d\mathrm{J}_m(x)/dx = \mathrm{J}_{m-1}(x) - m/x\ \mathrm{J}_m(x)$ pour obtenir les composantes cylindriques de la vitesse des modes transverses mT(n-1)R, (v'_r, v'_θ) :

$$\begin{aligned}
v'_r(r,\theta,t) &= -\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}\left[\mathrm{J}_{m-1}(\alpha) - \frac{\mathrm{J}_m(\alpha)}{\alpha}\right]\sin(\omega t)\cos(m\theta),\\
v'_\theta(r,\theta,t) &= \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}\frac{J_m(\alpha)}{\alpha}\sin(\omega t)\sin(m\theta),\\
\alpha &= \gamma_{m,n}\frac{2r}{D},
\end{aligned}$$

A.2.1 Modes stationnaires tangentiels

Le premier mode tangentiel est décrit par les solutions suivantes de l'équation acoustique :

$$\begin{aligned}
p'(r,\theta,t) &= \bar{p}\mathrm{J}_1(\alpha)\cos(\omega t)\cos(\theta),\\
v'_r(r,\theta,t) &= -\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}\left[\mathrm{J}_0(\alpha) - \frac{\mathrm{J}_1(\alpha)}{\alpha}\right]\sin(\omega t)\cos(\theta),\\
v'_\theta(r,\theta,t) &= \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}\frac{J_1(\alpha)}{\alpha}\sin(\omega t)\sin(\theta),\\
\alpha &= 1.8412\frac{2r}{D},
\end{aligned}$$

où p est la pression et u la vitesse locale du gaz. La figure A.3 à gauche est une représentation schématique des isobares de pression et des lignes de courant de vitesse. Nous devons noter que les champs de pression et les champs de vitesse sont

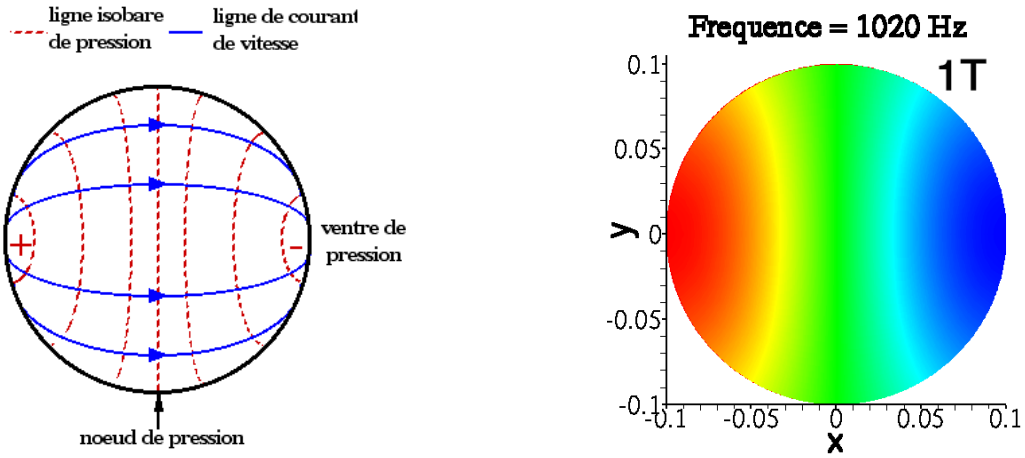


FIG. A.3 – Mode 1T. A gauche, représentation schématique ; à droite, isobare (simulations numériques).

déphasés en temps d'un quart de période. Ce mode est infiniment dégénéré dans le sens où il peut avoir un nombre infini d'orientations pour le noeud de pression. La figure A.3 à droite représente les isobares obtenues par les simulations numériques. Le second mode tangentiel possède deux noeuds de pression et est décrit par les

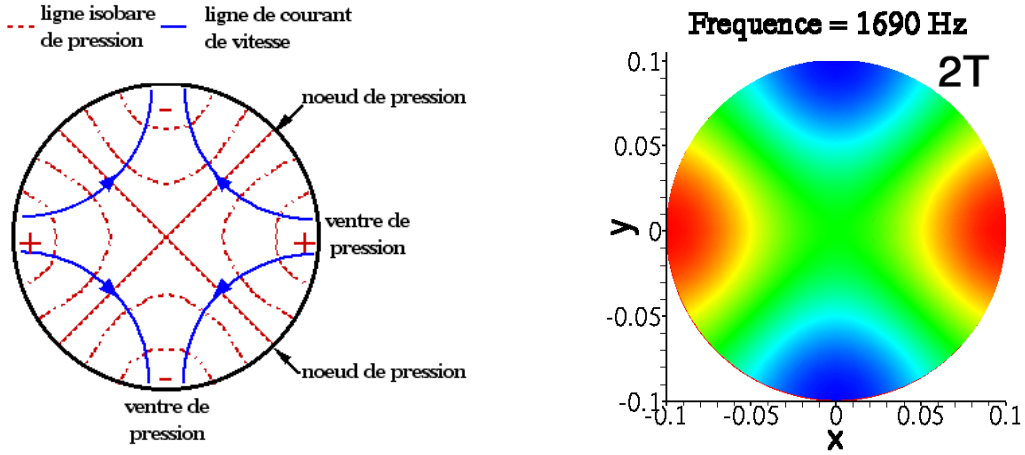


FIG. A.4 – Mode 2T. A gauche, représentation schématique ; à droite, isobare (simulations numériques).

équations suivantes pour p et u :

$$\begin{aligned}
p'(r,\theta,t) &= \bar{p}\mathrm{J}_2(\alpha)\cos(\omega t)\cos(2\theta),\\
v'_r(r,\theta,t) &= -\frac{\bar{p}}{\rho c}\left[\mathrm{J}_1(\alpha) - 2\frac{\mathrm{J}_2(\alpha)}{\alpha}\right]\sin(\omega t)\cos(2\theta),\\
v'_\theta(r,\theta,t) &= 2\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}\frac{\mathrm{J}_2(\alpha)}{\alpha}\sin(\omega t)\sin(2\theta),\\
\alpha &= 3.0543\frac{2r}{D},
\end{aligned}$$

La figure A.4 à gauche est une représentation schématique des isobares de pression et des lignes de courant de vitesse. A nouveau, ce mode stationnaire est infiniment dégénéré. Les champs de pression et de vitesse sont déphasés de $\pi/2$. La figure A.4 à droite représente les isobares obtenues par les simulations numériques.

A.2.2 Modes radiaux

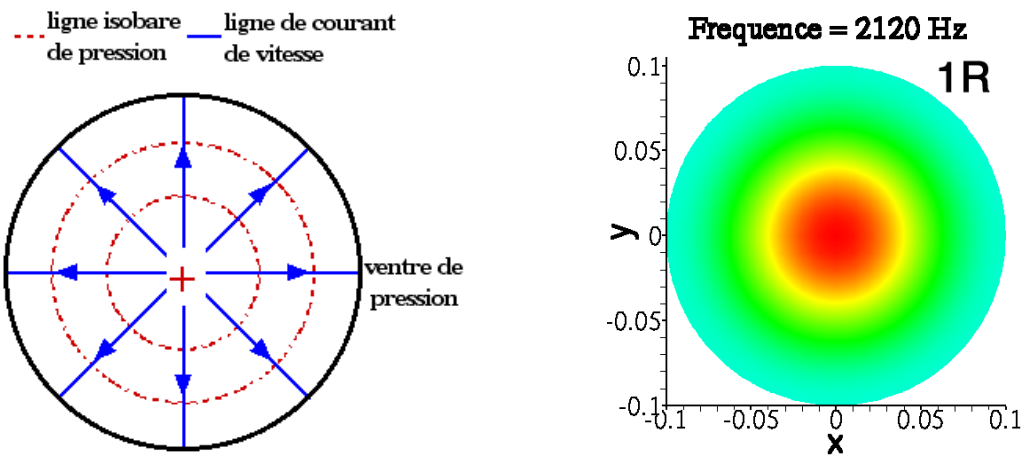


FIG. A.5 – Mode 1R. A gauche, représentation schématique ; à droite, isobare (simulations numériques)

Les modes radiaux ont une symétrie cylindrique. Les champs de pression et de vitesse sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
p'(r,\theta,t) &= \bar{p}\mathrm{J}_0(\alpha)\cos(\omega t),\\
v'_r(r,\theta,t) &= \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}c}\mathrm{J}_1(\alpha)\sin(\omega t),\\
v'_\theta(r,\theta,t) &= 0\\
\alpha &= 3.8317\frac{2r}{D}.
\end{aligned}$$

La géométrie du premier mode radial est représentée sur la figure A.5. Le champ de vitesse est purement radial et à nouveau il y a un retard d'un quart de période entre les champs de pression et de vitesse. Le mode radial possède une ligne de noeuds de pression en forme de cercle.

A.2.3 Modes combinés

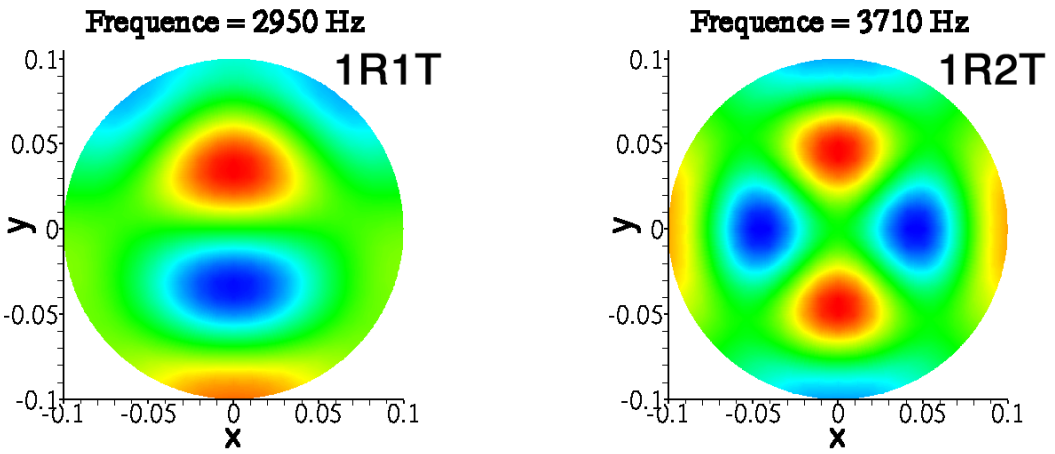


FIG. A.6 – A gauche, mode 1R1T ; à droite, mode 1R2T

La figure A.6 représente les deux modes combinés de plus basse fréquence. A gauche, le mode 1R1T est une combinaison du mode 1R et du mode 1T. A droite, le mode 1R2T est une combinaison du mode 1R et du mode 2T.

A.2.4 Modes tournants

Les modes tournants sont des modes tangentiels non-stationnaires. Il y a deux modes antisymétriques qui tournent dans des directions opposées. les deux modes ont la même fréquence, égale à celle du mode tangentiel stationnaire correspondant. Nous pourrions considérer qu'un mode tangentiel stationnaire est la superposition de deux modes tournants égaux et opposés. Les champs de pression et de vitesse sont donnés par les relations suivantes :

$$
\begin{aligned}
p'(r,\theta,t) &= \bar{p}\mathrm{J}_1(\alpha)\cos(\theta \pm \omega t) \\
v'_r(r,\theta,t) &= \mp\frac{p'}{\rho c}\left[\mathrm{J}_0(\alpha) - \frac{\mathrm{J}_1(\alpha)}{\alpha}\right]\sin(\theta \pm \omega t) \\
v'_\theta(r,\theta,t) &= \mp\frac{p'}{\rho c}\left[\frac{\mathrm{J}_1(\alpha)}{\alpha}\cos(\theta \pm \omega t)\right] \\
\alpha &= 1.8413\frac{2r}{D}
\end{aligned}
$$

Ces champs sont illustrés dans la figure A.7 pour un mode tournant dans le sens des aiguilles d'une montre. Notons que, contrairement au cas de mode tangentiel stationnaire, les champs de pression et de vitesse des modes tournants sont parallèles et tournent ensemble.

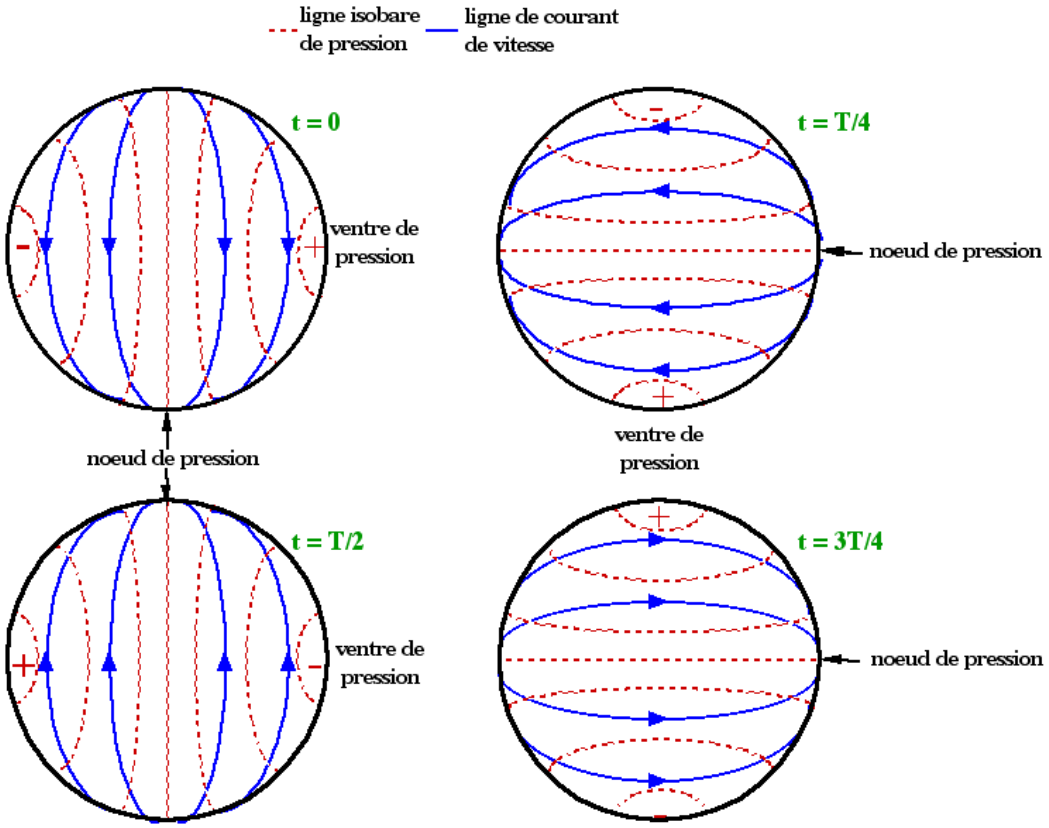


FIG. A.7 – Champs de pression et de vitesse d'un mode tournant dans le sens horaire à quatre intervalles d'une période acoustique.

A.3 Amortissement des modes aux parois

Dans cette section, l'amortissement des modes est dû aux pertes diffusives à la paroi. Ces pertes sont réparties en une contribution thermique due au gradient de température (relatif au gradient de pression), et une contribution visqueuse due au gradient de vitesse aux parois. Le taux d'amortissement σ s'écrit :

$$\sigma \equiv \frac{1}{E}\frac{dE}{dt} = \frac{P_{D_{th}} + P_\nu}{E}$$

où E et dE sont respectivement l'énergie de la chambre et les pertes d'énergie sur un cycle, $P_{D_{th}}$ et P_ν sont respectivement la puissance dissipée par diffusion thermique et la puissance dissipée par frottement visqueux. Le taux d'amortissement σ de l'énergie vaut deux fois le taux d'amortissement Γ utilisé pour la pression acoustique dans la section 3.1.2.

A.3.1 Calcul de l'énergie dans la chambre

$$E = \iiint_{\mathcal{V}} \frac{1}{2}\frac{p'^2}{\bar{\rho}c^2}\, d\mathcal{V} \equiv \iiint_{\mathcal{V}} \frac{1}{2}\bar{\rho}v'^2\, d\mathcal{V} \tag{A.16}$$

L'énergie dans la chambre peut s'écrire en fonction de la vitesse acoustique ou de la pression acoustique d'après l'équation A.16. Nous détaillons le calcul dans le cas de la définition utilisant la pression acoustique et nous donnons le résultat obtenu dans le cas de la définition utilisant la vitesse acoustique.

$$E = \iiint_{\mathcal{V}} \frac{1}{2}\frac{p'^2}{\bar{\rho}c^2}\, d\mathcal{V}$$

Les coordonnées (r, θ) sont indépendantes et le mode est indépendant de la variable x (pas de composante longitudinale) :

$$\begin{aligned} E &= \frac{\bar{p}^2}{2\bar{\rho}c^2} H \int_0^R r J_m^2(\alpha)\, dr \int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)\, d\theta \\ &= \frac{\bar{p}^2}{2\bar{\rho}c^2} H \left(\frac{D}{2\gamma_{m,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{m,n}} \alpha J_m^2(\alpha)\, d\alpha \int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)\, d\theta \end{aligned}$$

où $\alpha = \gamma_{m,n} 2r/D$. Nous rappelons que m est un entier naturel.
Si $m \neq 0$, $\int_0^{2\pi} cos^2(m\theta) d\theta = \pi$ et nous obtenons :

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2\bar{\rho}c^2} H\pi \left(\frac{D}{2\gamma_{m,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{m,n}} \alpha J_m^2(\alpha)\, d\alpha \tag{A.17}$$

Si m=0, $\int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)d\theta = 2\pi$, et nous obtenons :

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2\bar{\rho}c^2} H 2\pi \left(\frac{D}{2\gamma_{0,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{0,n}} \alpha J_0^2(\alpha)\, d\alpha$$

Si nous utilisons la définition avec la vitesse acoustique, si m≠0, nous obtenons :

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2\bar{\rho}c^2} H \pi \left(\frac{D}{2\gamma_{m,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{m,n}} \left(2\frac{m^2}{\alpha} J_m^2(\alpha) + \alpha J_{m-1}^2(\alpha) - 2mJ_{m-1}(\alpha)J_m(\alpha)\right) d\alpha \tag{A.18}$$

Si m=0, nous obtenons :

$$E = \frac{\bar{p}^2}{2\bar{\rho}c^2} H 2\pi \left(\frac{D}{2\gamma_{0,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{0,n}} \alpha J_{-1}^2(\alpha)\, d\alpha \tag{A.19}$$

A.3.2 Calcul des pertes d'énergie par frottement visqueux

Les pertes d'énergie par frottement visqueux sont données par Lambert [88] :

$$P_\nu = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \iint_{\mathcal{S}} \frac{1}{2}\bar{\rho} v'^2\, d\mathcal{S} \tag{A.20}$$

La surface du cylindre est composée d'une paroi courbe et de deux parois planes. Pour la paroi courbe, la variable r est constante et égale au rayon de la chambre, R. La composante de la vitesse normale à la paroi est nulle, $v'_r(R,\theta)$=0 :

$$P_\nu = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}} \frac{1}{2}\bar{\rho} \left[\iint_{\mathcal{S}_{\text{courbe}}} \left(v_\theta'^2(R,\theta)\right) R d\theta dx + 2 \iint_{\mathcal{S}_{\text{plane}}} \left(v_r'^2(r,\theta) + v_\theta'^2(r,\theta)\right) r d\theta dr \right] \tag{A.21}$$

Les composantes cylindriques de la vitesse des modes transverses mT(n-1)R, (v'_r, v'_θ), sont données section A.2. Soit $\alpha = \gamma_{m,n} 2r/D$, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\iint_{\mathcal{S}_{\text{courbe}}} \left(v_\theta'^2(R,\theta)\right) R d\theta dx &= \frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}^2 c^2} H R \frac{m^2}{\gamma_{m,n}^2} J_m^2(\gamma_{m,n}) \int_0^{2\pi} sin^2(m\theta) d\theta \\
\iint_{\mathcal{S}_{\text{plane}}} \left(v_r'^2(r,\theta) + v_\theta'^2(r,\theta)\right) r d\theta dr &= \frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}^2 c^2} \left(\frac{D}{2\gamma_{m,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{m,n}} \frac{m^2}{\alpha} J_m^2 d\alpha \int_0^{2\pi} sin^2(m\theta) d\theta \\
&+ \frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}^2 c^2} \left(\frac{D}{2\gamma_{m,n}}\right)^2 \int_0^{\gamma_{m,n}} \left[J_{m-1} - \frac{m}{\alpha} J_m\right]^2 \alpha d\alpha \int_0^{2\pi} cos^2(m\theta) d\theta
\end{aligned}$$

Si $m \neq 0$, $\int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)d\theta = \int_0^{2\pi} sin^2(m\theta)d\theta = \pi$ et nous obtenons :

$$\begin{aligned} P_\nu &= \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}}\frac{1}{2}\frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}c^2}\pi\left[\frac{m^2HD}{2\gamma_{m,n}^2}J_m^2(\gamma_{m,n})\right] \\ &+ \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}}\frac{1}{2}\frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}c^2}\pi\left[\frac{D^2}{2\gamma_{m,n}^2}\int_0^{\gamma_{m,n}}\left(\frac{2m^2}{\alpha}J_m^2 + \alpha J_{m-1}^2 - 2mJ_{m-1}J_m\right)d\alpha\right] \end{aligned}$$

Si m=0, $\int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)d\theta = 2\pi$ et $\int_0^{2\pi} sin^2(m\theta)d\theta = 0$ et nous obtenons :

$$P_\nu = \sqrt{\frac{\omega\nu}{2}}\frac{1}{2}\frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}c^2}2\pi\left[\frac{D^2}{2\gamma_{0,n}^2}\int_0^{\gamma_{0,n}}\alpha J_{-1}^2(\alpha)d\alpha\right] \tag{A.22}$$

A.3.3 Calcul des pertes d'énergie par dissipation thermique

Les pertes d'énergie par dissipation thermique sont données par Lambert [88] :

$$P_{D_{th}} = \sqrt{\frac{\omega D_{th.}}{2}}\frac{\gamma-1}{\sqrt{\gamma}}\iint_{\mathcal{S}}\frac{1}{2}\frac{p'^2}{\bar{\rho}c^2}\,d\mathcal{S} \tag{A.23}$$

Le calcul des pertes d'énergie par dissipation thermique est proche du calcul des pertes par frottement visqueux. Si $m \neq 0$, $\int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)d\theta = \pi$ et nous obtenons :

$$P_{D_{th}} = \sqrt{\frac{\omega D_{th.}}{2}}\frac{\gamma-1}{\sqrt{\gamma}}\frac{1}{2}\frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}c^2}\pi\left[H\frac{D}{2}J_m^2(\gamma_{m,n}) + \frac{D^2}{2\gamma_{m,n}^2}\int_0^{\gamma_{m,n}}\alpha J_m^2\,d\alpha\right] \tag{A.24}$$

Si m=0, $\int_0^{2\pi} cos^2(m\theta)d\theta = 2\pi$ et nous obtenons :

$$P_{D_{th}} = \sqrt{\frac{\omega D_{th.}}{2}}\frac{\gamma-1}{\sqrt{\gamma}}\frac{1}{2}\frac{\bar{p}^2}{\bar{\rho}c^2}2\pi\left[H\frac{D}{2}J_0^2(\gamma_{0,n}) + \frac{D^2}{2\gamma_{0,n}^2}\int_0^{\gamma_{0,n}}\alpha J_0^2\,d\alpha\right] \tag{A.25}$$

A.3.4 Calcul de l'amortissement aux parois

Le taux d'amortissement aux parois est la somme du taux d'amortissement par pertes visqueuses et du taux d'amortissement par pertes thermiques. Pour obtenir une expression de l'amortissement dû aux pertes par dissipation thermique, nous divisons les pertes thermiques A.24 par l'énergie exprimée sous la forme A.17. Pour obtenir une expression de l'amortissement dû aux pertes par frottement visqueux, nous divisons le terme de gauche des pertes par frottement visqueux par l'énergie exprimée sous la forme A.17 et le terme de droite des pertes par frottement visqueux

par l'énergie exprimée sous la forme A.18. Pour les modes transverses mT(n-1)R, Les taux d'amortissement sont (pour m entier naturel, n entier naturel strictement positif) :

$$\sigma_{D_{th}} = \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\gamma}} \sqrt{2\omega D_{th.}} \left[\frac{1}{H} + \frac{1}{D} \frac{\gamma_{m,n}^2 \, J_m^2(\gamma_{m,n})}{\int_0^{\gamma_{m,n}} \alpha J_m^2 \, d\alpha} \right] \tag{A.26}$$

$$\sigma_{\nu} = \sqrt{2\omega\nu} \left[\frac{1}{H} + \frac{1}{D} \frac{m^2 \, J_m^2(\gamma_{m,n})}{\int_0^{\gamma_{m,n}} \alpha J_m^2 \, d\alpha} \right] \tag{A.27}$$

$$\sigma = \sigma_{D_{th}} + \sigma_{\nu} \tag{A.28}$$

γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz, ω la pulsation du mode, $D_{th.}$ et ν sont respectivement le coefficient de diffusion thermique et la viscosité cinématique du gaz. H et D sont respectivement la hauteur et le diamètre de la chambre cylindrique. $\gamma_{m,n}$ est le n^{ième} extrêmum de la fonction de Bessel de premier espèce d'ordre m, J_m.

Annexe B

Validation du comportement acoustique de la CRC

B.1 Introduction

En l'absence de la roue excitatrice, nous avons d'abord caractérisé les modes acoustiques de la chambre de recherche commune en utilisant un petit haut-parleur pour exciter les résonances acoustiques de la chambre. Le haut-parleur, de 4 cm de diamètre, remplace le module d'échappement latéral. Nous voulons que le haut-parleur excite la chambre avec une géométrie aussi proche que possible de l'excitation par la roue dentée. Dans ce qui suit, nous décrirons les différentes géométries des expérimentations et nous présenterons les résultats obtenus pour le mode fondamental de la CRC équipé de son échappement latéral d'origine (de diamètre 16 mm). Nous avons recherché les effets de la présence du module baffle en fonction de son orientation par rapport au système excitateur.

B.1.1 Le module baffle

La figure B.1 représente la CRC équipée du module baffle sur le port 12. Le baffle, de largeur 37 mm, occupe une grande partie de la hauteur de la CRC (égale à 42 mm). La longueur du baffle, égale à 90.5 mm, est légèrement inférieure au rayon de la chambre (égal à 100 mm). L'épaisseur du baffle est égale à 8 mm. Un circuit liquide interne permet de refroidir le baffle pendant les essais à chaud.

B.1.2 Acquisition du signal et procédé

Les capteurs de pression sont des capteurs Kistler modèle 6125A. Nous avons monté trois capteurs sur les parois de la chambre. La position angulaire relative de ces capteurs est donnée pour chaque mesure. La pleine échelle de ces capteurs est 200 bars. Cependant, leur gamme dynamique est de l'ordre de 10^6, tel que leur niveau de bruit est équivalent approximativement à 20 Pa (ou 120 dB). Il est donc nécessaire d'utiliser des signaux filtrants pour séparer le signal acoustique du bruit de fond des capteurs de pression. Pour faire cela, le signal de pression de chaque capteur subit une transformation de Fourier discrète. La pression acoustique est

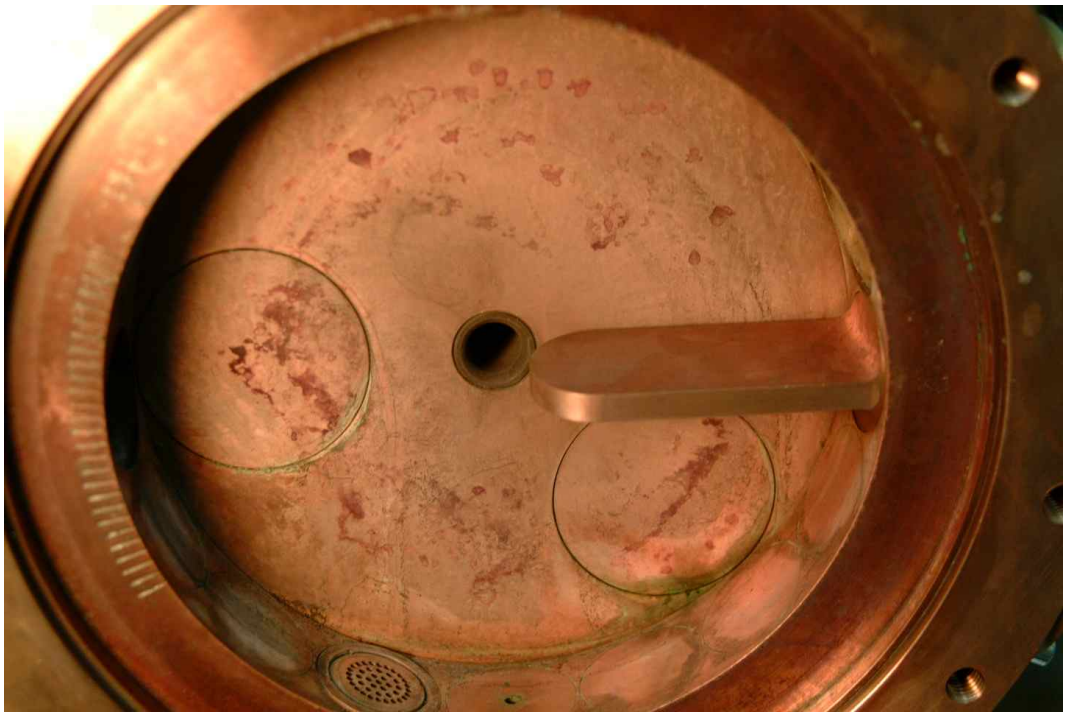


Fig. B.1 – Photo de la CRC équipée du module baffle sur le port 12

obtenue de l'amplitude de la transformée de Fourier à la fréquence d'excitation. Le signal est donc filtré avec une largeur de bande de 1 Hz égale à l'inverse du temps total d'échantillonage, 1 sec.

B.2 Effets de la cavité latérale d'origine sur le mode fondamental

La réponse acoustique de la chambre a été mesurée pour une chambre ayant le minimum de modules actifs dans les parois de la chambre. Pour cette mesure, tous les modules de la chambre sont borgnes, sauf les trois qui sont équipés de capteurs de pression incorporés (appelés "S1", "S2" et "S3"). Un autre module est absent et est remplacé par un haut-parleur de 4 cm de diamètre. Les trois capteurs de pression sont placés aux positions angulaires $\pi/4$, $\pi/2$, et π par rapport au haut-parleur, comme montré dans la figure B.2.

B.2.1 Excitation interne sans cavité latérale

Pour les premières mesures, nous avons placé le haut-parleur dans le plan de la paroi, comme montré dans la figure B.2. Le diamètre du haut-parleur est exactement le même que le diamètre du module manquant. Les trois capteurs de pression sont placés à 45°, 90° et 180° par rapport au haut-parleur, comme indiqué sur la figure B.2. La fréquence du signal envoyé au haut-parleur est incrémenté de pas de 1 Hz. Pour chaque fréquence, la puissance acoustique de chacun des trois capteurs

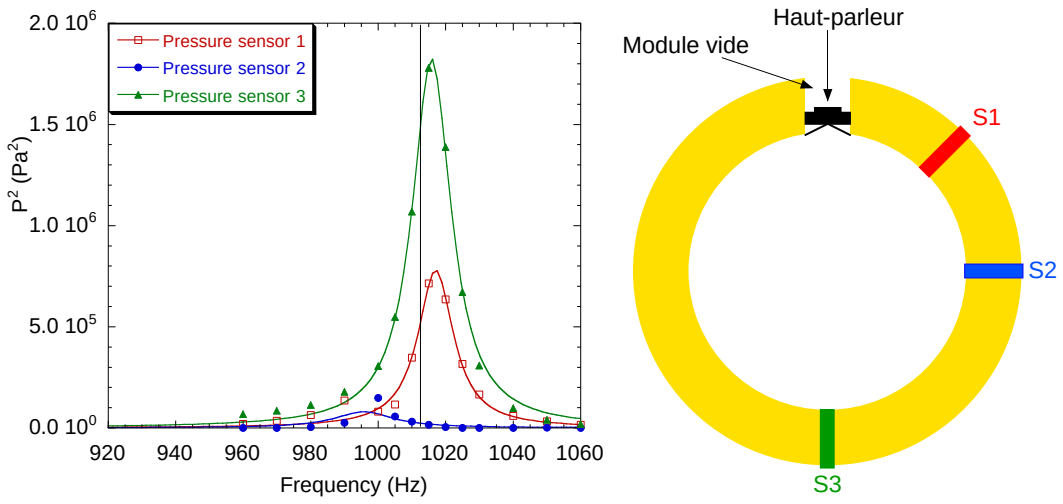


FIG. B.2 – Excitation du premier mode tangentiel de la CRC, par un haut-parleur placé sur la paroi de la chambre.

est mesurée et tracée en fonction de la fréquence excitatrice, comme montré sur la figure B.2. La fréquence de résonance calculée du mode 1T est égale à 1020 Hz (donnée dans la table 3.1). Les réponses fréquentielles des capteurs S1 et S3 sont identiques. La fréquence de résonance mesurée, 1016 Hz, est proche à 0.4 % de notre valeur calculée. Cette différence est proche de notre incertitude sur la valeur de la vitesse du son dans l'air ambiant.

Le signal de pression observé sur S3 est en opposition de phase avec le signal observé sur S1, (pas montré). La puissance acoustique mesurée avec le capteur S3 est pratiquement exactement deux fois celle mesurée sur le capteur S1. La puissance acoustique mesurée en S2 est très petite. Toutes ces observations sont en très bon accord avec la présence d'un mode tangentiel stationnaire dont l'axe (vecteur d'onde) est aligné sur le diamètre de la chambre défini par l'axe du haut-parleur, voir figure 3.1 en haut à gauche. Le capteur de pression S1 est placé à 45° par rapport à l'axe acoustique. L'équation(A.10) prévoit que la réponse relative du capteur S1 doit être égale à $\cos^2(\pi/4) \equiv 0.5$, en accord avec les observations. Le capteur de pression S2 montre un signal résonnant très faible avec un maximum à $\approx$ 999 Hz. Nous attribuons la présence d'un signal non nul sur S2 à des éléments, cassant la symétrie, résiduels de la CRC, probablement la présence des raies de refroidissement des hublots sur le diamètre de la chambre contenant S2. Le mode stationnaire aligné sur le diamètre contenant S2 a aussi une fréquence légèrement inférieure à celle du mode aligné sur le diamètre contenant le haut-parleur. A nouveau, les raisons de ce décalage sont attribuées à la présence des raies de refroidissement des hublots.

B.2.2 Excitation à travers la cavité latérale

Dans les mesures suivantes, nous avons installé le module d'échappement latéral et excité la CRC à travers l'orifice de sortie de 3 mm de diamètre. Les positions des trois capteurs de pression sont inchangées. Les puissances acoustiques résultantes

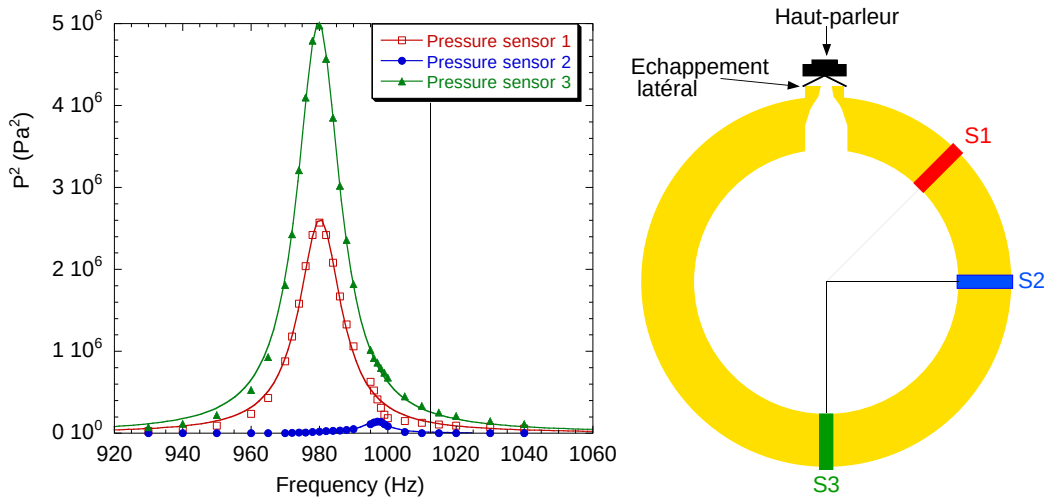


FIG. B.3 – Excitation du premier mode tangentiel de la CRC à travers le module d'échappement latéral.

observées sur les capteurs sont tracées sur la figure B.3. Les signaux sont qualitativement similaires à ceux observés avec le haut-parleur monté de façon interne. Les signaux sur S1 et S3 sont en opposition de phase (pas montré). La puissance en S1 est 50% celle de la puissance acoustique observée en S3. Le signal observé en S2 est très faible. L'excitation à travers le module d'échappement a de nouveau excité un mode stationnaire avec le vecteur d'onde aligné sur le diamètre contenant le module d'échappement. L'excitateur est donc situé sur un ventre de pression (noeud de vitesse).

La fréquence de résonance observée sur les capteurs S1 et S3 est maintenant 980 Hz, significativement plus bas, $\approx 4\,\%$, que la valeur calculée, 1020 Hz. Nous attribuons cette chute en fréquence au volume supplémentaire introduit, le long de l'axe du vecteur d'onde, par la présence du module d'échappement latéral. La fréquence de résonance du mode perpendiculaire, aligné le long du diamètre de la chambre contenant S2, est pratiquement inchangée en présence de l'échappement latéral. Ce n'est pas étonnant puisque l'échappement latéral est situé sur un noeud de pression de ce mode perpendiculaire.

Le mode fondamental est séparé en deux modes perpendiculaires indépendants à fréquences légèrement différentes. Chaque mode est aligné le long de l'axe de la perturbation correspondante. L'effet de la présence de la cavité latérale est examiné en détail dans les sections (3.2, 3.3, 3.4) du chapitre 3.

B.3 Efficacité du module baffle

La CRC est équipée d'un module baffle. Ce baffle est destiné à imposer une orientation connue du mode acoustique durant une instabilité acoustique spontanée. Ici, nous vérifions l'efficacité de ce module en excitant le mode acoustique fondamental à $f \approx 1\,\text{kHz}$. Nous avons placé le baffle à trois positions angulaires différentes

vis-à-vis de la source d'excitation. Nous qualifions de “libre” le positionnement des noeuds de pression et de vitesse avant la mise en place du baffle.

B.3.1 Baffle placé à un noeud de vitesse "libre"

La CRC est excitée à travers le module d'échappement latéral, comme précédemment. Nous avons placé les trois capteurs de pression, S1, S2 et S3 aux positions $\pi/8$, $7\pi/8$, $3\pi/2$ par rapport à l'axe du haut-parleur, comme montré sur la figure B.4. Le baffle est placé à la position angulaire π. Dans cette position, le baffle est placé sur un noeud de vitesse “libre” (lorsque nous n'avons pas encore positionné le baffle) et nous n'attendons pas que le baffle perturbe le champ de vitesse ou le champ de pression. Les signaux des trois capteurs de pression sont tracés dans la figure B.4. La fréquence de résonance observée sur les capteurs S1 et S2, $f_1 = f_2 = 988\,\text{Hz}$, est

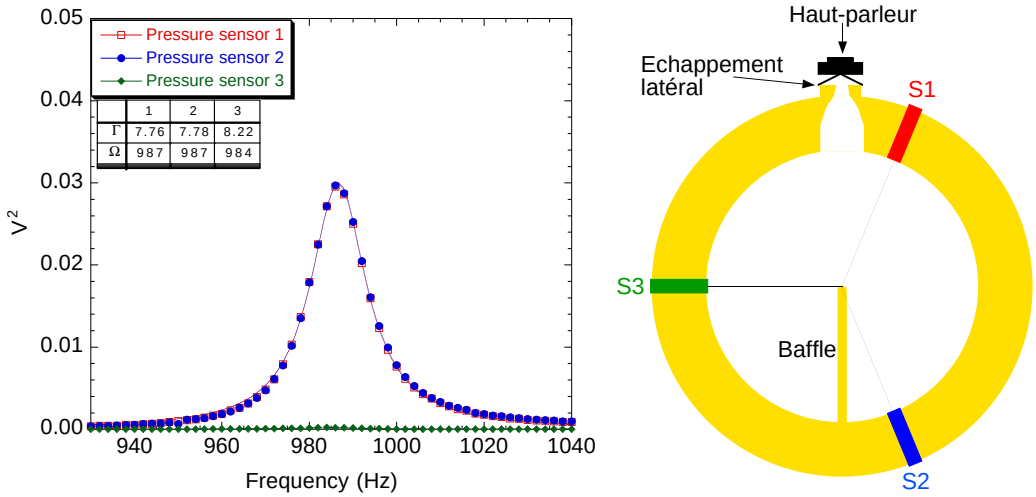


FIG. B.4 – Effet du baffle placé sur un noeud de vitesse "libre"

légèrement plus haute que la fréquence observée sans le baffle, 980 Hz. Cette petite différence est sûrement due à la faible diminution du volume de la CRC, imposée par le volume du baffle.

Les signaux en S1, et S2 sont en opposition de phase. Leurs amplitudes sont égales. Le signal du capteur S3 est extrêmement faible. Ces résultats sont similaires à ceux de la figure B.3 et sont compatibles avec le mode fondamental stationnaire aligné le long de l'axe du haut-parleur. Nous concluons, comme prévu, que la présence du baffle à un noeud de vitesse ne modifie pas significativement les propriétés acoustiques de la chambre.

B.3.2 Baffle placé à un noeud de pression "libre".

Pour les mesures suivantes, nous avons placé le baffle à la position angulaire $\pi/2$ par rapport au haut-parleur, comme indiqué dans la figure B.5. Les positions des trois capteurs de pression sont inchangés. Les signaux observés sur les trois capteurs de pression sont tracés sur la figure B.5. La puissance acoustique dans

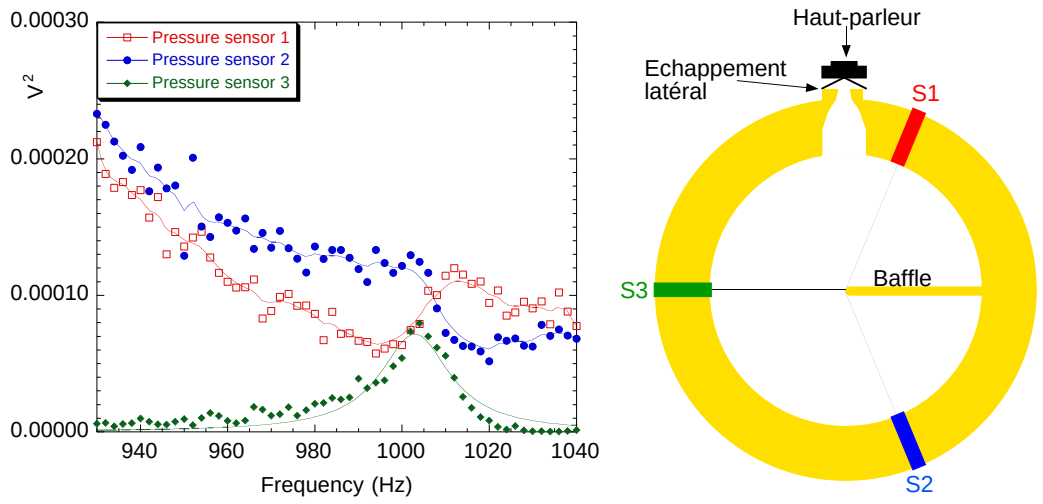


FIG. B.5 – Effet du baffle placé à un noeud de pression libre. Notons la différence de l'échelle verticale comparée à celle de la fig. B.4

les signaux de pression observés sur les capteurs S1 et S2 est 100 fois plus faible que celle observée sans le baffle et ne montre aucun signe de résonance. Le signal observé en S3 est extrêmement faible et montre peu de traces de résonance du mode 1T, orienté perpendiculairement à l'axe du haut-parleur. Le baffle a détruit le mode fondamental stationnaire qui aurait eu un ventre de vitesse à l'emplacement du baffle. A cause de la position de l'excitateur, le mode 1T avec un noeud de vitesse sur le baffle, bien qu'autorisé, n'est pas excité.

B.3.3 Baffle placé à une position intermédiaire.

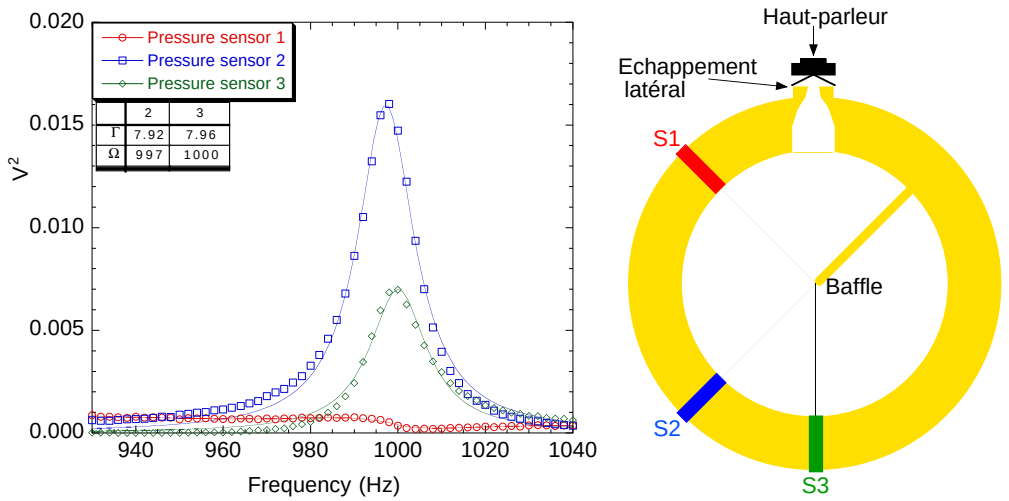


FIG. B.6 – Effet du baffle placé à une position angulaire intermédiaire

Pour ce test, le baffle est placé à la position angulaire $\pi/4$ vis-à-vis de l'axe

du module excitateur et les trois capteurs de pression ont été placés aux positions angulaires π, $5\pi/4$ et $7\pi/4$ par rapport au module de l'excitateur, comme indiqué sur la figure B.6.

Le signal du capteur S2 est plus fort que celui de S3 : $I_2 \approx 2I_3$, mais ils ont la même phase (pas montré). La fréquence de résonance est 997 Hz. Le signal de S1 est très faible et ne montre pas de résonance. Il est clair que nous avons excité un mode fondamental stationnaire, mais contrairement au cas sans le baffle, l'axe du mode stationnaire n'est pas aligné le long de l'excitateur. Il est aligné de façon à avoir un noeud de vitesse sur le baffle. Le signal du capteur sur le ventre de pression (S2) a seulement la moitié de l'intensité de celle observée dans la configuration de la figure B.4. La présence du baffle a en effet tourné le mode acoustique de $\pi/4$ par rapport au module d'excitation et le couplage est 50% ($\cos^2(\pi/4)$) moins efficace.

B.3.4 Conclusion sur les performances du baffle

Le baffle remplit correctement son rôle, comme attendu. Dans toutes les configurations que nous avons essayées, le baffle n'a permis qu'un mode stationnaire dont la ligne de noeud de vitesse est orientée le long de son axe.

Annexe C

Simulations numériques

C.1 Formulation du problème

Les premiers essais avec la roue dentée ont montré que les modes acoustiques du système composé de la CRC et d'une cavité excitatrice sont différents de ceux de la chambre cylindrique. Nous cherchons à déterminer avec précision la structure des modes acoustiques de ce système pour comprendre les signaux observés sur les capteurs dynamiques de la CRC.

C.1.1 Utilisation du code de calcul AVBP

Toutes les simulations numériques ont été réalisées à l'aide du code de calcul AVBP développé par l'équipe CFD, Computational Fluid Dynamics, dirigée par T. Poinsot au CERFACS d'une part et par D. Veynante du laboratoire de Centrale Paris d'autre part [89]. AVBP [90] est un code parallèle de simulation de dynamique des fluides qui résout les équations de Navier-Stokes compressibles en deux ou trois dimensions de l'espace pour des maillages structurés, non structurés et hybrides. La prédiction des écoulements turbulents réactifs est basée sur l'approche de simulation aux grandes échelles LES. Une loi d'Arrhenius sur un modèle de chimie à cinétique réduite permet d'étudier les écoulements réactifs en combustion pour les configurations complexes. La méthode numérique est basée sur une discrétisation Lax-Wendroff ou de Taylor-Galerkin de type basse dissipation en combinant un modèle de viscosité artificielle. Les calculs ont été réalisés sur une machine parallèle IBM au centre de calcul "CINES" du ministère français de l'éducation et de la recherche. Le post-traitement a été réalisé localement sur une station de travail Silicon Graphics “Fuel”. Dans ces simulations, la CRC est représentée comme un disque 2D, et les calculs ont été réalisés pour un gaz non réactif à température et pression du laboratoire.

C.1.2 Maillage de la CRC avec une cavité latérale

La chambre est représentée par un maillage structuré sur la figure C.1 à gauche, contenant 6000 noeuds. Le diamètre du disque, 0.2 m, est identique à celui de la CRC. La cavité latérale reliant l'échappement latéral est représentée par une cavité

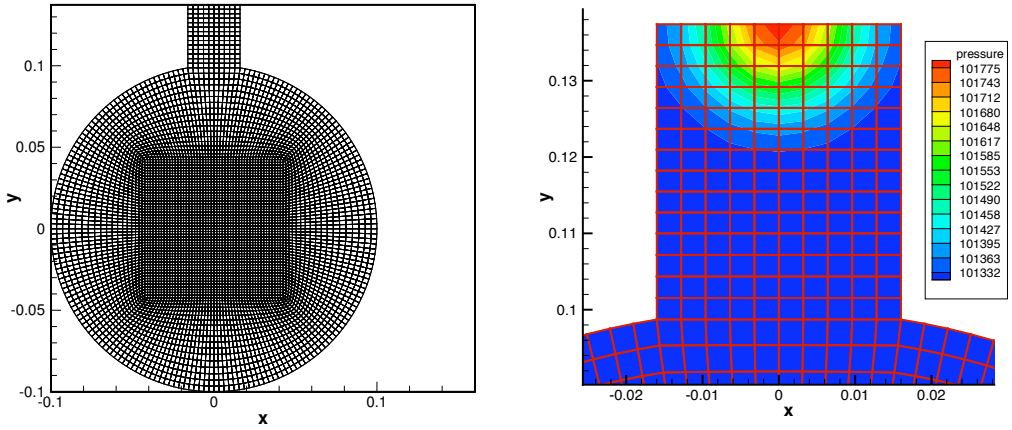


FIG. C.1 – A gauche : Le maillage 2–D utilisé pour représenter la CRC et sa cavité latérale d'excitation. A droite : l'impulsion initiale de pression pour exciter les modes acoustiques.

rectangulaire de largeur et longueur variables. La cavité composée est complètement fermée sans écoulement. Les simulations ont été réalisées dans un premier temps pour trois largeurs de cavité excitatrice, données par le tableau C.1.

La cavité de largeur 16 mm correspond approximativement au diamètre de l'excitateur original fabriqué par ASTRIUM. La largeur de 32 mm correspond approximativement au diamètre maximum pour le passage d'un module vers la CRC. La largeur de 64 mm a été simulée en vue de donner une meilleure indication sur l'effet du changement de diamètre de la cavité excitatrice. Pour chacune de ces largeurs, nous avons réalisé des simulations pour 9 longueurs de cavité lors de la première campagne de simulations, données par le tableau C.1. Les longueurs de cette pre-

Largeurs
16 mm
32 mm
64 mm

Longueurs	Longueurs
0.00 mm	102.9 mm
37.4 mm	112.2 mm
51.4 mm	154.3 mm
74.8 mm	170.6 mm
85.3 mm	256.0 mm

TAB. C.1 – Premières largeurs et longueurs de cavité latérale utilisées dans les simulations pour différentes largeurs de cavité

mière série de simulations ont été calculées pour être proches de $\lambda/4$, $\lambda/2$ et $3\lambda/4$ pour chacun des modes 1T, 2T et 3T de la chambre non perturbée.

Dans un second temps, nous avons fixé la largeur du rectangle à 20 mm pour représenter la cavité latérale de longueur variable fabriquée à l'IRPHE. Pour cette largeur, nous avons regardé un domaine de longueur de cavité de 0 à 400 mm avec un pas de 10 à 20 mm pour suivre l'évolution de la structure des modes. Le tableau C.2 donne la liste des longueurs de cavité utilisées.

Longueurs	Longueurs	Longueurs	Longueurs	Longueurs
0 mm	60 mm	130 mm	220 mm	320 mm
10 mm	80 mm	140 mm	240 mm	340 mm
20 mm	100 mm	160 mm	260 mm	360 mm
30 mm	110 mm	180 mm	280 mm	380 mm
40 mm	120 mm	200 mm	300 mm	400 mm

Tab. C.2 – Longueurs de cavité latérale utilisées pour suivre l'évolution de la structure des modes

C.1.3 Conditions initiales

Dans ces simulations, la chambre a été initialement remplie avec de l'air à température et pression du laboratoire. Pour simuler les effets d'une roue excitatrice externe, nous n'avons pas tenté d'implémenter une condition aux limites périodiques. Elle est désormais disponible au CERFACS, mais n'était pas opérationnelle au début de ces travaux. A la place, nous avons disposé une perturbation locale de pression à l'extrémité fermée de la cavité excitatrice qui se rapproche davantage de l'excitation par charges explosives. La figure C.1 à droite représente le pulse de pression à l'instant initial. Cette perturbation initiale de pression a un maximum d'amplitude de 0.5% de la pression de la chambre. Le profil de pression était une demi-Gaussienne de symétrie cylindrique. Le maximum de pression est placé sur le noeud du centre de l'extrémité fermée de la cavité excitatrice ($x = 0; y = h + R$). La largeur du profil ($1/e^2$) était 1 cm. La largeur de ce profil était suffisamment petite pour exciter simultanément les huit ou neuf premiers modes acoustiques avec des amplitudes substantielles. Pour le cas référence du disque parfait sans cavité excitatrice de rayon $R = 0.1$ m, la perturbation initiale de pression est placée en ($x = 0; y = 0.05\,m$). Il faut éviter de placer la perturbation au centre du disque, puisque dans ce cas nous excitons uniquement les modes radiaux.

C.1.4 Conditions aux limites

Amortissement des modes dans la chambre à froid

Dans le cas de nos simulations numériques, l'acoustique de la chambre est traitée sans combustion. La chambre est modélisée comme un espace fermé. L'amortissement des modes est dû aux pertes thermiques et aux pertes visqueuses. Nous nous intéressons uniquement au cas de la dissipation aux parois d'après la section 3.1.2.

Amortissement des modes à la paroi

La condition aux limites NOSLIP permet de rendre compte des frottements visqueux à la paroi. La composante tangentielle de la vitesse subit un gradient sur l'épaisseur de couche limite [91].

Dans le cas d'un maillage 2D, seul l'amortissement des modes tangentiels sur la paroi courbe peut être traité. Un maillage 3D de la CRC est nécessaire pour

que l'amortissement relatif des modes soit respecté. La paroi courbe de la CRC amortit les modes tangentiels et les modes longitudinaux. Les deux faces du cylindre amortissent les modes tangentiels et les modes radiaux.

L'épaisseur de couche limite, δ, dans laquelle le processus de dissipation aux parois intervient, est définie par Landau [76] :

$$\delta \approx \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide. En terme de temps de calcul, l'épaisseur de couche limite visqueuse doit être évaluée pour la fréquence la plus élevée. Nous avons estimé l'épaisseur de couche limite visqueuse pour le mode 1R2T, de fréquence 4720 Hz, représenté en bas à droite de la figure 3.1. La viscosité cinématique de l'air est ν=1.7 10^{-5} m^2s^{-1} (à la température ambiante) ce qui donne une épaisseur de 0.024 mm.

Pour traiter correctement la dissipation dans la couche limite, il faut plusieurs points de maillage dans l'épaisseur de la couche limite, soit pour ce cas, une taille de maille inférieure à 10 μm. La taille des cellules au bord est de 2.2 mm. Par conséquent, il n'est pas cohérent d'utiliser une condition "NOSLIP" avec ce maillage et les résultats n'auraient pas de sens physique.

Nous n'avons pas utilisé un nouveau maillage avec des cellules de 10 μm dans la couche limite car le critère CFL imposerait un pas de temps 200 fois plus petit et un temps de calcul au moins 200 fois plus long : le coût de calcul devient trop grand pour le bénéfice tiré.

Conditions aux limites adoptées

Dans toutes les simulations numériques, nous utilisons la condition aux limites SLIP. Cette condition à la paroi ne perturbe pas la composante tangentielle de la vitesse. Le frottement visqueux à la paroi n'est pas pris en compte et l'amortissement des modes n'est pas traité. SLIP est utilisé avec un maillage 2D pour obtenir une information qualitative sur la fréquence et la structure des modes acoustiques transverses observés pour une condition initiale donnée.

C.1.5 Post-traitement

En vue d'éviter la transition initiale, les oscillations de pression dans la CRC ont été analysées en commençant après le temps 0.06 seconde. Ce temps correspond environ à 50 périodes du mode acoustique le plus bas (1T) de la chambre non perturbée. Les simulations ont été enregistrées pendant 0.6 seconde. La résolution spectrale était donc de $1/0.6 \equiv 1.666$ Hz. Comme tous les modes acoustiques ont été excités simultanément, nous avons utilisé un filtre de Fourier pour séparer chaque mode acoustique. Pour faire cela, nous avons placé des capteurs de pression virtuels sur une grille grossière avec un espacement de 1 cm. Il y avait donc 363 capteurs de pression dans la cavité principale et un nombre approprié dans la cavité latérale, dépendant de la surface de cette cavité. Les signaux de pression de chacun de ces capteurs de pression ont subi une transformée de Fourier. La figure C.2 représente

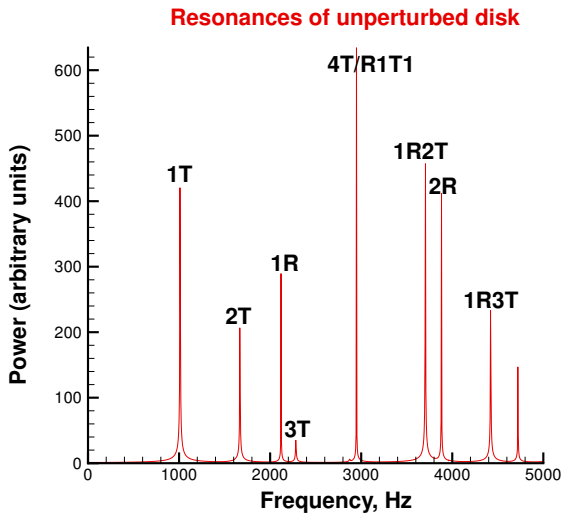


FIG. C.2 – Cas du disque sans cavité latérale : somme sur l'ensemble des capteurs de la puissance spectrale

la somme de la puissance spectrale de tous les capteurs de pression dans le cas du disque. Nous obtenons le spectre de l'énergie totale du système qui nous permet d'identifier tous les modes excités de la CRC. Pour chacune des lignes spectrales ainsi identifiées, nous avons isolé la même région spectrale dans le spectre de puissance de chaque capteur individuel (filtre en fréquence). Le résultat est une carte point par point de la pression acoustique, dans la CRC et sa cavité latérale, pour un mode isolé. Cette carte de pression acoustique est ensuite tracée en utilisant Tecplot pour interpoler les valeurs obtenues entre les capteurs virtuels. La structure spatiale de chacun des modes acoustiques est ainsi visualisée. Benoit utilise une méthode de valeurs propres [92].

D'une façon générale, si la longueur de la cavité latérale est quelconque, la structure spatiale des modes dans la chambre principale est très différente de la structure des modes d'un disque. La structure simple des modes du disque isolé se retrouve uniquement pour les cas particuliers où la longueur de la cavité vaut $n\lambda/2$ à une fréquence du disque. Un tel exemple est donné dans les deux images du haut de la figure C.2. Sur l'image de gauche, la cavité de 80 mm vaut presque $\lambda/2$ pour le mode 3T du disque. Sur l'image de droite, la cavité vaut également presque $\lambda/2$ pour le mode 1R.

En apportant de petites augmentations à la longueur de la cavité, il est possible de suivre l'évolution de la fréquence et de la structure d'un mode en quasi-continu. Ce faisant, nous avons remarqué que non seulement la cavité déforme les modes, mais qu'elle permet de passer de façon continue d'un mode tangentiel à un mode radial (et vice-versa). La cavité latérale introduit donc des couplages entre des modes de symétrie différente. Nous donnons dans la section suivante C.2.

C.2 Structures de deux modes acoustiques proches

Dans la section 3.3.2, nous avons donné un exemple de suivi du mode 4. Un exemple supplémentaire de couplage entre mode est donné sur la figure ci-contre.
Nous comparons les évolutions spontanées des modes 5 (colonne de gauche) et 4 (colonne de droite) pour des longueurs de cavité de 80, 100, 110, 130 et 160 mm.
Pour une longueur de cavité de 80 mm, en première ligne de la figure, le mode 5 a une fréquence et une structure proches de celle du mode cylindrique 3T et le mode 4 a acquis la fréquence et la structure proches de celle du mode cylindrique 1R. Dans chacun des cas, la cavité excitatrice contient une moitié de longueur d'onde à la fréquence correspondante.
En premier, nous suivons l'évolution du mode 5 dans la colonne de gauche. Lorsque la longueur de l'excitateur est augmentée, deux des plus bas ventres de pression s'étendent et coalescent au centre de la CRC. Le ventre de pression du haut se déplace à l'intérieur de la cavité excitatrice, et les trois autres ventres de pression se rétractent vers la paroi de la CRC et s'étalent le long de la paroi jusqu'à ce que la structure évolue complètement vers celle d'un mode cylindrique 1R.
Simultanément, nous pouvons suivre l'évolution du mode 4 dans la colonne de droite. La structure initiale est proche de celle d'un mode cylindrique 1R. Lorsque la longueur de la cavité excitatrice est augmentée, la symétrie cylindrique est cassée et l'anneau extérieur se casse pour former trois ventres de pression. Le plus élevé de ces trois ventres se rétracte ensuite progressivement dans la cavité excitatrice. Le ventre de pression central s'étend peu à peu vers le haut et vers le bas jusqu'à ce qu'il se sépare en deux ventres de pression, un en haut, l'autre en bas de la CRC. Dans la ligne du bas de la figure, la structure est maintenant proche de celle d'un mode cylindrique 2T.

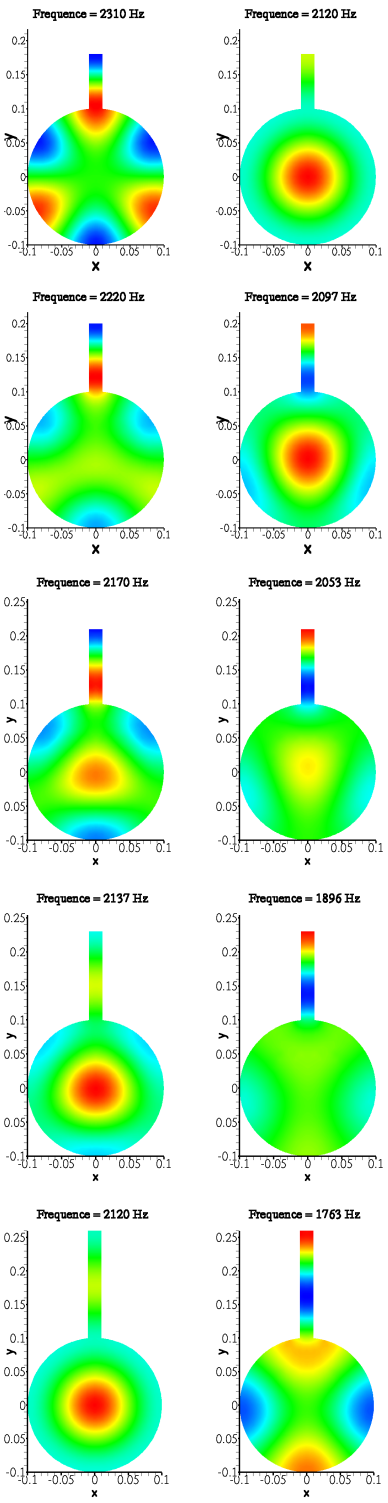


Fig. C.2-Evolution du mode 5, colonne de gauche et du mode 4, colonne de droite.

C.3 Simulation d'un pulse initié à la paroi

La perturbation est située à la position que pourrait occuper le module injecteur ou le module amorce.

C.3.1 Dans une géométrie 3-D aux dimensions de la CRC

Dans cette simulation, le maillage est un cylindre aux dimensions de la CRC. Les parois de la CRC sont considérées réfléchissantes. L'intensité reste constante dans la couronne puisque les ondes sont réfléchies également sur les faces plates du cylindre. La figure C.3 représente l'évolution temporelle de la pression dans un cylindre aux dimensions de la CRC pour six instants pris à intervalle régulier. En haut à gauche, nous plaçons une perturbation en pression à proximité de la paroi courbe, à mi-hauteur du cylindre. En haut à droite, l'onde commence à se propager dans le cylindre. Une première réflexion apparaît à mi-hauteur de la CRC. Sur la figure C.3 au milieu à gauche, on voit clairement deux trains d'onde d'amplitudes proches qui se suivent (couleur rouge). Au milieu à droite, l'amplitude sur les bords de la paroi courbe du cylindre est nettement plus élevée qu'au centre du cylindre. En bas à gauche et à droite, l'amplitude maximale se trouve au bord de la paroi courbe et reste constante alors qu'ailleurs l'amplitude diminue en r^{-1}.

Ce phénomène de piégeage d'ondes acoustiques à la périphérie de la chambre peut être rapproché au phénomène du "Whispering Gallery" observé dans certains grands bâtiments.

C.3.2 Observation du phénomène

Rayleigh [86] explique en premier le phénomène "Whispering gallery" observé dans la cathédrale St Paul à Londres. Dans cette grande galerie de 32 m de diamètre, les chuchotements des visiteurs sont perceptibles à toute personne qui se trouve à un endroit quelconque de la périphérie du dôme. Si la personne se rapproche du mur en chuchotant, les autres visiteurs l'entendent plus distinctement encore. Jones [93] énumère d'autres lieux où le même phénomène est observé :
dans le hall des statues du capitole de Washington, dans la cathédrale de Girgenti en Sicile, dans l'église de St Jean de Latran à Rome, dans la salle des Cariatides du Louvre, et dans la salle des échos au conservatoire des Arts et Métiers à Paris Le phénomène est observé également sous les ponts en forme d'arche par Dorsey [94].

C.3.3 Propagation d'une onde dans un guide d'onde courbe

Rayleigh observe le trajet des rayons émis par une source P, située à proximité d'une surface sphérique réfléchissante de centre O. Le diamètre passant par P intercepte la surface en A et A' comme indiqué sur la figure C.4 à gauche. Sur la figure C.4 à droite, si nous suivons un rayon issu de P et d'angle $\pm\theta$ avec le plan tangent en A, nous pouvons voir qu'après n'importe quel nombre de réflections, les rayons sont confinés à l'intérieur d'une couche limitée par la sphère réfléchissante, et la sphère de rayon OP $\cos\theta$. La divergence habituelle dans un espace à trois dimensions entraînant une diminution en r^{-2} est remplacée par une divergence en deux

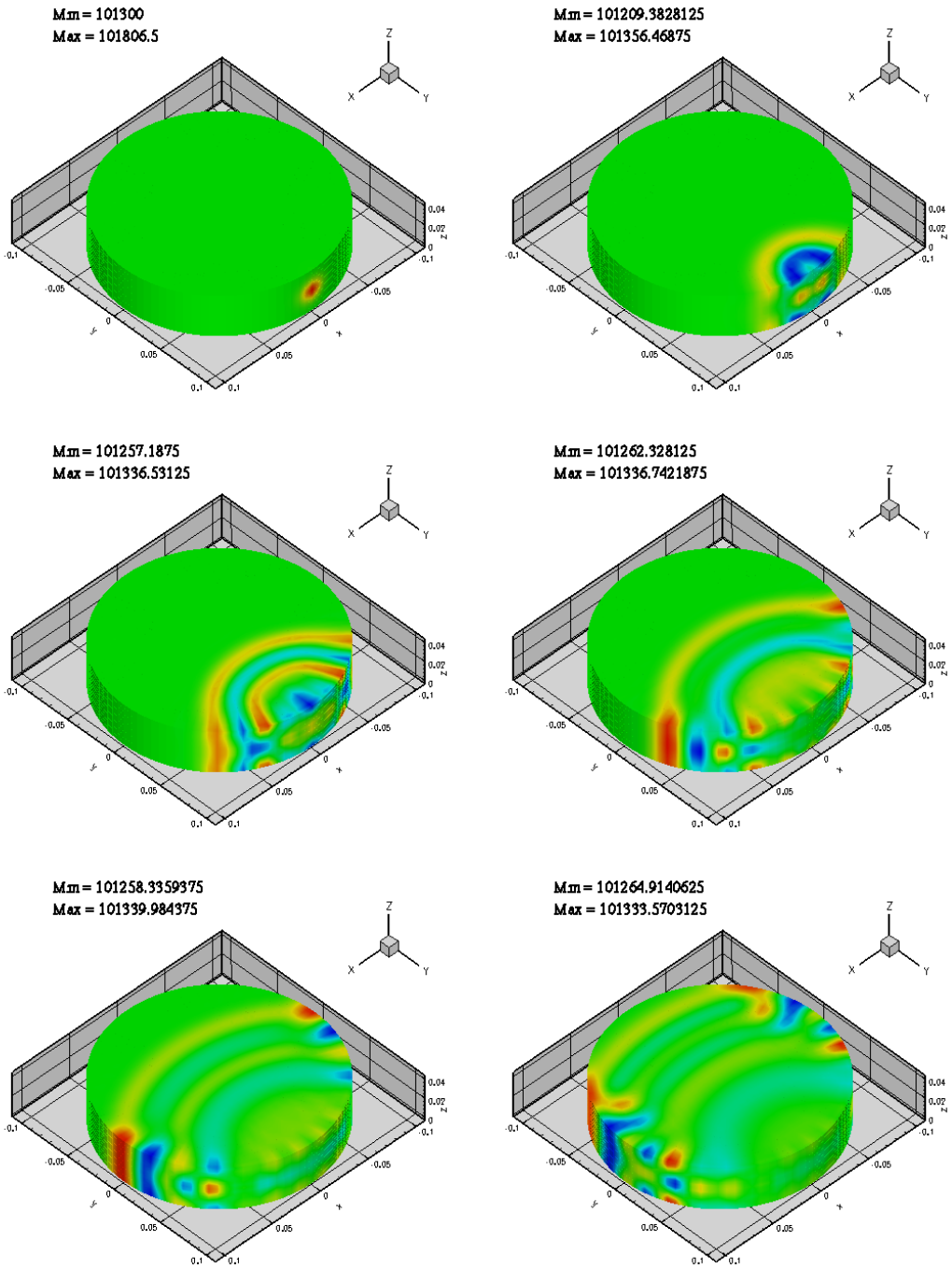


FIG. C.3 – Déplacement d'une perturbation en pression initiée à la périphérie de la paroi courbe de la CRC.

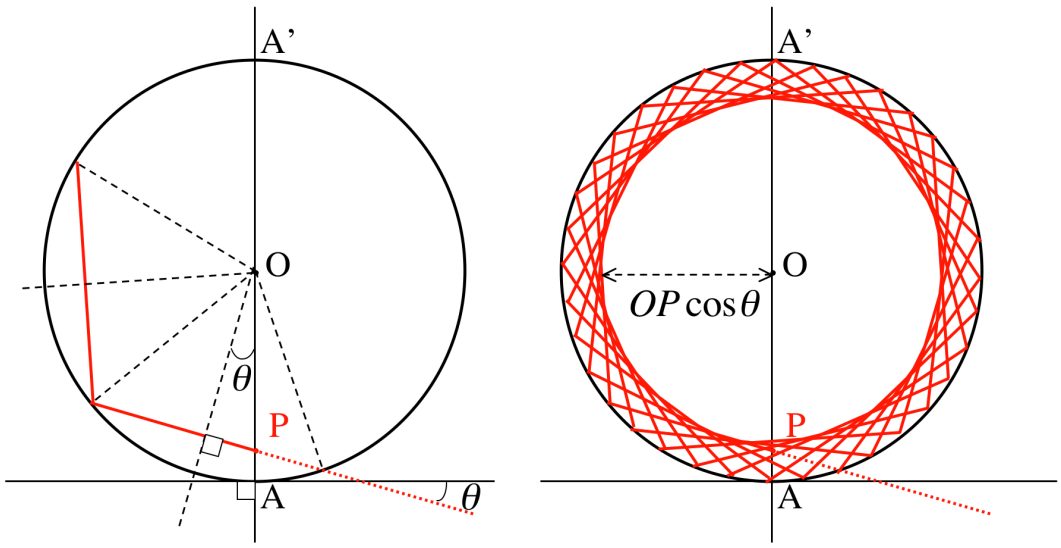


FIG. C.4 – Confinement des rayons émis par une source pour un angle θ.

dimensions, comme pour des ondes issues d'une source située entre deux parois parallèles réfléchissantes, avec une intensité variant en r^{-1}. L'épaisseur de la couche entre les deux sphères devient de plus en plus faible lorsque la source P approche du point A. D'un autre point de vue, pour une épaisseur de couche identique, lorsque la source P approche du point A, l'angle θ pour lequel le rayon reste dans cette couche augmente. La proportion d'énergie, proportionnelle à l'angle θ, confinée dans cette couche augmente quand la source P se rapproche de la paroi courbe. Des études analytiques sont menés par Satô [95], Rulf [96].

C.3.4 Effets de la localisation spatiale de la perturbation initiale

La figure C.5 représente l'effet de la localisation spatiale de la perturbation de pression à l'instant initial. Les différentes images sont prises au même instant et représentent une coupe à mi-hauteur de la CRC. Lorsque $y = 0$, seuls les modes radiaux et longitudinaux sont excités. Pour $y = 0.5R$, il est difficile de dégager une tendance particulière. Pour $y = 0.8R$, l'essentiel de la perturbation se propage à proximité de la paroi courbe. Pour $y = R$, l'essentiel de la perturbation se propage sur le bord de la paroi courbe. Cette image correspond à la coupe à mi-hauteur de la figure C.3 en bas au milieu.

C.3.5 Effets de la hauteur du cylindre

La figure C.6 représente l'effet de la hauteur du cylindre sur le train d'ondes. Les images sont prises au même instant que pour regarder l'effet de la localisation spatiale de la perturbation initiale. La pertubation initiale est placée sur la paroi courbe à mi-hauteur de chaque cylindre. En haut à gauche, pour $H = 21\,\mathrm{mm}$, la perturbation au bord est clairement visible comme pour le cylindre de hauteur correspondant à celle de la CRC, $H = 42\,\mathrm{mm}$, visible en haut à droite. En bas

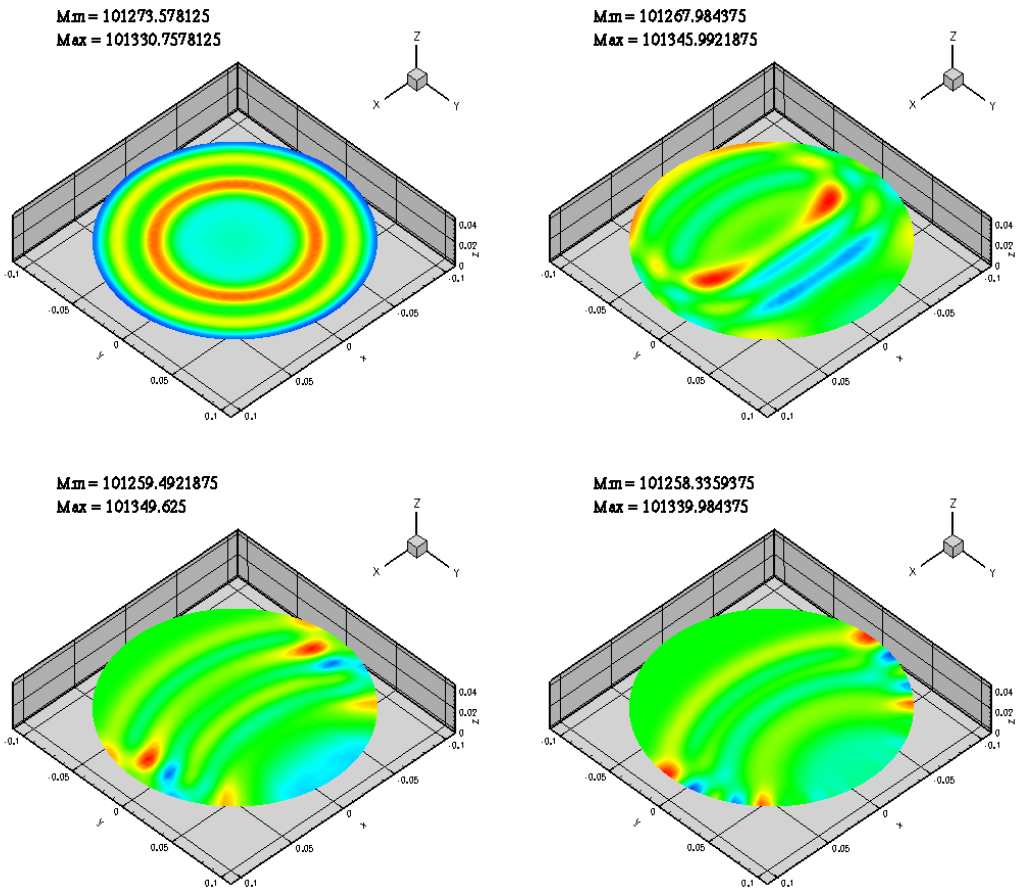


FIG. C.5 – Effet de la localisation spatiale de la perturbation initiale. De haut en bas et de gauche à droite, $y = 0$, $y = 0.5R$, $y = 0.8R$, $y = R$.

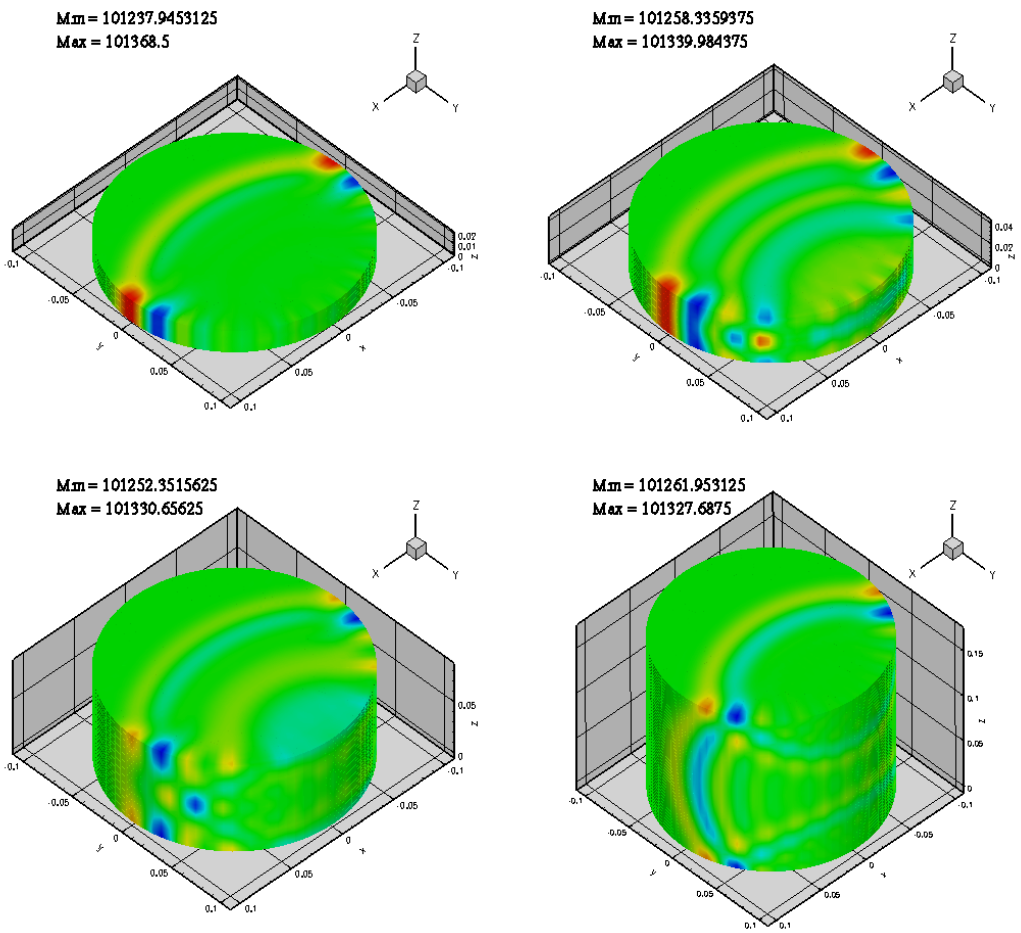


FIG. C.6 – Effet de la hauteur du cylindre sur le train d'onde. En haut à gauche, la hauteur du cylindre, H=21 mm ; en haut à droite, H=42 mm ; en bas à gauche, H=84 mm ; en bas à droite, H=168 mm.

à gauche, pour $H = 84\,\mathrm{mm}$, l'amplitude de la perturbation de pression fluctue en fonction de la coordonnée z. Le maximum se trouve dans les coins du cylindre. En bas à droite, pour $H = 168\,\mathrm{mm}$, nous pouvons observer l'effet de la réflexion sur les parois planes de l'onde sur la paroi courbe du cylindre.

C.3.6 Conclusions

La localisation spatiale de la perturbation acoustique a un effet remarquable sur le déplacement de l'onde. Si la perturbation est située au bord de la paroi courbe, nous excitons les modes observés par Rayleigh : "Whispering gallery modes". Dans les moteurs fusées, de géométrie cylindrique, ce phénomène peut exister. Les injecteurs placés à la périphérie de la tête d'injection sont susceptibles d'exciter ces modes. Une perturbation acoustique introduite par un injecteur situé à la périphérie de la tête d'injection se propage dans le coin de la chambre de combustion cylindrique. Les injecteurs à la périphérie de la tête d'injection se trouvent sur le trajet de la perturbation.

Bibliographie

[1] J-M. Samaniego. *Etude des instabilités de combustion dans les statoréacteurs.* Thèse d'état, Ecole Centrale Paris, 1992.

[2] L. Crocco and S. Cheng. *Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors.* Butterworths, London, 1956.

[3] M. Barrère and al. *La Propulsion par fusées.* Dunod, 1957.

[4] M. Barrère and al. *Rocket Propulsion.* Elsevier Publishing, 1960.

[5] D.T. Harrje and F.H. Reardon. Liquid propellant rocket combustion instability. Technical Report SP-194, NASA, 1972.

[6] V. Yang and A. Anderson. *Liquid rocket engine combustion instability*, volume 169 of *Progress in Astronautics and Aeronautics.* AIAA, 1995.

[7] P. Vuillermoz, J-L. Thomas, R. Borghi, G. Searby, P. Kuentzmann, and M. Habiballah. Les étapes marquantes de dix ans de gdr. In CNES, editor, *Combustion dans les moteurs-fusées*, pages 17–31. Cépaduès éditions, Toulouse, 2001.

[8] J. Hulka and J.J. Hutt. *Instability Phenomena in Liquid Oxygen/Hydrogen Propellant Rocket Engines*, volume 169, chapter 2, pages 39–71. A.I.A.A., 1995.

[9] S. Candel, D. Veynante, F. Lacas, and Darahiba N. Current progress and future trends in turbulent combustion. *Combustion Science and Technology*, 98 :245–264, 1994.

[10] P.H. Marmottant and E. Villermaux. On spray formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 498 :73–111, 2004.

[11] A.H. Lefebvre. *Atomization and Sprays.* Hemisphere Publishing Corp., 1989.

[12] A.H. Lefebvre. Airblast atomisation. *Progress in Energy and Combustion Science*, 6 :233–261, 1980.

[13] P. Vuillermoz, J.L. Thomas, R. Borghi, and G. Searby. *Combustion dans les moteurs fusées*, chapter 1, pages 21–24. CEPADUES-EDITIONS, 2001.

[14] L. Vingert, M. Habiballah, and P. Hervat. *Combustion dans les moteurs fusées*, chapter 6, pages 335–346. CEPADUES-EDITIONS, 2001.

[15] P. Gicquel, L. Vingert, R. Lecourt, and Barat M. *Combustion dans les moteurs fusées*, chapter 6, pages 359–370. CEPADUES-EDITIONS, 2001.

[16] L. Crocco. Aspects of combustion instability in liquid propellant rocket motors. part I. *J. American Rocket Society*, (21) :163–178, 1951.

[17] L. Crocco. Aspects of combustion instability in liquid propellant rocket motors. part II. *J. American Rocket Society*, (22), 1952.

[18] L. Crocco. Theorical studies on liquid propellant rocket instability. In *10th Symposium on Combustion*, 1965.

[19] S. Bourasseau. Instabilités de haute fréquence dans les moteurs fusées. Technical report, ONERA - Centre d'Etudes et de Recherches de Toulouse (DERMES), 1980.

[20] F.E.C. Culick and V. Yang. Overview of combustion instabilities in liquid-propellant rocket engines. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 169 : 3–37, 1995.

[21] C.E. Mitchell. Axial mode shock wave combustion instability in liquid propellant rocket engines. Technical Report CR-72259, NASA, Princeton University, 1967.

[22] B.T. Zinn. *A theoretical study of non linear transverse combustion instability in liquid propellant rockets motors.* Rept n °732, Princeton University, May 1966.

[23] W.A. Sirignano. *A theoretical study of non linear combustion instability : longitudinal mode.* Rept n °677, Princeton University, March 1964.

[24] R.J. Priem and R. Pierro. Trends in HF instability studies, nonlinear considerations. In CNES, editor, *4th International conference on space launcher technology*, Liege (Belgium) 3-6 December 2002, 2002. CNES.

[25] L.P. Combs, P.E. Schumacher, R.C. Kesselring, and N.M. Kuluva. Improvement of bombs and pulse guns as a combustion stability rating devices. Final report AFRPL-TR-68-18, Rocketdyne, March 1968 1968.

[26] H. Zewen. Aestus engine arta-1 bomb test analysis report campaigns 0475 and 0480. Technical report, Daimler Chrysler Aerospace, 1999.

[27] R. Lecourt. Bibliographic data base on high frequency combustion unstable liquid propellant rocket engines. Technical Report RT-RS-2121100-04, ONERA - Centre d'Etudes et de Recherches de Toulouse (DERMES), 2000.

[28] E. Laudien, R. Pongratz, R. Pierro, and D. Preclik. *Experimental Procedures*, volume 169, chapter 14, pages 377–399. A.I.A.A., 1995.

[29] J.W.S. Rayleigh. The explanation of certain acoustical phenomena. *Nature*, 18 :319–321, 1878.

[30] J.W.S. Rayleigh. *The theory of sound*, volume I and II. Dover Publications, New York, 1894.

[31] G Searby. Cours sur les instabilités de combustion. In *Ecole de Combustion 2002*, La Londe des Maures (France) 6-12 June 2002, 2002.

[32] J.M. Truffaut, G. Searby, and L. Boyer. Sound emission by non-isomolar combustion at low Mach numbers. *Combustion Theory and Modelling*, 2(4) :423–428, 1998.

[33] J.M. Truffaut. *Etude expérimentale de l'origine du bruit émis par les flammes de chalumeaux*. University thesis, Université d'Aix-Marseille I, 1998.

[34] T. Poinsot and S. Candel. Les instabilités de combustion des foyers turbulents et leur contrôle. In *Ecole de combustion de cargèse, 1991*, 1991.

[35] F.E.C. Culick. Combustion instabilities in liquid-fueled propulsion systems. an overview. In *AGARD Conference proceedings*, volume 450, 1988.

[36] F.E.C. Culick. Some basic problems and control of combustion instabilities. In *Conference on propulsive flows in space transportation systems, Bordeaux*. CNES, 1995.

[37] HF French-German working group. R&T program on high frequency combustion instabilities in liquid rocket engines. Technical Report DLA/SDT/P/L/99.031, CNES, 1999.

[38] C. Clanet, G. Searby, and P. Clavin. Primary acoustic instability of flames propagating in tubes : cases of spray and premixed gas combustion. *Journal of Fluid Mechanics*, 385 :157–197, 1999.

[39] A. Nicole. Analysis of longitudinal instabilities with heat release modelling. theory and numerical simulation. Annual report RT-NT-22R1310-0201-ONER-01, ONERA, September 2002 2002.

[40] Y. Mauriot, A. Nicole, and R. Prud'homme. Final report on high frequency combustion instability activities. Technical report, ONERA - Centre d'Etudes et de Recherches de Toulouse (DERMES), 2004.

[41] C. Clanet and G. Searby. First experimental study of the Darrieus-Landau instability. *Physical Review Letters*, 27 :3867–3870, 1998.

[42] G. Searby and J.M. Truffaut. Experimental studies of laminar flame instabilities. In D. Reguera, J.M. Rubi, and L.L. Bonilla, editors, *Coherent structures in complex systems*, Lecture Notes in Physics, pages 159–181. Springer-Verlag, Berlin, 2001.

[43] S. Candel. Combustion dynamics and control : progress and challenges. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :1–28, 2002.

[44] C. Nicoli and P. Pelcé. One-dimensional model for the Rijke tube. *Journal of Fluid Mechanics*, 202 :83–96, 1989.

[45] T.C. Lieuwen and Y. Neumeier. Nonlinear pressure-heat release transfer function measurements in a premixed combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :not known yet, 2003.

[46] T.C. Lieuwen. Theory of high frequency acoustic wave scattering turbulent flames. *Combustion and Flame*, 126 :1489–1505, 2001.

[47] T.C. Lieuwen. Analysis of acoustic wave interactions with turbulent premixed flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :not known yet, 2003.

[48] E.E. Mallard and H. Le Chatelier. Recherches expérimentales et théoriques sur la combustion des mélanges gazeux explosifs. *Annales des Mines, Paris*, Series 8(4) :274–377, 1883.

[49] G. Searby. Acoustic instability in premixed flames. *Combustion Science and Technology*, 81 :221–231, 1992.

[50] G. Searby and D. Rochwerger. A parametric acoustic instability in premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 231 :529–543, 1991.

[51] R.A. Dunlap. Resonance of flames in a parallel-walled combustion chamber. Technical Report Project MX833, Report UMM-43, Aeronautical Research Center. University of Michigan, 1950.

[52] W.E. Kaskan. An investigation of vibrating flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 4 :575–591, 1952.

[53] B.V. Rauschenbakh. *Vibrational Combustion.* Fizmatgiz. Mir, Moscow, 1961.

[54] G.H. Markstein. Instability phenomena in combustion waves. *Proceedings of the Combustion Institute*, 4 :44–59, 1952.

[55] P. Pelcé and D. Rochwerger. Vibratory instability of cellular flames propagating in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 239 :293–307, 1992.

[56] P. Clavin, P. Pelcé, and L. He. One-dimensional vibratory instability of planar flames propagating in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 216 :299–322, 1990.

[57] P. Clavin. Sounds and flames. In M. Ben Amar, P. Pelcé, and P. Tabeling, editors, *NATO ASI Series B. Growth and Forms : Nonlinear Aspects*, volume 276, pages 223–232. Plenum Press, 1991.

[58] P. Clavin and J. Sun. Theory of acoustic instabilities of planar flames propagating in sprays or particle-laden gases. *Combustion Science and Technology*, 78 :265–288, 1991.

[59] D. Durox, T. Schuller, and S. Candel. Self-induced instability of premixed jet flame impinging on a plate. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :69–75, 2002.

[60] T. Schuller. *Mécanismes de Couplage dans les interactions Acoustique-Combustion.* PhD thesis, EM2C, Grande Voie des Vignes 92295 CHATENAY MALABRY cedex, 2003.

[61] J.M. Truffaut and G. Searby. Experimental study of the Darrieus-Landau instability on an inverted-'V' flame and measurement of the Markstein number. *Combustion Science and Technology*, 149 :35–52, 1999.

[62] T. Schuller, D. Durox, and S. Candel. A unified model for the prediction of laminar premixed flame transfer functions : Comparison beetween conical and v-flame dynamics. *Combustion and Flame*, 2003.

[63] T. Schuller, S. Ducruix, D. Durox, and S. Candel. Modeling tools for the prediction of premixed flame transfert functions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 :107–113, 2002.

[64] C. Rey. *Interactions Collectives dans les Instabilités de Combustion Haute Fréquence. Application aux Moteurs Fusées à Ergols Liquides.* University thesis, ECP, 2004.

[65] C. Rey, S. Ducruix, P. Scouflaire, and S. Candel. High frequency combustion instabilities associated with collective interaction. Annual report, ECP, December 2002 2002.

[66] F. Richecoeur, S. Ducruix, P. Scouflaire, and S. Candel. High frequency combustion instabilities in rocket engines. SNECMA Contract 2003-040G, ECP, 2004.

[67] S. Candel, G. Herding, R. Synder, P. Scouflaire, C. Rolon, L. Vingert, M. Habiballah, F. Grisch, M. Péalat, and P. Bouchardy. Experimental investigation of shear coaxial cryogenic jet flames. *Journal of Propulsion and Power*, 14(5), September-October 1998.

[68] G. Searby and O. Ravel. The study of acoustic instability phenomena in rocket engines. Annual report, CNES contract 99 CNES 5740, July 2001.

[69] M. Heidmann. Oxygen-jet behavior during combustion instability in a two-dimensional combustor. Technical Report Technical note D-2725, NASA, 1964.

[70] M. Heidmann. Oscillatory combustion of a liquid-oxygen jet with gaseous hydrogen. Technical Report Technical note D-2753, NASA, 1965.

[71] M. Heidmann and C. Feiler. Evaluation of tangential velocity effects on spinning transverse combustion instability. Technical Report Technical note D-3406, NASA, 1966.

[72] M. Heidmann and J. Groeneweg. Analysis of the dynamic response of liquid jet atomization to acoustic oscillations. Technical Report Technical note D-5339, NASA, 1969.

[73] J.K. Wright. *Shock tubes.* Methuen, London, 1961.

[74] Frank M. White. *Fluid Mechanics.* Mc Graw Hill, 3rd edition, 1994.

[75] L. Landau and E.M. Lifchitz. *Fluid Mechanics.* Pergamon, 1st edition, 1986.

[76] L. Landau and E.M. Lifchitz. *Mécanique des fluides.* Mir, Moscow, 2nd edition, 1989.

[77] A.V. Oppenheim and Schafer R.W. *Discrete-Time Signal Processing.* Number 447-448. Prentice-Hall, 1989.

[78] C. Clanet. *Instabilités de Propagation de Flammes Monophasiques et Diphasiques dans une Enceinte Semi-Ouverte.* University thesis, Université d'Aix-Marseille-I, 1995.

[79] M. Oschwald, Z. Farago, and C. Ferrand. Modal analysis of the CRC tuned with acoustic elements. Progress report DLR-LA-HF-RP-006, DLR, 2004.

[80] Z. Farago, S. Anders, and M. Oschwald. Investigations of the acoustic characteristics of the CRC. Progress report DLR-LA-HF-RP-001, DLR, August 2003 2003.

[81] E. Villermaux. Mixing and spray formation in coaxial jets. In *Third International Symposium on Space Propulsion*, Bejing, China, 1997.

[82] H. Rehab, E. Villermaux, and E.J. Hopfinger. Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 345 :357–381, 1997.

[83] F. Baillot, J-B. Blaisot, G. Boisdron, and C. Dumouchel. Influence of a transverse H.F. acoustic wave on an air-assisted liquid jet : first results. In *Fourth HF instability Scientific progress meeting*, pages 77–82, CNES Paris, 2003.

[84] M. Juniper and S. Candel. Edge diffusion flame stabilization behind a step over a liquid reactant. *Journal of Propulsion and Power*, 19(3) :332–341, June 2003 2003.

[85] M. Juniper and S. Candel. The effect of damköhler number on the standoff distance of cross-flow flames. *Institute of Physics Publishing*, Combustion Theory and Modelling(7) :563–577, September 2003.

[86] J.W.S. Rayleigh. *The theory of sound*, volume 2. dover, New York, 1945.

[87] B. Knapp and S. Anders. Experimental studies with LOx/H2 in the Common Research Chamber. Progress report DLR-LA-HF-RP-002, DLR, July 2003 2003.

[88] R.F. Lambert. A study of the factors influencing the damping of an acoustical cavity resonator. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25(6) :1068–1083, 1953.

[89] T. Poinsot and D. Veynante. *Theorical and Numerical Combustion.* Edwards, P.O. Box 27388, Philadelphia, PA 19118 USA, 2001.

[90] AVBP A parallel CFD code for unsteady flow simulations on hybrid grids. www.cerfacs.fr/cfd/avbp.html.

[91] T. Poinsot and S. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys*, (101) :104–129, 1992.

[92] L. Benoit. *Prédiction des instabilités thermoacoustiques dans les turbines à gaz.* PhD thesis, Université Montpellier II, Juin 2005.

[93] A.T. Jones. *a physical text book.* Number 87-92. E.G.Ed. Sound, 1937.

[94] Dorsey H. G. Acoustics of arches. *Journal of the acoustical society of America*, 20 :597, 1948.

[95] Y. Satô. Normal mode interpretation of the sound propagation in whispering galleries. *Nature*, 189(4763) :475–476, February 1961.

[96] B. Rulf. Rayleigh waves on curved surfaces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 45(2) :493–499, June 1968.

RÉSUMÉ

Les moteurs fusées sont des milieux confinés où la combustion a lieu dans des conditions extrêmes. Des instabilités de combustion peuvent se déclencher à haute-fréquence ; elles sont liées aux modes acoustiques de la chambre de combustion. Une chambre de recherche commune, CRC, permet d'étudier la réponse d'une flamme diphasique et turbulente aux oscillations acoustiques de faibles ou fortes amplitudes. La chambre est caractérisée à froid pour obtenir, notamment, le coefficient d'amortissement relatif des oscillations acoustiques. La structure et la fréquence des modes sont déterminées dans le cas où la chambre est couplée avec une cavité latérale. L'utilisation d'un canon à poudre, lors de l'étude de la réponse à une excitation acoustique forcée de forte amplitude, nous a dirigés vers des flammes plus courtes. Les injecteurs ont été modifiés pour mener l'étude du niveau du bruit de combustion en fonction des conditions d'injection. La vitesse du gaz détermine si les flammes sont accrochées ou décrochées. Le niveau de bruit des flammes décrochées est plus élevé. Celui des flammes accrochées est proportionnel au nombre de Weber. Les flammes courtes, de longueur inférieure au rayon de la CRC, condition nécessaire pour obtenir un couplage efficace, sont les plus sensibles aux perturbations acoustiques. L'utilisation d'une roue dentée à différentes positions dans la chambre a permis d'obtenir des renseignements sur l'origine du couplage thermo-acoustique dans la CRC, objectif principal de cette thèse. La flamme est sensible aux oscillations acoustiques de pression, avec un temps de réponse qui est quasi-nul. Ces observations suggèrent que dans les conditions de la CRC, nous observons essentiellement la réponse de la cinétique chimique aux oscillations de pression.

ABSTRACT

Rocket motors are confined environments where combustion occurs in extreme conditions. Combustion instabilities can occur at high frequencies ; they are tied to the acoustic modes of the combustion chamber. A common research chamber, CRC, allows us to study the response of a turbulent two-phase flame to acoustic oscillations of low or high amplitudes. The chamber is characterised under cold conditions to obtain, in particular, the relative damping coefficient of acoustic oscillations. The structure and frequency of the modes are determined in the case where the chamber is coupled to a lateral cavity. We have used a powder gun to study the response to a forced acoustic excitation at high amplitude. The results guide us towards shorter flames. The injectors were then modified to study the combustion noise level as a function of injection conditions. The speed of the gaz determines whether the flames are attached or lifted. The noise level of lifted flames is higher. That of attached flames is proportional to the Weber number. The shorter flames whose length is less than the radius of the CRC, necessary condition to obtain an effective coupling, are the most sensitive to acoustic pertubations. The use of a toothed wheel at different positions in the chamber allowed us to obtain informations on the origin of the thermo-acoustic coupling, main objective of this thesis. The flame is sensitive to pressure acoustic oscillations, with a quasi-zero response time. These observations suggest that under the conditions of the CRC, we observe essentially the response of chemical kinetics to pressure oscillations.

MOTS-CLÉS

Combustion diphasique, acoustique, cavités couplées, instabilités de combustion, moteurs fusées

Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre
BP 146, Technopôle de Château-Gombert 13384 MARSEILLE Cedex 13