HAL
open science

# Etude de la détonation continue rotative - Application à la propulsion

Gabriel Canteins

## To cite this version:

Gabriel Canteins. Etude de la détonation continue rotative - Application à la propulsion. Energie électrique. Université de Poitiers, 2006. Français. NNT : . tel-00124803

**HAL Id: tel-00124803**

**https://theses.hal.science/tel-00124803v1**

Submitted on 16 Jan 2007

**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.

# Thèse

Pour l'obtention du Grade de
Docteur de l'Université de POITIERS

Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique
&
Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées
(Diplôme National - Arrêté du 25 avril 2002)

Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur & Aéronautique

Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par

Gabriel Canteins

* * * * * * * * *

# Etude de la détonation continue rotative - Application à la propulsion -

* * * * * * * * *

Directeurs de thèse

D. Desbordes
R. Zitoun

Laboratoire de Combustion et de Détonique

* * * * * *

Soutenue le 9 novembre 2006
devant la Commission d'Examen

∽ JURY ∼

| | | |
|---|---|---|
| R. Bec | Direction des Lanceurs, CNES | Examinateur |
| D. Desbordes | Professeur à l'ENSMA, LCD – CNRS | Directeur de thèse |
| B. Ermolaev | Directeur de Recherche à l'Institut Chimie-Physique de Moscou | Rapporteur |
| C. Paillard | Professeur à l'Université d'Orléans, LCSR – CNRS | Rapporteur |
| H.-N. Presles | Directeur de Recherche au LCD – CNRS | Examinateur |
| R. Zitoun | Maître de Conférences à l'Université de Poitiers, LCD – CNRS | Directrice de thèse |
| F. Falempin | *Future Powered Airframe*, MBDA | Invité |

$\pi = 3,14159265358979\ldots$

*Si nous acceptons le fait que nous ne pouvons empêcher les sciences et la technologie de changer notre monde, nous pouvons au moins essayer de faire en sorte que ces changements aillent dans la bonne direction.*

Stephen Hawking, Trous noirs et bébés univers

# Table des matières

**Notations** **vii**

**Table des figures** **xi**

**Liste des tableaux** **xxi**

**1 Introduction** **3**

**2 Cadre de l'étude** **9**

2.1 Propulsion par détonation . . . . . 9

2.1.1 Le moteur à onde de détonation oblique (ODWE : *Oblique Detonation Wave Engine*) – $\dot{m}_o > \dot{m}_{CJ}$ . . . . . 10

2.1.2 Le moteur à détonation pulsée (PDE : *Pulse Detonation Engine*) – $\dot{m}_o \ll \dot{m}_{CJ}$ . . . . . 10

2.1.3 Le moteur à onde de détonation rotative (RDWE : *Rotating Detonation Wave Engine*) – $\dot{m}_o \ll \dot{m}_{CJ}$ . . . . . 12

2.2 Résultats antérieurs sur la détonation continue . . . . . 13

2.2.1 Instabilités de combustion et détonation hélicoïdale . . . . . 13

2.2.2 Détonation continue . . . . . 14

2.2.2.1 Chambre annulaire centrifuge . . . . . 15

2.2.2.2 Chambre annulaire centripète . . . . . 18

2.2.2.3 Chambre annulaire cylindrique . . . . . 19

2.2.3 Application propulsive . . . . . 25

2.2.4 Synthèse bibliographique . . . . . 26

2.3 Objet de l'étude . . . . . 27

2.4 Théorie de la détonation en milieu gazeux . . . . . 30

2.4.1 Introduction . . . . . 30

2.4.1.1 La déflagration . . . . . 30

2.4.1.2 La détonation . . . . . 30

2.4.2 Modélisation de la détonation . . . . . 31

2.4.2.1 Le modèle Chapman - Jouguet (CJ) . . . . . 31

2.4.2.2 Le modèle Zel'dovich - Von Neumann - Döring (ZND) . . . . . 34

2.4.3 Phénoménologie de la détonation . . . . . 36
2.4.3.1 Structure tridimensionnelle de l'onde de détonation . . . . . 36
2.4.3.2 Détonation hélicoïdale . . . . . 38
2.4.3.3 Transitions Choc - Détonation et Déflagration - Détonation . . . 38
2.4.3.4 Diffraction de la détonation . . . . . 40
2.5 Conclusion partielle . . . . . 41

**3 Dispositif et procédures expérimentales 45**
3.1 Le moteur à détonation rotative . . . . . 45
3.1.1 Configuration et plan . . . . . 45
3.1.2 Injection . . . . . 47
3.1.3 Allumage . . . . . 48
3.1.4 Refroidissement . . . . . 49
3.1.5 Fixation du moteur . . . . . 50
3.1.6 Tuyère et blocages . . . . . 51
3.2 L'installation d'alimentation en gaz . . . . . 53
3.2.1 Choix du mélange . . . . . 53
3.2.2 Architecture des lignes d'alimentation en gaz . . . . . 54
3.2.3 Alimentation du système d'allumage . . . . . 57
3.3 Environnement expérimental . . . . . 58
3.3.1 Enceinte sous atmosphère raréfiée . . . . . 59
3.3.2 Extraction des gaz brûlés . . . . . 60
3.3.2.1 Essais à pression ambiante . . . . . 60
3.3.2.2 Essais en dépression . . . . . 61
3.4 Métrologie . . . . . 61
3.4.1 Mesure de pression . . . . . 61
3.4.2 Mesure de température . . . . . 64
3.4.3 Mesure de luminosité par fibre optique . . . . . 64
3.4.4 Mesure de vibrations . . . . . 65
3.4.5 Mesure de poussée . . . . . 65
3.4.6 Mesure de vitesse par tube Pitot . . . . . 66
3.4.7 Visualisations par caméras rapides . . . . . 66
3.5 Système de commande . . . . . 67
3.6 Tube à détonation – étude des caractéristiques de détonation dans le mélange $C_2H_4/O_2$ . . . . . 68
3.7 Conclusion partielle . . . . . 69

**4 Etude numérique 73**
4.1 Modélisation numérique bidimensionnelle . . . . . 73

4.1.1 Description du modèle . . . . . 73
4.1.2 Résultats . . . . . 75
4.2 Calculs d'équilibre thermochimique . . . . . 82
4.2.1 Influence de la dilution . . . . . 82
4.2.2 Influence de la température . . . . . 83
4.2.3 Effet couplé de la dilution en gaz brûlés et de la température . . . . . 84
4.2.4 Influence de la richesse . . . . . 87
4.3 Modélisation analytique de l'injection . . . . . 88
4.4 Modèle analytique des performances du moteur avec tuyère . . . . . 91
4.4.1 Configuration modélisée . . . . . 91
4.4.2 Expression de la poussée et de l'impulsion spécifique . . . . . 91
4.4.3 Calcul du débit sonique $\dot{M}_{crit,\,tuy}$ . . . . . 92
4.4.4 Résultats . . . . . 94
4.5 Conclusion partielle . . . . . 96

**5 Résultats expérimentaux et analyse 99**
5.1 Régimes et conditions de fonctionnement du moteur . . . . . 99
5.1.1 Régime de fronts rotatifs . . . . . 99
5.1.2 Conditions de fonctionnement . . . . . 104
5.1.2.1 Paramètres de la séquence d'allumage . . . . . 104
5.1.2.2 Tube de pré-détonation . . . . . 105
5.1.2.3 Influence de l'alimentation principale sur le démarrage . . . . . 105
5.1.2.4 Fonctionnement à pression ambiante sub-atmosphérique . . . . . 106
5.1.3 Méthodes d'exploitation des signaux périodiques . . . . . 107
5.1.3.1 Transformée de Fourier rapide (FFT) . . . . . 107
5.1.3.2 Méthode des déphasages de pression . . . . . 109
5.1.4 Tuyère convergente - divergente . . . . . 111
5.2 Etudes paramétriques . . . . . 113
5.2.1 Caractéristiques de détonation du mélange éthylène/oxygène . . . . . 113
5.2.2 Débit total de mélange . . . . . 114
5.2.3 Richesse du mélange . . . . . 116
5.2.4 Largeur $\delta$ de l'espace annulaire . . . . . 118
5.2.5 Longueur $L$ de la chambre de combustion . . . . . 119
5.2.6 Blocages arrières . . . . . 120
5.3 Performances . . . . . 122
5.3.1 Poussée . . . . . 122
5.3.2 Température de paroi . . . . . 124
5.3.3 Vibrations . . . . . 127

5.4 Analyse du régime de détonation continue . . . . . 129
5.4.1 Profils de pression . . . . . 129
5.4.2 Célérité de propagation . . . . . 131
5.4.3 Sens de rotation des fronts réactifs . . . . . 133
5.4.4 Adaptation du nombre de fronts . . . . . 137
5.5 Synthèse et perspectives . . . . . 140
5.5.1 Synthèse des données . . . . . 140
5.5.2 Synthèse sur le régime de détonation continue . . . . . 141
5.5.3 Synthèse des études paramétriques . . . . . 142
5.5.4 Synthèse des performances . . . . . 143
5.5.5 Perspectives . . . . . 144
5.6 Conclusion partielle . . . . . 145

**6 Conclusion** **149**

**Annexes** **153**

**A Relations approchées des états CJ et ZND** **155**

**B Les risques liés à l'utilisation de l'oxygène** **157**

**C Déroulement d'un essai** **159**

**D Programme de calcul des fréquences dominantes locales** **161**

**Références** **163**

# Notations

## Variables

| | | |
|---|---|---|
| $a$ | Célérité du son - $a = \sqrt{\gamma\, p\, \nu} = \sqrt{\gamma\, r\, T}$ pour un gaz parfait | m/s |
| $C_p$ | Capacité calorifique massique à pression constante, $C_p = \frac{\gamma\ r}{\gamma - 1}$ pour un gaz parfait | J/kg K |
| $D$ | Célérité de propagation de l'onde de détonation dans le repère du laboratoire | m/s |
| $d$ | Distance entre deux fronts réactifs consécutifs | m |
| $d_c$ | Diamètre critique de transmission de la détonation par diffraction | m |
| $E_t$ | Energie totale volumique dans les équations d'Euler, $E_t = \rho\, u + \frac{\rho}{2}(u_i^2)$ | J/m$^3$ |
| $E_a$ | Energie d'activation dans l'équation d'Arrhenius | J/mol |
| $F$ | Poussée | N |
| $f_n$ | Fréquence du palier associé au nombre $n$ de fronts | Hz |
| $h$ | Hauteur de la couche de mélange selon la direction de l'axe de la chambre<br>Enthalpie massique | m<br>J/kg |
| $I_{sp}$ | Impulsion spécifique, $I_{sp} = \frac{F}{\dot{M} g}$ | s |
| $k$ | Coefficient adimensionné, $k = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ | – |
| $L$ | Longueur de la chambre annulaire de combustion | m |
| $M$ | Nombre de Mach, $M = \frac{u}{a}$ | – |
| $\dot{M}$ | Débit massique de gaz<br>Taux de consommation massique du front de détonation | kg/s<br>kg/s |
| $\dot{m}$ | Taux de consommation massique surfacique du front de détonation | kg/s m$^2$ |
| $\mathcal{M}$ | Masse molaire | kg/mol |
| $\dot{M}_{crit,\,cc}$ | Débit massique critique d'établissement d'une section sonique dans la chambre de combustion annulaire | kg/s |
| $\dot{M}_{crit,\,tuy}$ | Débit massique critique d'établissement d'une section sonique au col de la tuyère convergente - divergente | kg/s |
| $M_o$ | Nombre de Mach de l'onde de détonation, $M_o = \frac{W_o}{a_o}$ | – |
| $M_{ox}$ | Nombre de Mach d'injection de l'oxygène dans [21] | – |
| $n$ | Nombre de fronts réactifs dans le moteur à détonation rotative<br>Ordre de la réaction dans l'équation d'Arrhenius | –<br>– |
| $p$ | Pression | Pa |
| $\overline{p}$ | Moyenne temporelle de la pression, $\overline{p} = \int p\, \mathrm{d}t$ | Pa |
| $p_a$ | Pression ambiante, pression extérieure à la chambre de combustion | Pa |
| $p_{ox}$ | Pression en amont de la fente d'injection de l'oxygène dans [21] | Pa |
| $Q$ | Chaleur massique de réaction | J/kg |

| | | |
|---|---|---|
| $q$ | Coefficient adimensionné du modèle Chapman - Jouguet - $q = \frac{Q}{{a_o}^2}$ | – |
| $r$ | Constante individuelle d'un gaz parfait donné, $r = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}}$ | J/kg K |
| $S$ | Section de passage | $m^2$ |
| $t$ | Temps | s |
| $T$ | Température | K |
| $T'_o$ | Température initiale des gaz réactifs dilués avec des gaz brûlés | K |
| $u$, $V$ | Vitesse matérielle dans le repère du laboratoire | m/s |
| $\vec{u}$ | Vecteur vitesse dans les équations d'Euler | m/s |
| $u$ | Energie interne massique dans l'équation d'état polytropique | J/kg |
| $u_i$ | Composante du vecteur vitesse selon l'axe i | m/s |
| $W$ | Vitesse matérielle des particules par rapport à l'onde de détonation | m/s |
| $x$ | Nombre de moles de gaz brûlés | – |
| | Abscisse | m |
| $y$ | Ordonnée | m |
| $Z$ | Facteur pré-exponentiel dans l'équation d'Arrhenius | $s^{-1}$ $Pa^{-n}$ |

## Caractères grecs

| | | |
|---|---|---|
| $\alpha_{GB}$ | Fraction massique de gaz brûlés dilués dans le mélange réactif | – |
| $\beta$ | Fraction massique de gaz réactif dans l'équation d'Arrhenius | – |
| $\gamma$ | Coefficient isentropique, $\gamma = \left.\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho}\right\|_S$ | – |
| $\delta$ | Largeur de l'espace annulaire de la chambre de combustion | m |
| $\delta'$ | Largeur de l'espace annulaire en sortie d'une chambre de combustion munie d'un blocage arrière | m |
| $\Delta t$ | Intervalle de temps | s |
| $\Delta t_{\mathrm{i-j}}$ | Déphasage entre les capteurs de pressions numéros i et j | s |
| $\varepsilon$ | Epaisseur de la fente d'injection dans le moteur à détonation rotative | m |
| $\lambda$ | Degré d'avancement de la réaction de combustion, $0 \leq \lambda \leq 1$ | – |
| | Largeur des cellules de détonation | m |
| $\nu$ | Volume massique, volume spécifique, $\nu = 1/\rho$ | $m^3$/kg |
| $\Pi_{ox,cc}$ | Rapport entre la pression en amont de la fente d'injection de l'oxygène et la pression moyenne dans la chambre de combustion, $\Pi_{ox,cc} = p_{ox}/\overline{p_{cc}}$ | – |
| $\Pi_{ox,a}$ | Rapport entre la pression en amont de la fente d'injection de l'oxygène et la pression ambiante à l'extérieur de la chambre, $\Pi_{ox,a} = p_{ox}/p_a$ | – |
| $\rho$ | Masse volumique, densité | kg/$m^3$ |
| $\sigma$ | Coefficient adimensionné dans le modèle Chapman - Jouguet, $\sigma = \frac{\nu_1}{\nu_o}$ | – |
| $\tau_i$ | Temps d'induction | s |
| $\varnothing$ | Diamètre | m |
| | Richesse du mélange | – |
| $\varnothing_{ext}$ | Diamètre extérieur d'une chambre annulaire de combustion | m |
| $\varnothing_{int}$ | Diamètre intérieur d'une chambre annulaire de combustion | m |
| $\varnothing_{mes}$ | Diamètre moyen sur lequel est faite une mesure de luminosité ou de pression dans la chambre de combustion | m |
| $\chi$ | Coefficient du modèle de performances, $\chi = \left(\frac{\dot{M}}{p_P}\right)^2 \frac{\mathcal{R}\ T_P}{\gamma\ \mathcal{M}}$ | $m^4$ |
| $\overline{\omega}$ | Coefficient adimensionné dans le modèle Chapman - Jouguet, $\overline{\omega} = \frac{p_1}{p_o}$ | – |

## Constantes

| | | |
|---|---|---|
| $g$ | Accélération de la pesanteur - $g = 9,80$ m/s$^2$ au niveau de la mer | m/s$^2$ |
| $\mathcal{R}$ | Constante universelle des gaz parfaits - $\mathcal{R} = 8,31451$ J/mol K | J/mol K |
| $\pi$ | $\pi = 3,14159265\ldots$ | – |

## Indices

| | |
|---|---|
| $(\ )_o$ | Relatif au mélange réactif avant détonation (milieu amont) |
| $(\ )_1$ | Relatif aux produits de détonation (milieu aval) |
| $(\ )_c$ | Relatif à une section sonique |
| $(\ )_{cc}$ | Relatif à la chambre de combustion |
| $(\ )_{CJ}$ | Relatif à l'état Chapman - Jouguet de la détonation |
| $(\ )_e$ | Relatif à la section d'éjection des gaz brûlés dans une tuyère |
| $(\ )_{GB}$ | Relatif aux gaz brûlés |
| $(\ )_P$ | Relatif à l'état des gaz brûlés dans une combustion isobare adiabatique |
| $(\ )_t$ | Relatif aux conditions totales (ou génératrices) des grandeurs thermodynamiques |
| $(\ )_{ZND}$ | Relatif à l'état Zel'dovich - von Neumann - Döring de la détonation |

## Sigles

| | |
|---|---|
| CATP | Conditions Ambiantes de Température et de Pression, $T$=25°C=298,15 K et $p$=1 bar=$10^5$ Pa |
| CC | Chambre de Combustion |
| CJ | Chapman - Jouguet |
| CNES | Centre National d'Etudes Spatiales |
| CNRS | Centre National de la Recherche Scientifique |
| CNTP | Conditions Normales de Température et de Pression, $T$=0°C=273,15 K et $p$=1 atm=101 325 Pa |
| FFT | *Fast Fourier Transform* (Transformée de Fourier rapide) |
| GB | Gaz brûlés |
| IHL | Institut d'Hydrodynamique Lavrent'ev (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева) à Novosibirsk (Russie) |
| $LH_2$ | Hydrogène liquide |
| LMN | Ligne de Mach Neutre |
| LOx | Oxygène liquide |
| ODWE | *Oblique Detonation Wave Engine* (Moteur à onde de détonation oblique) |
| PDE | *Pulse Detonation Engine* (Moteur à détonation pulsée) |
| RDWE | *Rotating Detonation Wave Engine* (Moteur à onde de détonation rotative) |
| TCD | Tuyère Convergente - Divergente |
| TDD | Transition Déflagration - Détonation |
| ZND | Zel'dovich - von Neumann - Döring |

# Table des figures


1.1 Schéma de principe de la détonation continue rotative [2] . . . . . 4

2.1 Principe du moteur à détonation oblique . . . . . 10

2.2 Cycle de fonctionnement du PDE . . . . . 11

2.3 Schéma de principe de la détonation rotative [2] . . . . . 12

2.4 Vues de face (a) et de dessus (b) de la chambre de combustion [77] (1 : mélange frais, 2 : produits de détonation) - (c) détail de la chambre vue en coupe [51] . . 15

2.5 Film ayant subi l'empreinte de 5 fronts de détonation simultanés, trajectoire cycloïde d'un front en rouge [77] . . . . . 16

2.6 Vues en coupe et de face de la chambre de combustion centrifuge [17] . . . . . 16

2.7 Dispositif de génération d'une couche de mélange annulaire [16] . . . . . 16

2.8 Régime de combustion et détonation pulsée [17] . . . . . 17

2.9 Chambre annulaire centripète [15] . . . . . 18

2.10 Schéma de principe de la détonation rotative [2] . . . . . 20

2.11 Chambre de combustion annulaire [10] . . . . . 20

2.12 Visualisation par fente de trois fronts de détonation successifs ($C_2H_2/O_2$, $\varnothing = 4$) [11] . . . . . 21

2.13 Schéma de l'écoulement (1 : onde de choc et détonation, 2 : discontinuité, 3 : lignes de courant, 4 : produits de détonation) [10] . . . . . 21

2.14 Structure de l'écoulement dans la chambre, ligne de Mach neutre (LMN) [26] . . 22

2.15 Calculs thermodynamiques montrant l'influence de la température et du brassage sur la pression et la vitesse de l'onde de détonation (mélange $C_2H_4/O_2/N_2$) [36] . 23

2.16 Célérité des fronts de détonation en fonction du nombre de Mach $M_{ox}$ de l'écoulement d'oxygène - $\varnothing_{ext}$=100 mm [18] . . . . . 23

2.17 Célérité des fronts de détonation en fonction de $\overline{p_{cc}}/p_a$ - ■ section constante, ○ section divergente, $\varnothing_{ext}$=100 mm [18] . . . . . 23

2.18 Domaine d'existence des ondes de détonation transverses dans une chambre à section droite (domaine grisé) et divergente (domaine hachuré) [21] . . . . . 24

2.19 Moteur à détonation rotative avec compresseur et turbine [82] . . . . . 26

2.20 Moteur à détonation rotative à double flux [82] . . . . . 26

2.21 Schéma de principe de la détonation continue, vue latérale de deux fronts consécutifs 28

2.22 Front de détonation d'après le modèle Chapman - Jouguet . . . . . 32

2.23 Droite de Rayleigh - Mickelson et adiabatique de Crussard dans le plan $(\sigma\,;\,\overline{\omega})$ . . 33
2.24 Droite de Rayleigh - Mickelson, adiabatiques d'Hugoniot et de Crussard dans le plan $(\sigma\,;\,\overline{\omega})$ . . . . . 35
2.25 Structure monodimensionnelle de la détonation selon le modèle ZND . . . . . 36
2.26 Evolution de $\rho$, $p$ et $T$ selon le modèle ZND . . . . . 36
2.27 Visualisation frontale par caméra rapide de la structure tridimensionnelle de la détonation impactant sur un film d'aluminium [59] . . . . . 37
2.28 Schématisation bidimensionnelle de la structure tridimensionnelle de l'onde de détonation autonome Chapman - Jouguet . . . . . 37
2.29 Schéma de principe de l'onde de détonation hélicoïdale . . . . . 38
2.30 Vue circonférentielle d'une onde de détonation hélicoïdale (d'après Ar'kov [3]) . . 38
2.31 Structure cellulaire de deux passages d'une détonation hélicoïdale (nitrométhane/oxygène, $\varnothing$=1,4, $p_o$=0,4 bar, $T_o$=383 K) [68] . . . . . 38
2.32 Diagramme $(x, t)$ du principe de la transition choc - détonation . . . . . 39
2.33 Schéma de la diffraction . . . . . 40

3.1 Schéma de la chambre de combustion annulaire avec blocage . . . . . 46
3.2 Vue en coupe du moteur à détonation rotative . . . . . 46
3.3 Moteur en vue éclatée (b) et vues assemblées (a, c) . . . . . 46
3.4 Moteur équipé de la nouvelle pièce ❹, aperçu de la métrologie . . . . . 47
3.5 Vue détaillée de la zone d'injection . . . . . 48
3.6 Système d'initiation de la détonation : a) Photo du montage - b) Schéma simplifié 49
3.7 Circuit de refroidissement du moteur par circulation d'eau . . . . . 50
3.8 Moteur suspendu à la potence par des tendeurs . . . . . 51
3.9 Moteur fixé sur le chariot guidé par rails . . . . . 51
3.10 Tuyère convergente - divergente à noyau central . . . . . 52
3.11 Schéma du circuit d'alimentation en gaz ($O_2$, $C_2H_4$ et $N_2$) . . . . . 54
3.12 Débit d'oxygène en fonction du temps pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture de la vanne - pression détendeur : 10 bar . . . . . 56
3.13 Débit d'azote en fonction du temps pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture de la vanne - pression détendeur : 10 bar . . . . . 56
3.14 Débit d'oxygène en fonction du temps pour plusieurs valeurs de la pression détendeur - vanne ouverte de $530-540°$ . . . . . 56
3.15 Débit d'azote en fonction du temps pour plusieurs valeurs de la pression détendeur - vanne ouverte de $50-55°$ . . . . . 56
3.16 Débit massique stabilisé en fonction de la pression réglée sur le détendeur . . . . 57
3.17 Débit total et richesse en fonction des pressions détendeur oxygène et azote . . . 57
3.18 Circuit d'alimentation en prémélange ($C_2H_4/O_2$) . . . . . 58
3.19 Photo générale de l'installation expérimentale . . . . . 59
3.20 a) Potence de suspension du moteur - b) Couvercle de l'enceinte . . . . . 59

3.21 Système d'extraction des gaz brûlés pour un fonctionnement du moteur à pression ambiante . . . 60

3.22 Groupe de pompage *BOC Edwards* . . . 60

3.23 Chambre de combustion de PDE monocoup . . . 62

3.24 Signaux de pression enregistrés sur une chambre de PDE monocoup, pour différentes épaisseurs de silicone . . . 62

3.25 Premier montage du capteur de pression et de son support . . . 63

3.26 Positionnement des capteurs sur une demi-circonférence de la paroi extérieure de la chambre, injection par le haut et éjection des gaz brûlés par le bas. P1 – P8 : *Kistler* 603B/*Kistler* 6031, P9 : *Kistler* 701A, V10 – V11 : *Kistler* 8203A50, T1 – T5 : thermocouples type K . . . 63

3.27 Position des capteurs et du hublot, vue axiale du moteur depuis sa sortie . . . 64

3.28 Séquence de fonctionnement : synchronisation des 3 électrovannes (prémélange, oxygène et éthylène/azote) et de l'étincelle . . . 67

3.29 Tube à détonation . . . 68

3.30 Cellules de détonation sur une plaque de verre enfumée - mélange $C_2H_4/O_2$, richesse 1,1, pression initiale 100 mbar . . . 69

3.31 Signaux de pression enregistrés par les capteurs 1 et 2 - mélange $C_2H_4/O_2$, richesse 1,1, pression initiale 100 mbar . . . 69

4.1 Schéma de principe de la détonation continue, vue latérale de deux fronts consécutifs 74

4.2 Domaine de calcul pour la modélisation de la détonation continue se propageant dans une couche de mélange de hauteur $h$ – code *EFAE* . . . 75

4.3 Champ de pression derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . . . 76

4.4 Champ de pression derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . 76

4.5 Champ de température derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . . . 76

4.6 Champ de température derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . 76

4.7 Lignes de courant derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . . . 77

4.8 Lignes de courant derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . 77

4.9 Profils de pression derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . . . 77

4.10 Profils de pression derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : GB, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . . . 77

4.11 Profils de pression derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou gaz brûlés – code *EFAE* 78

4.12 Profils de température derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou GB – code *EFAE* . . . 78

4.13 Célérité de détonation en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – milieu adjacent : air ou gaz brûlés – code *EFAE* 78

4.14 Pression maximale en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – milieu adjacent : air ou gaz brûlés – code *EFAE* 78

4.15 Pression moyenne sur la surface inférieure en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$ ($p_o$=1 bar, $T_o$=298 K) et du nombre $n$ de fronts – milieu adjacent : air ou gaz brûlés . . . . . 79

4.16 Impulsion spécifique en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$ ($p_o$=1 bar, $T_o$=298 K) et du nombre $n$ de fronts – milieu adjacent : air ou gaz brûlés . . . . . 79

4.17 Profils de vitesse matérielle $u_x$ derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou GB – code *EFAE* . . . . . 80

4.18 Profils de célérité du son derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou GB – code *EFAE* . . . 80

4.19 Nombre de Mach $M_{xy}$ à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . 80

4.20 Nombre de Mach $M_{xy}$ à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . . . 80

4.21 Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . . . . . 81

4.22 Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . . . 81

4.23 Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE* . . . . . 81

4.24 Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE* . . . . . 81

4.25 Evolution de la pression de détonation CJ en fonction des fractions massiques de gaz brûlés et d'azote – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K . . . . . 82

4.26 Evolution de la célérité de détonation CJ en fonction des fractions massiques de gaz brûlés et d'azote – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K . . . . . 82

4.27 Evolution de la température de détonation Chapman - Jouguet en fonction des fractions massiques de gaz brûlés et d'azote – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K . 83

4.28 Evolution de la pression de détonation Chapman - Jouguet en fonction des fractions massiques d'azote et de gaz brûlés – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K . . . 83

4.29 Evolution de la pression de détonation Chapman - Jouguet en fonction de $T_o$ – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o = 1$ bar . . . . . 83

4.30 Evolution de la célérité de détonation Chapman - Jouguet en fonction de $T_o$ – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o = 1$ bar . . . . . 83

4.31 Evolution de la température de détonation Chapman - Jouguet en fonction de $T_o$ – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o = 1$ bar . . . . . 84

4.32 Méthode de calcul itératif des propriétés de détonation CJ d'un mélange réactif dilué avec ses gaz brûlés . . . . . 85

4.33 Pression de détonation CJ en fonction de la fraction massique des gaz brûlés – code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB, $p_o$=1 bar, $T = T'_o$ . . . . . 86

4.34 Célérité, vitesse du son et matérielle de détonation CJ en fonction de la fraction massique des gaz brûlés – code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB, $p_o$=1 bar, $T = T'_o$ 86

4.35 Température de détonation CJ et température initiale en fonction de la fraction massique des gaz brûlés – code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB, $p_o$=1 bar, $T = T'_o$ 86

4.36 Rapports $\frac{p_{CJ}}{p_{CJ}(300\text{K})}$ et $\frac{D_{CJ}}{D_{CJ}(300\text{K})}$ en fonction de la température initiale $T_o$ (code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$) et en fonction de la température initiale $T'_o$ induite par la dilution du mélange avec ses gaz brûlés (code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB) - $p_o$=1 bar . . . . . 86

4.37 Evolution de $p_{CJ}$ en fonction de la richesse – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o = 1$ bar, $T_o = 298$ K . . . . . 87

4.38 Evolution de $D_{CJ}$ en fonction de la richesse – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o = 1$ bar, $T_o = 298$ K . . . . . 87

4.39 Evolution de $T_{CJ}$ en fonction de la richesse – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o = 1$ bar, $T_o = 298$ K . . . . . 87

4.40 Débit d'oxygène injecté dans le moteur à travers une fente d'injection sonique d'épaisseur $\varepsilon$ – $T_t$=300 K . . . . . 89

4.41 Relation de dépendance entre le rapport de section $S/S_c$ et le nombre de Mach de l'écoulement – $\gamma$=1,4 . . . . . 89

4.42 Pression statique en fonction du nombre de Mach de l'écoulement – $T_t$=300 K . . 90

4.43 Température statique en fonction du nombre de Mach de l'écoulement – $T_t$=300 K 90

4.44 Débit massique sonique en fonction de la pression initiale $p_o$ du mélange réactif, du régime de combustion (détonation CJ ou combustion isobare adiabatique) et de la section considérée (chambre annulaire ou col de la tuyère) – mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $T_o$=275 K . . . . . 94

4.45 Impulsion spécifique en fonction de $p_o$, régimes de détonation CJ et de combustion isobare adiabatique – mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$ variable, $T_o$=275 K . . . . . 95

4.46 Régime de détonation CJ dans un mélange $C_2H_4$+$3O_2$ dilué avec ses gaz brûlés, impulsion spécifique en fonction de la fraction massique $\alpha_{GB}$ des gaz brûlés – $p_o$=1 bar . . . . . 95

4.47 Impulsion spécifique pour les régimes de détonation CJ et de combustion isobare adiabatique – mélanges réactifs divers, $p_o$=10 bar, $T_o$=200 K, $p_a$ variable . . . . . 95

5.1 Signaux de pression des capteurs *Kistler* 603B n°1, 3 et 4 – Tir 192 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . . . . . 100

5.2 Signaux de pression des capteurs *Kistler* 603B n°1, 3 et 4 – Tir 192 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . . . . . 100

5.3 Capteurs de pression *Kistler* 603B n°6, 7 et 8 et capteur *Kistler* 6031 n°3 – Tir 342 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . 100

5.4 Capteurs de pression *Kistler* 603B n°6, 7 et 8 et capteur *Kistler* 6031 n°3 – Tir 342 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . 100

5.5 2 fronts réactifs successifs en vue latérale, injection par le bas et éjection par le haut – Tir 346 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 – Caméra *Thomson* TSN 506N, lumière directe, mode *streak*, balayage 800 $\mu$s (62,5 m/s), fente 0,2 mm . . . . . 101

5.6 8 fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 142 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels . . . . . 101

5.7 Fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 41 : $\delta$=3,5 mm, débit 28 – 35 g/s, richesse 0,75 – 1,1, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels 102

5.8 Fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 54 : $\delta$=3,5 mm, débit 22 – 29 g/s, richesse 0,9 – 1,1, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels 102

5.9 Fronts réactifs en vue arrière axiale, séquence de 3 images espacées de 14,3 $\mu$s – Tir 92 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 – Caméra *Photron* APX RS3000, lumière directe, temps d'exposition 2 $\mu$s, cadence 70 000 images/seconde, objectif 17 mm, 128 × 128 pixels . . . . . 102

5.10 Fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 92 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 – Caméra *Photron* APX RS3000, lumière directe, temps d'exposition 2 $\mu$s, cadence 70 000 images/seconde, objectif 17 mm, 128 × 128 pixels . . . . . 103

5.11 Vue latérale de l'éjection des gaz brûlés, séquence de 5 images espacées de 66,7 $\mu$s – Tir 93 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 – Caméra *Photron* APX RS3000, lumière directe, temps d'exposition 10 $\mu$s, cadence 45 000 images/s, objectif 17 mm, 128 × 208 pixels . . . . . 103

5.12 Séquence de fonctionnement : synchronisation des trois électrovannes (prémélange, oxygène et éthylène/azote) et de l'étincelle . . . . . 104

5.13 Pression ambiante dans l'enceinte expérimentale, capteur *Kistler* 701A – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=170 ms . . . . . 106

5.14 Principe de l'acquisition en mode *Fast Frame* avec retard variable . . . . . 107

5.15 Niveaux de fréquence calculés par FFT sur des signaux de luminosité acquis en mode *Fast Frame* sur cinq essais consécutifs – $\delta$=3,5 mm, débit 13 – 16 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms . . . . . 108

5.16 Célérités calculées à partir des images par caméra rapide et des calculs de FFT sur les signaux de luminosité – $\delta$=3,5 mm, débit 13 – 16 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms . . . . . 108

5.17 Fronts réactifs en vue arrière axiale – $\delta$=3,5 mm, débit 13 – 16 g/s, richesse 0,9 – 1,2 – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels . . . . . 108

5.18 Signaux de pression, luminosité et vibrations simultanés, résolution de 0,8 à 1 $\mu$s – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . . . . . 109

5.19 Niveaux de fréquence calculés par FFT sur plusieurs signaux de pression, vibrations et luminosité – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms . . . . . 109

5.20 Célérités obtenues à partir des calculs de FFT sur plusieurs signaux de pression, vibrations et luminosité de la figure 5.19 – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms 109

5.21 Signaux de pression et déphasages, capteurs *Kistler* 603B – Tir 314 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 110

5.22 Nombre de fronts calculé à partir de la méthode des déphasages de pression – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms 111

5.23 Comparaison des méthodes de calcul de la célérité – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms . . . . . 111

5.24 Signaux de pression (capteurs *Kistler* 603B) dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 181 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 111

5.25 Signaux de pression (capteurs *Kistler* 603B) dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 182 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 111

5.26 Signaux de pression (capteurs *Kistler* 603B) et de luminosité dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 183 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . . . . . 112

5.27 Changement de fréquence du signal de pression (capteur *Kistler* 603B) dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 182 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . . . . . 112

5.28 Pression de détonation en fonction de la richesse, comparaison entre calculs et expériences – Mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o$=100 et 200 mbar, température ambiante . . 113

5.29 Célérité de détonation en fonction de la richesse, comparaison entre calculs et expériences – Mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o$=100 et 200 mbar, température ambiante . . 113

5.30 Taille de la cellule de détonation en fonction de la richesse, résultats expérimentaux – Mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o$=100 et 200 mbar, température ambiante . . . . . 114

5.31 Fréquences de rotation (FFT sur signal de fibre optique) et nombre de fronts réactifs pour différents débits entre 8,5 et 29 g/s – $\delta$=3,5 mm, richesse $\approx$ 1 . . . . 114

5.32 Célérité de rotation des fronts réactifs pour différents débits entre 8,5 et 35 g/s, calculs à partir de la figure 5.31 – $\delta$=3,5 mm, richesse $\approx$ 1 . . . . . 115

5.33 Célérité de rotation des fronts réactifs pour différents débits entre 8,5 et 35 g/s, calculs à partir de la figure 5.31 – $\delta$=3,5 mm, richesse $\approx$ 1 . . . . . 115

5.34 Fréquences de rotation (FFT sur signal de fibre optique) et nombre de fronts réactifs pour différentes richesses entre 0,4 et 3,6 – $\delta$=3,5 mm, débit total $\approx$ 15 g/s 116

5.35 Célérité de rotation des fronts réactifs pour différentes richesses entre 0,4 et 3,6, calculs à partir de la figure 5.34 – $\delta$=3,5 mm, débit total $\approx$ 15 g/s . . . . . 116

5.36 Célérité de rotation des fronts réactifs pour différentes richesses entre 0,4 et 3,6, calculs à partir de la figure 5.34 – $\delta$=3,5 mm, débit total $\approx$ 15 g/s . . . . . 117

5.37 Célérité des fronts réactifs, calculs à partir de la figure 5.38 – $\delta$=3,5 mm (Tirs 33 à 43) et $\delta$=5,5 mm (Tirs 163 à 177), débit 28 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 118

5.38 Fréquences de rotation (FFT sur signal de fibre optique) et nombre de fronts réactifs – $\delta$=3,5 mm (Tirs 33 à 43) et $\delta$=5,5 mm (Tirs 163 à 177), débit 28 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 118

5.39 Fréquences de rotation (FFT sur signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8) et nombre de fronts réactifs – $\delta$=5,5 mm, $L$=47 mm (Tirs 329 à 332) et $L$=100 mm (Tirs 302 à 306), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 119

5.40 Célérité des fronts réactifs, calculs à partir de la figure 5.39 – $\delta$=5,5 mm, $L$=47 mm (Tirs 329 à 332) et $L$=100 mm (Tirs 302 à 306), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 119

5.41 Signaux de pression dans la chambre avec blocage arrière $\delta'$=2 mm – Tir 214 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 120

5.42 Signaux de pression dans la chambre avec blocage arrière $\delta'$=1 mm – Tir 317 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 120

5.43 Signaux de pression dans la chambre avec blocage arrière $\delta'$=0,75 mm – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 120

5.44 Fréquences de rotation, FFT sur les signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8 et de la fibre optique – $\delta$=5,5 mm, $\delta' = \delta$ (Tir 207), $\delta'$=2 mm (Tir 215), $\delta'$=1 mm (Tirs 315 à 319), $\delta'$=0,75 mm (Tir 347), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . 121

5.45 Célérité des fronts réactifs en fonction du temps, calculs à partir de la figure 5.44 – $\delta$=5,5 mm, $\delta' = \delta$ (Tir 207), $\delta'$=2 mm (Tir 215), $\delta'$=1 mm (Tirs 315 à 319), $\delta'$=0,75 mm (Tir 347), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 121

5.46 Impulsion spécifique pour plusieurs configurations à pression atmosphérique – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=1500 ms . . . . . 123

5.47 Impulsion spécifique pour plusieurs configurations à $p_a$=300 mbar – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=1010 ou 1500 ms . . . . . 123

5.48 Comparaison des courbes des figures 5.46 et 5.47 – Essais à pression atmosphérique et à $p_a$=300 mbar . . . . . 124

5.49 Positionnement des thermocouples T1 à T5 et de la zone bleuie, injection par le haut et éjection des gaz brûlés par le bas . . . . . 125

5.50 Photo de la paroi extérieure de la chambre en Inox, zone bleuie par le passage des fronts réactifs . . . . . 125

5.51 Evolution temporelle de la température en paroi de chambre en Inox non refroidie, thermocouples T1 à T5 – Tirs 164, 169, 172, 175 et 177 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, $\Delta t_3$=1010 ms . . . . . 125

5.52 Evolution temporelle de la température en paroi de chambre, thermocouple T1 – $\delta$=3,5 mm (cuivre refroidi) et $\delta$=5,5 mm (Inox non refroidi, tirs 163 à 166), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, $\Delta t_3$=490, 1010, 1500 et 1990 ms . . . . . 126

5.53 Evolution temporelle de la température en paroi de chambre en Inox non refroidi, avec et sans blocage arrière, thermocouple T2 – $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=5,5 mm (tirs 168 à 170) et $\delta'$=0,75 mm (tirs 350, 351 et 354), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, $\Delta t_3$=490, 1010 et 1500 ms . . . . . 127

5.54 Fréquences de rotation, FFT sur les signaux des capteurs de vibrations n°10 et 11 et de la fibre optique – Tir 209 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=800 ms . . . . . 128

5.55 FFT sur le signal du capteur de vibrations n°10 – Tir 209 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=800 ms . . . . . 128

5.56 Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°2 – Tir 346 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 129

5.57 Evolution de la moyenne temporelle de pression des capteurs n°1 à 4 – Tir 190 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 130

5.58 Signaux des capteurs *Kistler* 6031 n°1 et *Kistler* 603B n°3 et 5 situés sur une même génératrice – Tir 334 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 130

5.59 Evolution de la moyenne temporelle de pression du capteur n°1 – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 130

5.60 Profils de pression moyenne surfacique ou locale derrière le front de détonation, mesure sur la surface inférieure, calculs avec le code EFAE – Mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=2 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K . . . . . 131

5.61 Composition des vitesses au niveau du front de détonation . . . . . 132

5.62 Rotation en sens normal – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 133

5.63 Rotation en sens inverse – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 133

5.64 Mouvement contra-rotatif – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 134

5.65 Rotation en sens normal – Tir 343 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, blocage arrière + tuyère, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 134

5.66 Régimes de rotation des fronts réactifs dans la chambre de combustion munie d'un blocage arrière, l'épaisseur des flèches est fonction de l'amplitude du pic ou de la perturbation de pression . . . . . 134

5.67 Transition rotation en sens normal → mouvement contra-rotatif → rotation en sens inverse – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 135

5.68 Transition 2 fronts en mouvement contra-rotatif → 1 fronts en rotation en sens inverse, nombre de fronts calculé par la méthode des déphasages des signaux de pression – Tir 361 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms . . . . . 136

5.69 Transition 2 fronts en mouvement contra-rotatif → 1 fronts en rotation en sens inverse, célérité calculée par la méthode des déphasages des signaux de pression – Tir 361 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms . . . . . 136

5.70 Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°1 pendant la phase de démarrage – Tir 191 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 . . . . . 137

5.71 Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°2 – Tir 346 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 137

5.72 Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°6 – Tir 314 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 137

5.73 Signaux de pression des capteurs n°3 et 6 – Tir 314 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 138

5.74 Fréquences de rotation (FFT sur signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8) et nombre $n$ de fronts – Tirs 329 à 332 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 139

5.75 Célérité de rotation et nombre $n$ de fronts réactifs, calculs à partir de la figure 5.74 – Tirs 329 à 332 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 139

5.76 Nombre de fronts calculé à partir de la méthode des déphasages de pression – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms 140

5.77 Célérité calculée par FFT sur le signal de pression du capteur Kistler 603B n°3 – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms 140

# Liste des tableaux


2.1 Célérité des fronts en fonction de la géométrie de la chambre - $CH_4/O_2$ [15] . . . 18

2.2 Fonctionnement avec des mélanges combustible/air [14] . . . . . 19

2.3 Performances des moteurs *Viking* 5C, *Vulcain*, *Vulcain* 2, *Viking* 4, HM7B et *Vinci* 28

3.1 Caractéristiques de la détonation Chapman - Jouguet des mélanges $H_2$+0,5$O_2$, $CH_4$+2$O_2$, $C_2H_2$+2,5$O_2$ et $C_2H_4$+3$O_2$ aux CATP . . . . . 53

4.1 Caractéristiques des milieux gazeux modélisés avec *EFAE* . . . . . 75

4.2 Caractéristiques des mélanges utilisés dans le modèle de performances . . . . . 91

4.3 Impulsion spécifique pour des mélanges stœchiométriques à base d'oxygène – $p_o$=10 bar, $T_o$=200 K, $p_a$=1 mbar . . . . . 96

5.1 Caractéristiques de fonctionnement avec blocages – débit 30 – 35 g/s, richesse ≈ 1 121

5.2 Coefficient d'échange en fonction de la position par rapport à l'injection – Calculs *CUTTER* à partir des données de la figure 5.51, $\Delta t_3$=1010 ms . . . . . 127

5.3 Coefficient d'échange en fonction de la durée d'injection $\Delta t_3$ – Calculs *CUTTER* à partir des données de la figure 5.52, thermocouple T1 . . . . . 127

5.4 Influence du blocage $\delta'$ – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 130

5.5 Influence du débit – $\delta$=3,5 mm, $L$=47 mm, richesse ≈ 1 . . . . . 140

5.6 Influence de la richesse – $\delta$=3,5 mm, $L$=47 mm, débit total ≈ 15 g/s . . . . . 140

5.7 Influence de la largeur $\delta$ – $L$=47 mm, débit 28 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . . 141

5.8 Influence de la longueur $L$ – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 . . . . 141

5.9 Influence du blocage $\delta'$ – $\delta$=5,5 mm, $L$=47 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 141

# Chapitre 1

# Introduction

# Chapitre 1

# Introduction

Les évolutions techniques concernant les systèmes de propulsion spatiale tendent à être de moins en moins rapides. Les principaux travaux de recherche et développement portent sur l'optimisation du régime de combustion, sur l'amélioration de la tenue thermique et mécanique des matériaux, sur le contrôle des instabilités dans les tuyères et sur la diminution de la masse du moteur. Les performances propulsives augmentent moins rapidement. Pour permettre le lancement dans l'espace de charges utiles plus grandes ou des missions habitées vers d'autres planètes que la Terre, une rupture technologique semble nécessaire. L'exploitation du régime de détonation en remplacement de la combustion isobare peut constituer l'une de ces ruptures.

Les premiers travaux sur la propulsion par détonation ont été menés par Hoffmann [40], ils ont introduit le principe du moteur à détonation pulsée ou *pulse detonation engine* (PDE). Pour la propulsion hypersonique, la détonation oblique stationnaire, stabilisée dans un écoulement à grand nombre de Mach, est envisagée pour générer la poussée. Ces deux concepts n'ont pas été abordés dans cette étude sur la propulsion spatiale par détonation, le premier faisant apparaître des difficultés technologiques conséquentes et le second ne fonctionnant qu'en mode aérobie.

Le fonctionnement du moteur à détonation continue est basé sur la détonation entretenue dans un espace annulaire par une arrivée de mélange réactif devant elle. L'aspect stationnaire de l'onde de détonation initiée dans ce moteur permet d'envisager l'établissement d'un plan sonique dans l'espace annulaire ; un col sonique peut aussi être amorcé dans une tuyère en sortie de chambre de combustion. Le découplage aérodynamique entre la chambre et le milieu extérieur permet le fonctionnement du moteur dans un milieu à pression ambiante sub-atmosphérique. Pour cette raison, le moteur à détonation continue rotative a été choisi pour faire l'objet d'une étude plus approfondie sur son application propulsive pour le spatial.

Expérimentalement, la détonation rotative est obtenue dans une chambre de révolution délimitée par deux cylindres coaxiaux (voir Figure 1.1). L'injection séparée en combustible et en oxydant se fait sur le côté fermé de la chambre, à travers des fentes de révolution. Localement, la détonation bloque l'alimentation de combustible et d'oxydant. Après le passage de la détonation, la pression en ce point diminue rapidement du fait de la détente arrière bidimensionnelle. Quand la pression devient inférieure à la pression d'alimentation, les deux composants sont de nouveau admis dans la chambre et se mélangent. Le front de détonation suivant se retrouve donc devant un mélange frais réactif et peut continuer à se propager.

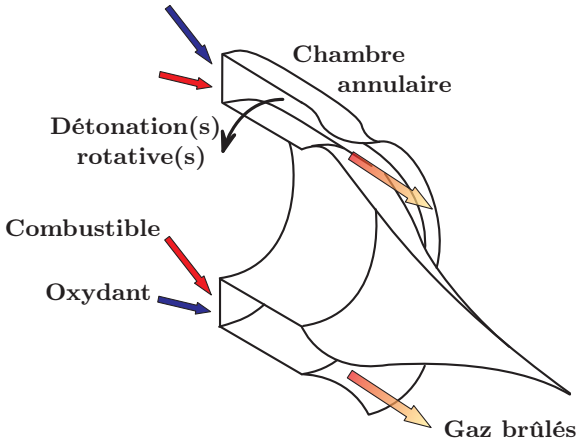


Fig. 1.1 – Schéma de principe de la détonation continue rotative [2]

Les premières études sur la détonation continue ont été effectuées à partir des années 60 dans le cadre de l'analyse d'instabilités de combustion [3, 25, 36] ou du régime de détonation hélicoïdale [10, 51, 77, 79]. Par la suite la détonation continue a essentiellement fait l'objet d'études fondamentales expérimentales [11, 85] ou numériques [86, 87] à l'Institut d'Hydrodynamique Lavrent'ev (IHL, Novosibirsk - Russie) et n'a que ponctuellement été envisagée pour une application propulsive [2, 29, 52, 54, 64]. Plusieurs géométries de chambres annulaires (centrifuge, centripète ou cylindrique axiale) ont été utilisées pour stabiliser un régime d'ondes de détonation transverses rotatives dans différents mélanges plus ou moins détonants :

- combustible : hydrogène, méthane, acétylène, éthylène, propane, benzène, acétone, kérosène ou gazole ;
- oxydant : oxygène, air ou oxygène avec azote en différentes proportions.

L'injection est obtenue par décharge très rapide du combustible et de l'oxydant qui sont stockés dans des réservoirs de quelques litres sous une pression de plusieurs bars à plusieurs dizaines de bars. La durée de fonctionnement de l'installation (entre 0,1 et 0,5 s) est contrôlée par l'ouverture et la fermeture des électrovannes d'alimentation de l'installation. Cette durée étant relativement courte, il n'a pas été prévu de système de refroidissement des parois de la chambre.

Dans les chambres annulaires cylindriques à écoulement axial, des régimes de propagation à plus de 2000 m/s sont mesurés. Ils sont favorisés par l'utilisation de mélanges fortement réactifs ($C_2H_2$+2,5$O_2$ par exemple) injectés à des débits élevés (plusieurs dizaines à centaines de grammes par seconde). Si le débit de mélange n'est pas suffisant et l'injection inadaptée, le phénomène de brassage entre gaz réactifs et réagis induit une dégradation des caractéristiques de détonabilité et une diminution de célérité. Très peu d'informations sont publiées sur les niveaux de pressions, elles semblent indiquer que le rapport de pression au niveau des fronts est compris entre 5 et 10. La configuration de chambre annulaire cylindrique a servi de base à quelques concepts de propulsion par détonation rotative. La faisabilité d'un tel système n'a pas été démontrée expérimentalement, mais quelques études analytiques laissent penser que l'exploitation du régime de détonation en lieu et place de la combustion turbulente apporterait un gain de quelques pourcents en terme de poussée. Comme le front de détonation assure une pré-compression du mélange réactif, il n'est cependant pas nécessaire d'injecter les composants liquides ou gazeux à des pression aussi élevées que dans les moteurs fusées actuels (une réduction dans un rapport trois peut être envisagée), ce qui se traduit par une simplification et un allègement des turbopompes.

C'est dans ce contexte que prend place ce travail dont l'objectif est d'étudier expérimentalement et numériquement la faisabilité et l'intérêt en propulsion d'un moteur fusée à détonation continue. Ce projet a été cofinancé par le CNES qui explore des modes de propulsion spatiale envisageables pour le futur, la propulsion par détonation étant l'un d'entre eux. L'accent est mis sur l'étude de ce système en tant que moyen propulsif, en particulier en atmosphère raréfiée. Pour cela, une installation expérimentale spécifique a été développée pour permettre un fonctionnement du moteur sur plusieurs secondes et mesurer sa poussée. Outre le moteur à détonation continue, ce dispositif comporte une enceinte de grand volume pour un fonctionnement à pression atmosphérique ou sub-atmosphérique, des circuits d'alimentation en gaz et de refroidissement, un système d'extraction des gaz brûlés et un dispositif d'allumage et de commande. L'observation des phénomènes physiques liés à la détonation continue a nécessité une métrologie et des caméras rapides. En parallèle, une première approche numérique a été effectuée.

Pour situer le contexte de ce travail, **le chapitre 2** détaille l'objet de l'étude et synthétise les résultats antérieurs. Quelques notions de détonique utiles pour la bonne compréhension de ce rapport sont rappelées.

**Le chapitre 3** est consacré à la présentation détaillée du montage expérimental en cinq parties : le moteur à détonation rotative, l'installation d'alimentation en gaz, l'environnement de l'étude, la métrologie et le fonctionnement du moteur.

L'étude numérique est présentée dans **le chapitre 4**. Elle comporte une modélisation numérique bidimensionnelle de l'écoulement derrière une onde de détonation transverse, des calculs d'équilibre thermochimique et une approche analytique des performances propulsives du moteur.

**Le chapitre 5** synthétise l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude. Dans un premier temps sont présentées les observations d'ordre général sur les régimes et conditions de fonctionnement du moteur à détonation continue rotative, suivies des résultats d'études paramétriques sur les conditions d'alimentation et les dimensions de la chambre de combustion. Une première évaluation des performances du moteur et une analyse plus poussée du comportement des fronts réactifs sont effectuées. Ce chapitre synthétise enfin les résultats expérimentaux et donne quelques perspectives ouvertes par ce travail.

**Le chapitre 6** conclue ce mémoire en rappelant la configuration expérimentale mise en œuvre et en résumant l'essentiel des résultats expérimentaux et numériques.

# Chapitre 2

# Cadre de l'étude

# Chapitre 2

# Cadre de l'étude

L'objectif de ce travail est d'étudier expérimentalement et numériquement la faisabilité et l'intérêt d'un mode de propulsion par onde de détonation dans le cadre d'une application spatiale. Ce chapitre présente le concept du moteur à détonation rotative qui est la configuration retenue, synthétise les résultats antérieurs sur la détonation continue, situe cette étude dans son contexte et pour terminer rappelle quelques notions sur la phénoménologie des détonations en milieu gazeux.

## 2.1 Propulsion par détonation

La détonation est un régime de combustion très nettement supersonique. La libération d'énergie est très brutale et engendre des niveaux de pression élevés à la fin de la zone de réaction. Les trois principaux modes de propulsion par réaction basés sur la combustion en régime de détonation sont les suivants :

- le moteur à détonation oblique ;
- le moteur à détonation pulsée ;
- le moteur à détonation rotative.

Dans tous ces systèmes, le débit massique de gaz injecté $\dot{M}_o$ est (en moyenne dans le cas du PDE) égal au débit massique consommé par le front de détonation $\dot{M}_{CJ}$ dans l'hypothèse d'une onde autonome stationnaire Chapman - Jouguet (Equation 2.1).

$$\dot{M}_o = \rho_o \, S_o \, W_o = \rho_{CJ} \, S_{CJ} \, W_{CJ} = \dot{M}_{CJ} \tag{2.1}$$

En revanche, le débit massique surfacique $\dot{m} = \rho \, W$ permet de classer ces systèmes propulsifs selon deux catégories :

- $\dot{m}_o > \dot{m}_{CJ}$ : moteur à détonation oblique.
- $\dot{m}_o \ll \dot{m}_{CJ}$ : moteurs à détonation pulsée et rotative.

### 2.1.1 Le moteur à onde de détonation oblique (ODWE : *Oblique Detonation Wave Engine*) – $\dot{m}_o > \dot{m}_{CJ}$

Pour la propulsion hypersonique (nombre de Mach $M > 10$), la détonation oblique stationnaire — combustion supersonique stabilisée dans un écoulement à grand nombre de Mach — est envisagée pour générer la poussée nécessaire (Figure 2.1). Ce système répond à la nécessité de consommer l'ensemble du combustible dans les limites géométriques de la chambre de combustion et sans trop ralentir l'écoulement interne, ce qui implique des vitesses de combustion très élevées [74, 75, 76]. La détonation, régime de combustion supersonique, offre une solution adaptée à cette exigence. Comme le front de détonation est incliné, la surface $S_{CJ}$ de consommation du mélange réactif est supérieure à la section normale $S_o$ d'arrivée de ce mélange. Ce qui d'après l'équation 2.1 donne $\dot{m}_o > \dot{m}_{CJ}$.

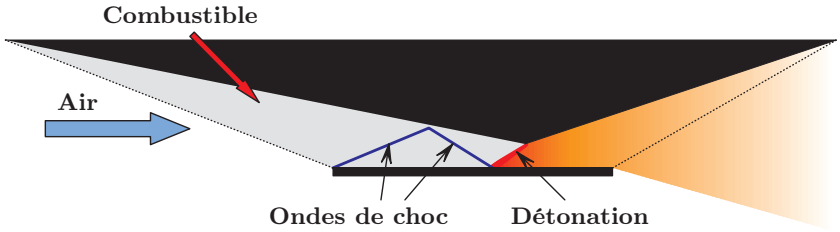


FIG. 2.1 – Principe du moteur à détonation oblique

Le système de propulsion par onde de détonation oblique n'est cependant pas envisageable dans le cadre de cette étude. Le moteur ne fonctionnant qu'en mode aérobie, il ne représente pas une alternative à un système de propulsion spatiale, y compris durant la phase de décollage car, comme un statoréacteur, il nécessite une vitesse d'entrée élevée pour être amorcé.

### 2.1.2 Le moteur à détonation pulsée (PDE : *Pulse Detonation Engine*) – $\dot{m}_o \ll \dot{m}_{CJ}$

Le moteur à détonation pulsée est l'un des modes de propulsion par détonation les plus connus [61]. Son fonctionnement est basé sur la détonation répétée d'une charge réactive périodiquement renouvelée. Un cycle de fonctionnement se décompose en 3 étapes : admission, détonation et éjection (Figure 2.2). Cette décomposition en étapes successives et distinctes fait du PDE un moteur alternatif à combustion interne et à allumage commandé ; le renouvellement constant de la charge ayant réagi assure le caractère alternatif du moteur. La célérité de propagation de la détonation est très grande devant la vitesse d'injection ($W_{CJ} \gg W_o$) donc le taux de consommation surfacique instantané de l'onde de détonation $\dot{m}_{CJ}$ est très grand devant le débit surfacique d'injection $\dot{m}_o$.

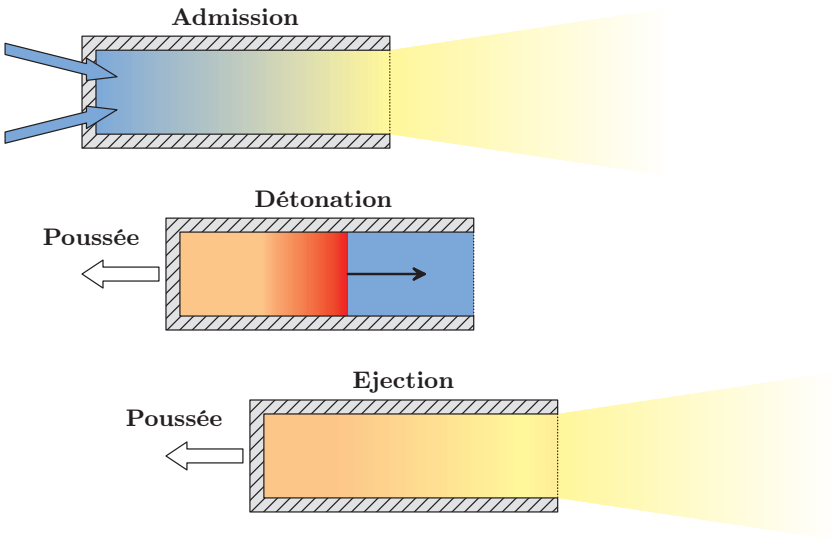


Fig. 2.2 – Cycle de fonctionnement du PDE

Le fonctionnement d'un tel moteur en atmosphère raréfiée pose cependant un problème de taille : comment effectuer l'alimentation en gaz sans que le mélange frais soit aspiré à l'extérieur avant même l'initiation du régime de détonation ? Trois solutions sont envisageables :

- utiliser une vanne positionnée en sortie de chambre, qui s'ouvre et se ferme à la fréquence de fonctionnement du moteur. Grâce à cette vanne, le mélange frais serait retenu à l'intérieur de la chambre et sa pression resterait suffisante pour que la détonation puisse se propager dans un tel milieu. Elle s'ouvrirait juste avant l'arrivée de la détonation. La réalisation technologique de cette vanne semble cependant assez délicate dans la perspective de fréquences de fonctionnement plutôt élevées, supérieures à 100 Hz.
- injecter le combustible et l'oxydant à une pression élevée (8 bar par exemple), donc peu de temps après le début de la phase de détente des produits de détonation et en profitant du fait que la section de sortie de la chambre reste sonique pendant une grande partie de cette détente. Il y a cependant risque d'auto-inflammation du mélange frais en contact avec les produits de détonation. Ce problème peut être évité grâce à un bouchon gazeux inerte (injection d'oxygène ou d'un inerte).
- créer un blocage sonique permanent en sortie de la chambre avec un col. Il a été démontré numériquement [83] que ce blocage maintient un niveau de pression suffisant dans la chambre pendant la phase d'injection. Aucune vérification expérimentale ne semble avoir été faite.

La réalisation d'un montage expérimental exploitant l'une de ces solutions fait apparaître des difficultés technologiques conséquentes. Ce mode de propulsion n'a donc pas été retenu.

### 2.1.3 Le moteur à onde de détonation rotative (RDWE : *Rotating Detonation Wave Engine*) – $\dot{m}_o \ll \dot{m}_{CJ}$

Le concept du moteur à détonation rotative est basé sur la rotation continue de plusieurs fronts de détonation entretenus par une arrivée de mélange frais devant eux (Figure 2.3). La chambre est de forme annulaire cylindrique, fermée d'un côté par le mur de poussée et ouverte de l'autre vers l'extérieur. L'alimentation est réalisée sur le fond fermé de la chambre. L'onde de détonation se propage transversalement dans le milieu réactif. Comme la surface de l'onde est petite devant la section annulaire de la chambre ($S_{CJ} \ll S_o$), on a de nouveau $\dot{m}_o \ll \dot{m}_{CJ}$.

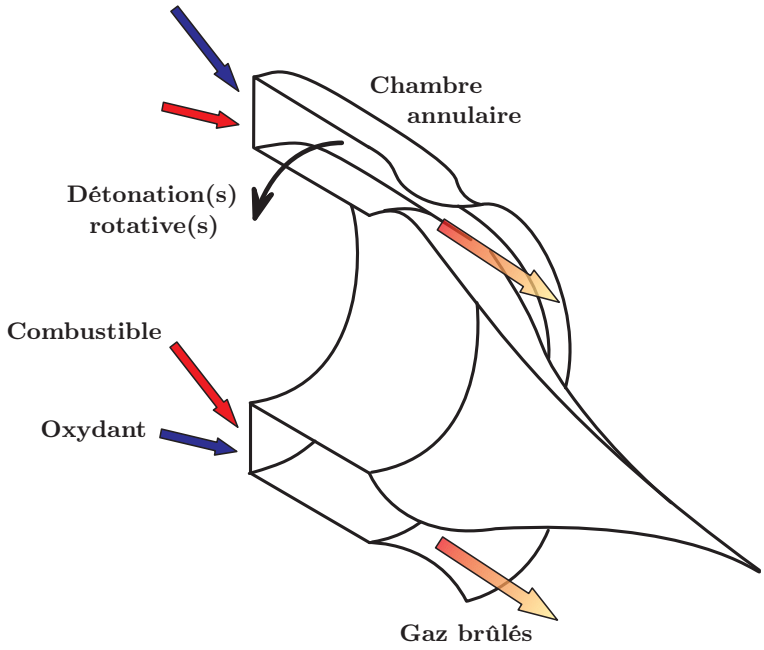


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la détonation rotative [2]

L'aspect stationnaire des ondes de détonation entretenues dans ce moteur et l'utilisation possible de tuyères en sortie de chambre de combustion permettent d'envisager l'établissement d'un col sonique en sortie de chambre. Il y aurait alors découplage aérodynamique entre la chambre et le milieu extérieur, l'étude peut donc se faire dans des milieux à basse pression atmosphérique. Cette configuration a été retenue pour l'étude de faisabilité d'un moteur à détonation en atmosphère raréfiée.

## 2.2 Résultats antérieurs sur la détonation continue

Ce chapitre fait une synthèse des éléments disponibles dans la littérature scientifique sur la détonation continue. Initié par l'analyse d'instabilités de combustion ou du régime de détonation hélicoïdale, le concept de détonation rotative a essentiellement fait l'objet d'études fondamentales et n'a que ponctuellement été envisagée pour une application propulsive.

### 2.2.1 Instabilités de combustion et détonation hélicoïdale

Les processus de combustion dans les moteurs à combustible liquide sont tels que les caractéristiques de fonctionnement du moteur correspondent aux spécifications définies initialement. Bien qu'instationnaires, ces phénomènes peuvent être associés à un comportement global quasi-stationnaire du système propulsif. Les performances ainsi que les caractéristiques de fonctionnement (stabilité du régime de combustion, écoulements, tenue thermomécanique, intensité des vibrations, etc.) sont ainsi parfaitement reproductibles ou prévisibles analytiquement.

Il est cependant possible de constater un basculement de ce régime stabilisé vers des régimes instables. Ceux-ci sont caractérisés par des fluctuations dans les processus de combustion qui peuvent écarter les caractéristiques de fonctionnement hors des spécifications et précipiter la destruction du moteur. Ces instabilités de combustion, caractérisées par des fluctuations périodiques de pression, sont essentiellement d'origine acoustique. Un mode, plus spécifiquement observé il y a de cela plusieurs décennies avec l'augmentation des dimensions de la chambre et des débits de combustible, était alors appelé *spinning-tangential instability*. Cette appellation provient du fait qu'une perturbation de pression se propage selon un mouvement tangentiel à la circonférence de la chambre. Les flux de chaleur à la paroi sont notamment très élevés, supérieurs d'un ordre de grandeur à ceux établis lors d'un fonctionnement normal.

En 1965, Clayton et Rogero [25] ont effectué des mesures expérimentales pour caractériser la perturbation de pression associée à ce mode. Ils ont fait les constatations suivantes :

- elle se propage selon un mouvement de rotation de sens constant, à une célérité supérieure à 1800 m/s dans un mélange acide nitrique/hydrocarbure sous forme de spray ;
- le maximum de pression est mesuré en périphérie de la face fermée du moteur ;
- le signal délivré par les capteurs à court temps de réponse fait très clairement apparaître une discontinuité de pression, d'amplitude vingt fois supérieure à la pression amont et de temps de montée inférieur à 3 $\mu$s.

Ces éléments conduisent les auteurs de l'étude à envisager l'hypothèse de l'existence d'une onde de détonation pour expliquer le phénomène. Cette onde se positionne sur la face fermée de la chambre, sur laquelle se fait l'injection de combustible et d'oxydant. Elle décrit une trajectoire circulaire constante en consommant le mélange réactif réinjecté entre chacun de ses passages. Les maximums de pression et de célérité sont mesurés à la périphérie de la face fermée ; c'est

probablement là que le régime de détonation se développe le mieux du fait d'un plus grand rayon de courbure.

Ar'kov *et al.* [3] aboutissent à la même constatation en établissant un parallèle entre la détonation hélicoïdale (un régime critique de propagation de la détonation dans des tubes ronds, voir Chapitre 2.4.3.2) et les instabilités hautes fréquences de la combustion observées dans les moteurs fusées à combustible liquide [38, 57, 60]. Ces deux phénomènes sont concordants sur de nombreux points. Il y a cependant une différence fondamentale : dans le cas des instabilités à hautes fréquence, l'onde transverse n'est pas précédée par un choc précurseur. Mais les niveaux de température générés par ce choc précurseur dans le milieu réactif sont sensiblement identiques à ceux engendrés par le voisinage des produits de réaction dans le cas du régime instable de combustion (voir aussi Edwards [36]). Ceci permet de conclure que cette instabilité de combustion à haute fréquence est une onde de détonation hélicoïdale particulière adaptée aux conditions spécifiques de la chambre de combustion des moteurs à combustible liquide. Ar'kov *et al.* suggèrent alors d'exploiter ces ondes transverses pour améliorer la combustion. Comme l'élévation de la température du milieu frais réduit le délai d'initiation, ce mode de combustion pourrait assurer une réaction plus complète dans une chambre plus courte.

La structure de l'onde de détonation hélicoïdale a été étudiée en détail, en particulier par Voitsekhovskii *et al.* [79] et Schott [62, 63]. Ce type d'étude (rendue délicate par la propagation hélicoïdale de l'onde transverse) a été largement facilité par l'utilisation d'un dispositif expérimental spécifique [77], le front de détonation transverse étant stabilisé dans une chambre annulaire cylindrique avec injection latérale de combustible et d'oxydant [10, 12, 20, 21, 87].

### 2.2.2 Détonation continue

Plusieurs géométries de chambre de combustion, mises au point à l'Institut d'Hydrodynamique Lavrent'ev (IHL, Novosibirsk - Russie) [52] ont permis de stabiliser des ondes transverses de détonation à propagation continue :

- la chambre annulaire centrifuge ;
- la chambre annulaire centripète ;
- la chambre annulaire cylindrique.

L'injection est obtenue par décharge très rapide du combustible (hydrogène/$H_2$, méthane/$CH_4$, acétylène/$C_2H_2$, éthylène/$C_2H_4$, propane/$C_3H_8$, benzène/$C_6H_6$, acétone/$CH_3COCH_3$, kérosène, gazole, ...) et de l'oxydant (oxygène, air, oxygène+azote) qui sont stockés dans des réservoirs de quelques litres sous une pression de plusieurs bars à plusieurs dizaines de bars. La durée de fonctionnement de l'installation (entre 0,1 et 0,5 s) est contrôlée par l'ouverture et la fermeture des électrovannes d'alimentation de l'installation. Cette durée étant relativement courte, il n'a pas été prévu de système de refroidissement des parois de la chambre.

#### 2.2.2.1 Chambre annulaire centrifuge

C'est Voitsekhovskii en 1959 [77, 78] puis Mikhailov et Topchiyan en 1965 [51] qui publient les premiers éléments sur l'étude de la détonation continue. La figure 2.4-a donne un aperçu de la chambre de combustion utilisée. La détonation se propage de façon continue selon un sens déterminé (sens positif sur la figure 2.4-b) dans un canal annulaire délimité dans sa partie supérieure par une plaque de verre. L'injection de prémélange se fait par la paroi intérieure (Figure 2.4-c, côté I), près de l'axe de la chambre, et les produits de détonation sont éjectés à travers la paroi extérieure (côté E) selon un mouvement centrifuge. Ces gaz brûlés sont collectés dans un réservoir sous basse pression. Pour éviter une remontée de flamme dans le réservoir de prémélange, la forme de la fente et la pression d'injection ont été optimisées, vraisemblablement pour assurer une section sonique. Pour procéder à l'initiation de la détonation selon le sens désiré, l'allumage se fait sur l'une des faces d'un obturateur qui est retiré pendant que la détonation effectue sa première rotation.

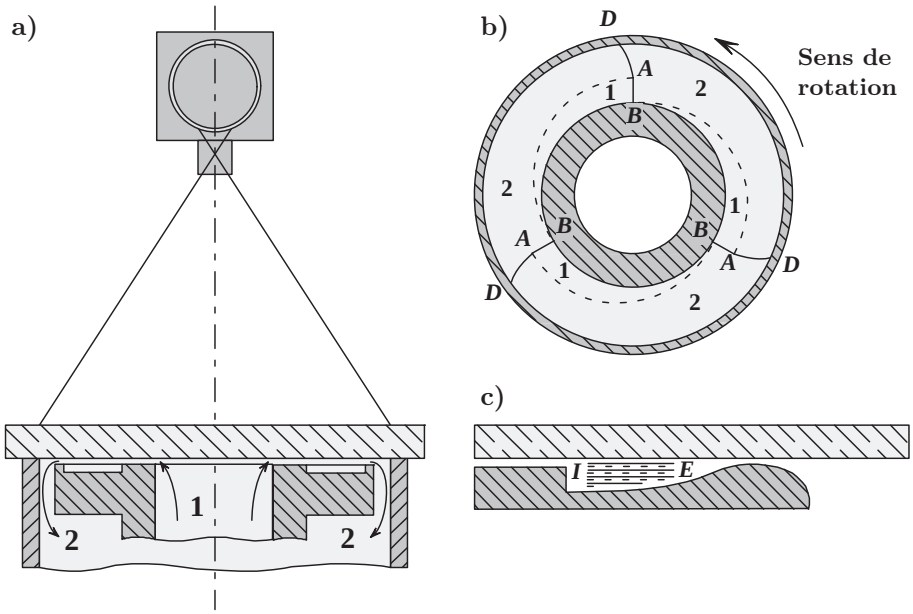


Fig. 2.4 – Vues de face (a) et de dessus (b) de la chambre de combustion [77] (1 : mélange frais, 2 : produits de détonation) - (c) détail de la chambre vue en coupe [51]

Plusieurs fronts réactifs sont observés sur la circonférence (Figure 2.4-b) ; leur nombre dépend du mélange et des dimensions de la chambre. Une caméra visualise ces fronts à travers la paroi supérieure en verre, en appliquant la méthode dite "de compensation totale". Pour cela, le film se déplace à la célérité de propagation de l'onde de détonation. Chaque front s'imprime alors sur le film sous la forme d'une cycloïde (Figure 2.5). Le nombre de courbes distinctes permet de déterminer le nombre de fronts.

Le processus est particulièrement stable. Pour une chambre de dimensions données, le nombre de fronts reste quasiment constant, par exemple cinq ou six dans une chambre de diamètre

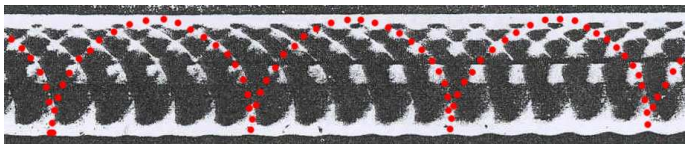

FIG. 2.5 – Film ayant subi l'empreinte de 5 fronts de détonation simultanés, trajectoire cycloïde d'un front en rouge [77]

250 mm avec un mélange acétylène/oxygène. La célérité de propagation des fronts augmente si leur nombre diminue, et inversement. Les valeurs mesurées sont de l'ordre de 800 à 1400 m/s. Enfin, le saut de pression à travers le front n'est pas très élevé, le rapport entre la pression amont (estimée à 15 ou 20 mbar) et la pression maximale est de l'ordre de trois ou quatre.

Cette configuration de chambre a de nouveau été utilisée plus récemment [15, 17], avec cette fois une injection séparée en combustible (acétylène) et en oxydant (oxygène) au niveau de la surface intérieure ($\varnothing_{int}$=20 mm) par le biais de deux séries d'ouvertures (Figures 2.6 et 2.7). Le débit total injecté en proportions quasi-stœchiométriques est compris entre 50 et 100 g/s. Le diamètre extérieur de la chambre est $\varnothing_{ext}$=40, 80 ou 100 mm, et son épaisseur $\delta$=2,5 à 8 mm.

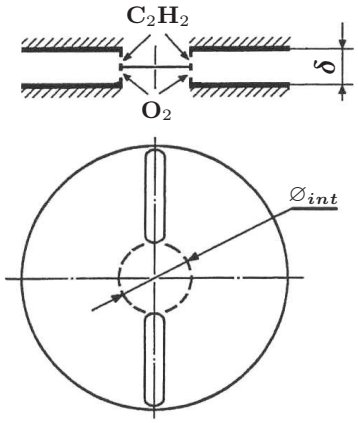


FIG. 2.6 – Vues en coupe et de face de la chambre de combustion centrifuge [17]

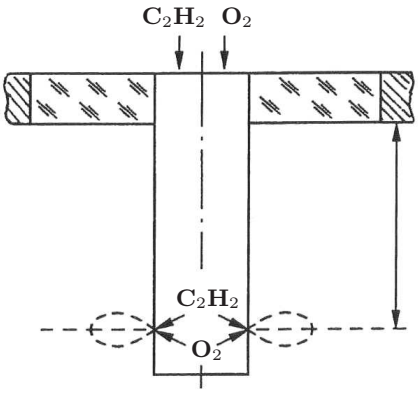


FIG. 2.7 – Dispositif de génération d'une couche de mélange annulaire [16]

Si les produits de combustion sont rejetés à pression ambiante [15], un ou deux fronts rotatifs se propagent à 1000 – 1300 m/s. L'épaisseur de la zone lumineuse varie de 8 à 15 mm. Ce processus a pu être observé avec l'acétylène mais aussi avec l'hydrogène ou leurs mélanges, pour des richesses variant de 0,5 à 2. En revanche, l'utilisation d'un mélange méthane/oxygène n'a pas permis de stabiliser une combustion à l'intérieur de la chambre. La moins bonne détonabilité de ce mélange justifie pleinement ce résultat.

Si par contre les gaz brûlés sont rejetés dans un milieu à basse pression (inférieure à 100 mbar), le régime obtenu est totalement différent : il s'agit d'un régime pulsé [17]. La figure 2.8 illustre l'interprétation qui est faite des images en mode *streak* (visualisation par fente). Après la combustion du mélange injecté dans le canal pendant le cycle précédent, le mélange continue à arriver et

à brûler partiellement près de la surface centrale. La zone de combustion incomplète se maintient un bref instant au voisinage de l'injection puis est entraînée vers l'extérieur. Quand le mélange partiellement réagi commence à sortir, une détonation apparaît (probablement initiée par des ondes de choc) et commence à remonter l'écoulement. Dans certains cas, ce front se propage uniformément jusqu'à la surface centrale (Figure 2.8 a–c) à une vitesse d'environ 1200 m/s. Le plus souvent cependant, le front de détonation n'est pas uniformément présent sur toute la circonférence (Figure 2.8 d–f). Deux ondes de détonation transverses naissent de la rencontre entre ce front radial et la surface intérieure. Ces ondes vont finir de consommer le mélange frais en convergeant l'une vers l'autre à une célérité de 700 à 1800 m/s. Après la collision, ces ondes disparaissent mais la zone de combustion se maintient pour amorcer un nouveau cycle. La fréquence de ce phénomène est stabilisée vers 10 kHz. Une transition peut occasionnellement s'effectuer vers un régime d'ondes de détonation transverses rotatives se propageant à plus de 1000 m/s.

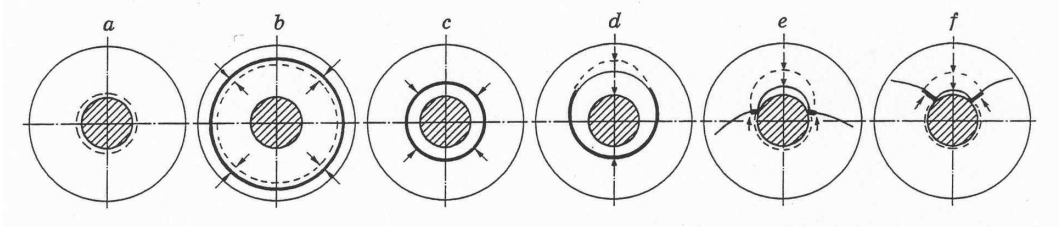


Fig. 2.8 – Régime de combustion et détonation pulsée [17]

Une configuration très particulière a été testée : la combustion d'une couche de mélange réactif autour d'un cylindre [16], autrement dit une chambre centrifuge sans parois latérales (Figure 2.7). Un régime de fronts réactifs continus a alors été établi pour une pression environnante de fonctionnement comprise entre 300 et 600 mbar. Il s'agit plus précisément d'un système de quatre paires de fronts collisionnant périodiquement entre eux, chaque front ne parcourant qu'un huitième de la circonférence selon un mouvement d'aller-retour. Cinq paires de fronts ont même été observées pour les débits de gaz les plus élevés (jusqu'à 130 g/s). La fréquence de collision des ondes, très régulière, correspond à une célérité moyenne de 1400 m/s. Pendant l'intervalle entre deux collisions, la célérité de propagation varie en réalité de 600 à 1700 m/s. Ce phénomène est tridimensionnel car le rapprochement d'une seule paroi latérale à quelques millimètres de l'injection modifie radicalement le régime de propagation. C'est alors une à trois ondes transverses qui tournent de façon régulière dans le même sens à 1100 – 1230 m/s, et le domaine de pression ambiante adapté à ce nouveau régime est plus étendu (50 – 850 mbar).

A partir de ce principe de chambre centrifuge sans parois latérales, une première étude a été menée pour déterminer la faisabilité d'un moteur à détonation avec combustion externe [70, 71]. Il en ressort que la propagation d'une onde de détonation autour d'un cylindre est rendue possible par l'apparition régulière de centres de réinitiation à une certaine distance de la paroi cylindrique. Ce phénomène nécessite donc que la couche de mélange injectée soit suffisamment épaisse, mais aussi que le rayon de courbure ne soit pas trop petit par rapport à cette épaisseur. A l'heure actuelle, aucune suite n'a été apportée à cette étude.

Au vu des résultats actuellement publiés, une chambre de combustion à géométrie centrifuge permet de stabiliser un régime de fronts de détonation transverses mais ces fronts se propageant à des célérités peu élevées. La célérité mesurée est sensiblement égale à la célérité du son dans les produits de détonation, soit un peu plus de la moitié de la célérité Chapman - Jouguet (voir l'équation A.6 en Annexe A). Le rayon de courbure de la trajectoire d'un front de détonation peut être à l'origine d'un déficit de célérité. L'amplitude du déficit par rapport à la célérité de détonation théorique Chapman - Jouguet est cependant anormalement élevée dans ces résultats. La nature de ces fronts réactifs n'est pas bien précise, et rien ne permet de dire s'il s'agit de fronts de détonation.

#### 2.2.2.2 Chambre annulaire centripète

Dans la chambre annulaire centripète, l'injection séparée de combustible et d'oxydant se fait sur la paroi extérieure, et c'est le long de cette même paroi que les ondes transverses se propagent (Figure 2.9).

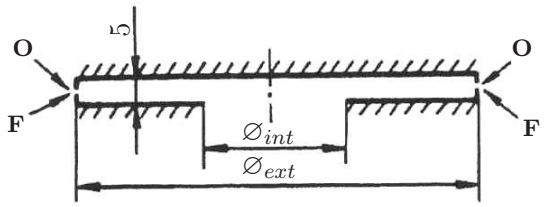


Fig. 2.9 – Chambre annulaire centripète [15]

Contrairement à la configuration centrifuge, cette chambre a permis de générer un régime d'ondes transverses avec un mélange méthane/oxygène quasi-stœchiométrique dans une chambre de diamètre $\varnothing_{ext}$=80 mm [15]. De plus, des célérités supérieures à 2000 m/s (soit 80 à 90% de la célérité de détonation théorique Chapman - Jouguet) sont mesurées tant que le diamètre de sortie $\varnothing_{int}$ n'est pas trop réduit. Le tableau 2.1 montre que la célérité des fronts réactifs augmente avec le diamètre de sortie. Ces mesures ont été faites lors d'essais avec des débits de gaz supérieurs à 100 g/s. La pression moyenne dans la chambre, pour $\varnothing_{int}$=40 mm et des essais à pression atmosphérique, est comprise entre 0,6 et 3 bar.

| Diamètre intérieur $\varnothing_{int}$ (mm) | Célérité (m/s) |
|---|---|
| 40 | 2050 – 2100 |
| 30 | 1700 – 2100 |
| 20 | 1500 – 1800 |
| 12 | 1220 – 1450 |

Tab. 2.1 – Célérité des fronts en fonction de la géométrie de la chambre - $CH_4/O_2$ [15]

Cette géométrie de chambre permet donc la stabilisation de régimes d'ondes transverses avec des mélanges peu détonants. Des essais ont même été effectués avec des mélanges à base d'air

[14], y compris avec du kérosène [12] ou du gazole alors injecté à l'état liquide sous forme de sprays. Les dimensions de la chambre ont été augmentées ($\varnothing_{ext}$=204 mm, $\varnothing_{int}$=50 mm, épaisseur 15 mm), de même que les débits injectés (plusieurs kilogrammes par seconde). Les visualisations indiquent que la combustion se fait par le biais d'une seule onde de détonation transverse dont l'épaisseur radiale est d'environ 25 mm. Les conditions de richesse, de débit total injecté, de célérité et de pression moyenne (probablement l'intégration temporelle du signal de pression) dans la chambre sont données dans le tableau 2.2.

| Combustible | Richesse | Débit total (g/s) | Célérité (m/s) | Pression moyenne (bar) |
|---|---|---|---|---|
| kérosène | 1,7 | 4800 | 1780 – 2000 | 32 |
| gazole | 1,7 | 4800 | 1690 – 1940 | 30 |
| méthane | 1,3 | 4410 | 1730 – 2000 | 35 |
| hydrogène | 0,44 | 2735 | 1780 – 1880 | 25 |

Tab. 2.2 – Fonctionnement avec des mélanges combustible/air [14]

Les célérités sont encore particulièrement élevées, mais aussi les pressions moyennes dans la chambre qui dépassent 30 bar. Cela vient d'un blocage important : le rapport entre la surface d'entrée des gaz frais et la surface de sortie des gaz brûlés est voisin de 5. Cette même chambre a été utilisée pour mettre au point un système d'auto-inflammation [13, 19] en injectant le combustible et l'oxydant à des débits et des pressions élevés. Un mouvement de rotation des gaz frais est généré dans la chambre par l'inclinaison des orifices d'injection. L'auto-inflammation induite par les pressions élevées (jusqu'à plus de 50 bar) est favorisée par une plus forte détonabilité du mélange et par un rapport de blocage élevé, elle s'explique probablement par la génération de chocs par jets supersoniques. Par contre, les mêmes essais sans mouvement de rotation n'aboutissement pas à l'auto-inflammation ; aucune explication n'est encore apportée à ce phénomène. Ce dispositif peut servir d'initiateur sans apport d'énergie extérieure.

#### 2.2.2.3 Chambre annulaire cylindrique

La chambre annulaire (voir les figures 2.10 et 2.11) est en quelque sorte un compromis entre les deux chambres précédentes. Le front est à la fois en contact avec une paroi intérieure et une paroi extérieure, en constante expansion mais aussi en appui sur la paroi extérieure.

La chambre annulaire cylindrique la plus couramment utilisée à l'IHL possède un diamètre extérieur $\varnothing_{ext}$=40 mm [9, 10, 11, 12, 18], et plus récemment $\varnothing_{ext}$=100 mm [12, 18, 20, 21]. La largeur $\delta$ de l'espace entre les deux cylindres varie de 1,5 à 15 mm, et des essais sont même effectués avec une chambre divergente [18, 20, 21]. Une seule détonation est initiée dans un canal usiné dans la partie centrale de la chambre. Du fait de l'inclinaison de ce canal, un sens de propagation de la détonation est privilégié. Les gaz brûlés sont évacués vers une enceinte d'environ 500 litres le plus souvent sous basse pression (10 – 600 mbar).

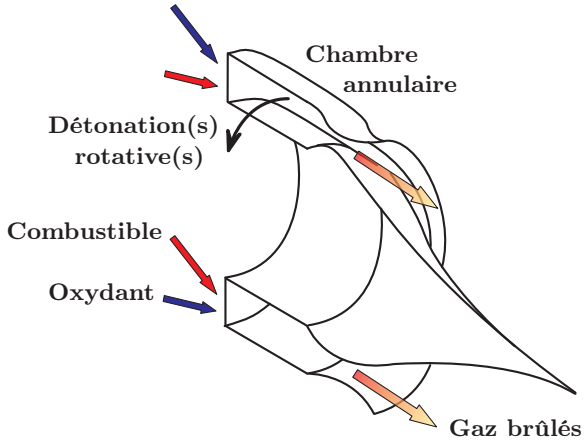


FIG. 2.10 – Schéma de principe de la détonation rotative [2]

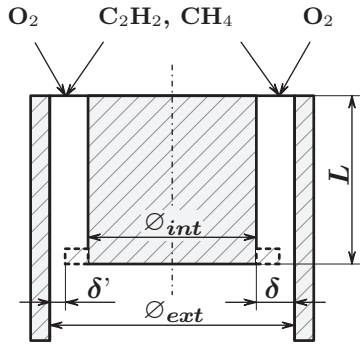


FIG. 2.11 – Chambre de combustion annulaire [10]

Un régime stable de combustion répartie en plusieurs ondes transverses a pu être initié et maintenu dans cette chambre [10]. Le nombre de fronts du régime stabilisé s'établit sans intervention extérieure car au départ un seul front réactif est initié. Ce nombre augmente avec le débit de gaz frais (10 – 30 g/s). La célérité, bien que supérieure à celle du son dans les gaz brûlés, reste à un niveau modéré : 1500 à 1800 m/s pour un mélange méthane/oxygène à richesse 2, soit 60 à 70% de la célérité de détonation théorique Chapman - Jouguet[1]. Quelques pics de vitesse supérieurs à 2000 m/s sont cependant constatés dans des mélanges à base d'acétylène. La célérité des ondes de détonation augmente avec la largeur $\delta$ et diminue avec la longueur $L$ de la chambre. Enfin, si le débit de gaz frais augmente alors que le nombre de fronts reste constant, la célérité augmente [11].

Un calcul analytique fournit des célérités de propagation supérieures de 10 à 30% à celles mesurées expérimentalement [11]. Les auteurs expliquent ce déficit significatif de célérité par rapport aux calculs ou bien à la célérité expérimentalement mesurée dans des conditions idéales (tube à détonation) par deux phénomènes : une inhomogénéité du mélange réactif et une épaisseur de mélange proche d'une épaisseur critique.

Un régime de propagation stable a été obtenu expérimentalement avec des mélanges à base de méthane pour $\delta$=5 mm mais pas pour $\delta$=2,5 mm. Cela montre que la stabilisation d'un régime d'ondes transverses est liée à l'existence d'une largeur critique minimale $\delta$ qui dépend des propriétés chimiques du mélange, de sa pression, ainsi que de la géométrie de l'injection. La taille de cellule de détonation est très probablement le facteur principal dans la détermination de cette valeur critique.

Toujours avec le méthane, le régime de fronts a été maintenu quand la largeur de l'espace annulaire a été réduite de 50% par un blocage arrière ($\delta$=5 mm et $\delta$'=2,5 mm). La célérité de l'unique front n'a pas été modifiée, mais par contre un phénomène de stabilisation par couplage

[1] Calculs d'équilibre thermochimique avec QUARTET, $p_o$=1 bar et $T_o$=293 K.

acoustique a été observé : l'onde de choc induite par l'expansion des gaz brûlés derrière l'onde se réfléchit sur le blocage et, comme son temps d'aller-retour est sensiblement équivalent à la période de rotation du front, vient directement impacter le front. Une réduction de 75% ($\delta$=5 mm et $\delta$'=1,25 mm) entraîne la conversion des fronts en ondes acoustiques [11]. Enfin, si la pièce centrale est supprimée (la chambre est alors simplement cylindrique), les fronts se déplacent à plus de 2100 m/s [10].

Le processus est filmé à travers une fente verticale grâce à la méthode de compensation totale[2]. Plusieurs fronts de détonation consécutifs sont observés. A partir des images imprimées sur le film (un exemple d'enregistrement est donné Figure 2.12), la structure de l'écoulement a été déterminée, elle est donnée Figure 2.13. Au vu des enregistrements, les auteurs estiment que le mélange frais s'enflamme spontanément au voisinage des gaz brûlés, ce qui explique la zone lumineuse visible en amont du front [10].

Fig. 2.12 – Visualisation par fente de trois fronts de détonation successifs ($C_2H_2/O_2$, $\varnothing = 4$) [11]

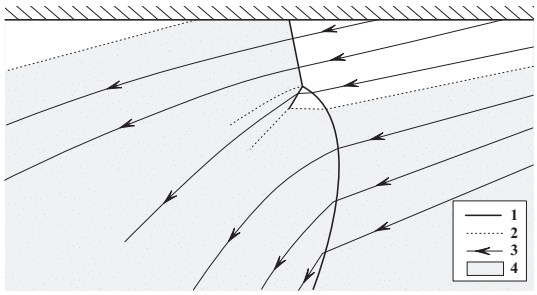


Fig. 2.13 – Schéma de l'écoulement (1 : onde de choc et détonation, 2 : discontinuité, 3 : lignes de courant, 4 : produits de détonation) [10]

En introduisant cette hypothèse de combustion prématurée dans une modélisation bidimensionnelle de l'écoulement dans une chambre annulaire cylindrique [87], un très bon accord est constaté avec les expériences [8]. La température du mélange réactif ($C_3H_8/O_2$, richesse 1) est alors portée à 700 – 1000 K. Par rapport au même calcul effectué sans début de réaction dans les gaz réactifs, cela entraîne une augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange (+130%), une inclinaison plus accentuée du front de détonation et une diminution du rapport de pression au niveau de ce même front (11 au lieu de 36). Enfin, la modélisation met en évidence l'existence d'une séparation entre deux régions de l'écoulement, appelée "ligne de Mach neutre" (LMN). Elle est présente sur toute la circonférence et se referme sur elle-même (voir aussi Figure 2.14). Aucune perturbation sonore venant de l'écoulement aval ne peut remonter au delà de cette ligne. Dans la configuration modélisée, elle se positionne à environ 80% de la longueur de la chambre. Aucune dimension géométrique n'est disponible concernant la chambre modélisée, mais une hypothèse[3] laisse supposer que la ligne de Mach neutre est située à environ 70 – 75 mm de l'injection.

[2] Voir p. 15 [3] Il y a un rapport 0,716 [87] entre la longueur et la circonférence de la chambre. En supposant un diamètre extérieur de 40 mm (seule configuration utilisée jusqu'en 2000), la chambre fait 90 mm de long.

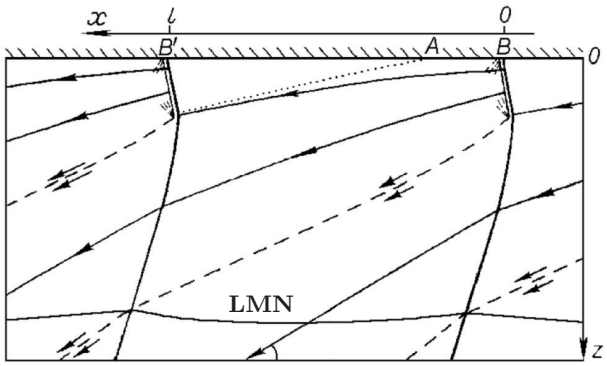


FIG. 2.14 – Structure de l'écoulement dans la chambre, ligne de Mach neutre (LMN) [26]

Dans une chambre toroïdale de diamètre moyen 360 mm alimentée en mélange $C_2H_4/O_2/N_2$, Edwards [36] mesure également des célérités du même ordre (1100 à 1500 m/s, c'est à dire inférieures à la célérité Chapman - Jouguet) et des faibles rapports de pression au niveau des fronts (5 à 7). Il les explique par un phénomène d'altération des propriétés du mélange frais par les gaz brûlés. Par contact, les produits de détonation vont échauffer les gaz frais. Cette élévation de température a pour effet de diminuer les caractéristiques Chapman - Jouguet de la détonation (pression, vitesse matérielle, température) comme le montre le chapitre 4.2 (calculs d'équilibre thermochimique pour un mélange $C_2H_4+3O_2$), et peut même provoquer un début de réaction prématurée (voir Figure 2.12). D'autre part, les gaz frais sont dilués par les gaz brûlés, ce qui entraîne une dégradation des propriétés réactives du mélange. Ce brassage est selon l'auteur le phénomène prépondérant qui explique ces déficits en pression et en célérité. Les débits injectés sont forcément élevés (plusieurs dizaines de grammes par seconde) car le taux de consommation en mélange réactif des fronts de détonation est grand ; l'injection de mélange frais se fait donc en régime turbulent. L'écoulement derrière l'onde de détonation est également nettement turbulent. De fait, le phénomène de brassage entre gaz frais et gaz brûlés est très important et doit vraisemblablement modifier, y compris en profondeur de la couche de mélange, les caractéristiques de tout le mélange réactif. La présence de produits de réaction dans les gaz frais, conjuguée à l'augmentation de température, altère ainsi les niveaux de pression et de célérité. Des calculs thermodynamiques montrent l'influence de la température et de la proportion de gaz frais sur la pression et la célérité de l'onde de détonation dans un mélange $C_2H_4/O_2/N_2$ (Figure 2.15) : l'amplitude du saut de pression diminue extrêmement rapidement si la dilution augmente, la célérité chute aussi mais de façon moins brutale.

Des essais réalisés avec des débits très élevés de kérosène et d'oxygène (jusqu'à plus de 2 kg/s) aboutissent à des célérités de 1500 – 2000 m/s [12] pour un nombre de fronts réduit. Ce résultat est parfaitement compatible avec l'explication avancée par Edwards : si le débit augmente sans variation du nombre de fronts, alors la couche de mélange frais consommé par les ondes transverses devient plus épaisse. La fraction de gaz brûlés sera proportionnellement plus faible, et donc la célérité plus grande. Si l'oxygène est dilué avec de l'azote ($O_2+0{,}5N_2$), la célérité descend

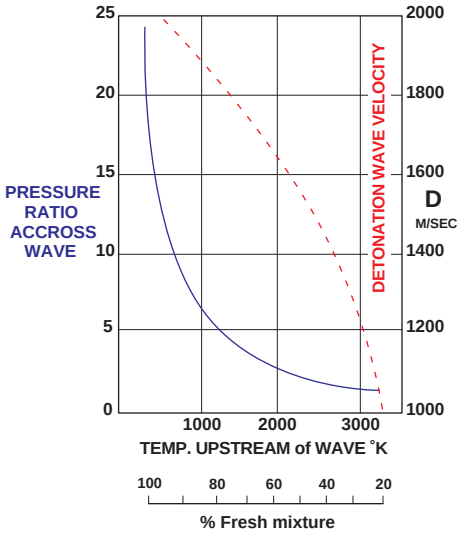


FIG. 2.15 – Calculs thermodynamiques montrant l'influence de la température et du brassage sur la pression et la vitesse de l'onde de détonation (mélange $C_2H_4/O_2/N_2$) [36]

à 1500 m/s, voire 1200 m/s pour $O_2$+$N_2$. Le mélange est alors moins détonant. La pression moyenne dans la chambre, même pour les débits les plus élevés, ne dépasse pas 7 ou 8 bar.

La configuration de l'injection joue un rôle important dans la stabilisation d'un régime d'ondes transverses à célérité élevée. Comme l'indiquent Bykovskii et Vedernikov [18], quand les constituants gazeux sont injectés à travers un col sonique dans la chambre les fronts se propagent à 2000 – 2350 m/s selon le nombre $n$ de fronts. L'oxygène est alors injecté par une fente d'épaisseur 0,2 mm, et l'acétylène par des orifices uniformément répartis sur la circonférence, le débit total étant voisin de 30 g/s. Si la vitesse d'injection de l'oxygène devient subsonique ($M_{ox} < 1$) par augmentation de l'épaisseur de la fente d'alimentation, la qualité du mélange se dégrade et la célérité des fronts diminue (Figure 2.16). Le régime d'ondes transverses disparaît si la vitesse d'alimentation diminue trop fortement.

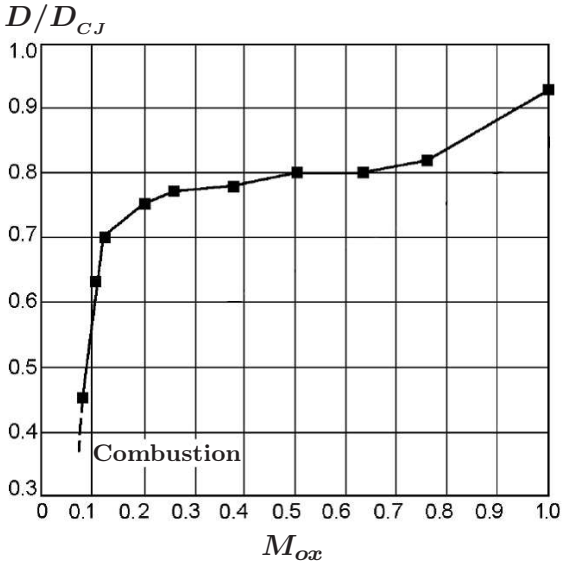


FIG. 2.16 – Célérité des fronts de détonation en fonction du nombre de Mach $M_{ox}$ de l'écoulement d'oxygène - $\varnothing_{ext}$=100 mm [18]

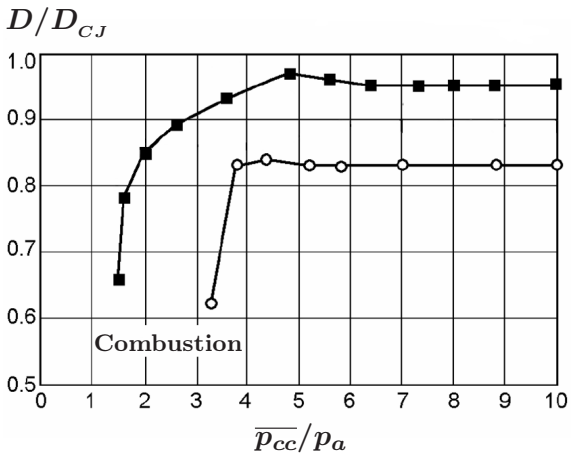


FIG. 2.17 – Célérité des fronts de détonation en fonction de $\overline{p_{cc}}/p_a$ - ■ section constante, ○ section divergente, $\varnothing_{ext}$=100 mm [18]

Si la vitesse d'injection est un paramètre important, la pression environnant la chambre de combustion l'est tout autant. Si le rapport entre la pression moyenne dans la chambre $\overline{p_{cc}}$ et la pression extérieure $p_a$ est supérieur à 5, la célérité des fronts est alors maximale, 90 à 95% de la célérité de détonation théorique Chapman - Jouguet dans une chambre de section constante, et particulièrement stable (Figure 2.17). Les observations montrent que l'éjection des gaz brûlés est supersonique. La chambre est probablement assez longue (100 mm) pour que la ligne de Mach neutre [87] puisse s'établir avant la section de sortie. Un régime rotatif a pu être observé quand le rapport de pression diminue jusqu'à 1,4, mais la célérité diminue considérablement à partir de 2. En revanche, si la chambre est de section divergente, la célérité est plus basse (80 – 85% de $D_{CJ}$) et le régime rotatif disparaît quand $\overline{p_{cc}} \leq 3,5\ p_a$.

Le domaine d'existence des ondes transverses dans une chambre de diamètre $\varnothing_{ext}$=100 mm, de largeur $\delta$=5 mm et de longueur $L$=100 mm a été déterminé [20, 21] en fonction des rapports $\Pi_{ox,cc} = p_{ox}/\overline{p_{cc}}$ et $\Pi_{ox,a} = p_{ox}/p_a$ où $p_{ox}$ est la pression en amont de la fente d'injection de l'oxygène, $\overline{p_{cc}}$ la pression moyenne dans la chambre de combustion et $p_a$ la pression ambiante à l'extérieur de la chambre, voir Figure 2.18. Un régime de fronts de détonation rotatifs est possible dans une chambre à section constante si $\Pi_{ox,cc}$ est supérieur à 1,2 – 1,3 et si $\overline{p_{cc}} \geq 0,61\ p_a$. Le phénomène est d'autant plus stable si $\Pi_{ox,cc} \geq 2$. Quand l'écoulement d'oxygène est subsonique, $\Pi_{ox,cc} \approx 1$. Selon les dimensions de la chambre, plusieurs modes de combustion peuvent alors être observés : ondes de détonation transverses, détonation pulsée ou combustion turbulente. Le domaine est un peu plus restreint si la section de la chambre est divergente, la seconde condition devient $\overline{p_{cc}} \geq p_a$ et $\Pi_{ox,a}$ doit être supérieur à 1,6. Voir aussi [22] pour l'étude du domaine d'existence des ondes transverses dans une chambre de plus grand diamètre (306 mm).

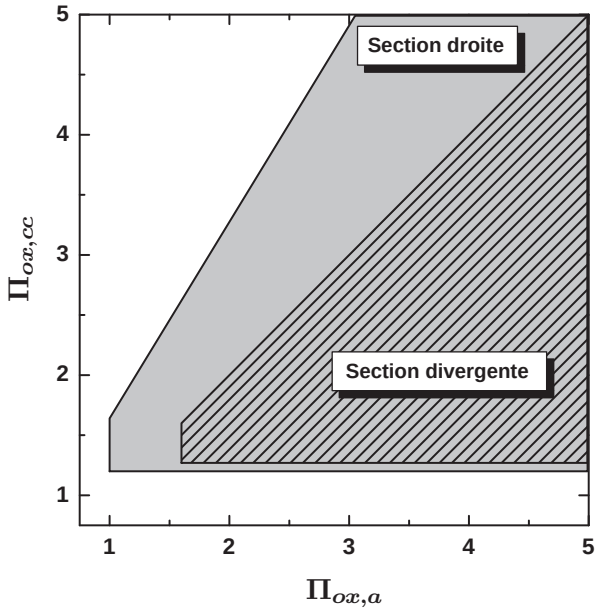


FIG. 2.18 – Domaine d'existence des ondes de détonation transverses dans une chambre à section droite (domaine grisé) et divergente (domaine hachuré) [21]

En utilisant une chambre de combustion annulaire cylindrique (Figure 2.11) instrumentée avec des thermocouples, Bykovskii [9] effectue une comparaison des flux de chaleur transmis aux parois de la chambre soumises à deux régimes de combustion distincts : la détonation continue d'une part (ondes se propageant à 2100 – 2200 m/s dans un mélange propane/oxygène stœchiométrique injecté avec un débit de 60 à 80 g/s), et la combustion turbulente d'autre part. Il ressort de cette étude que pour un même débit de mélange réactif, le rapport entre le flux transmis à la paroi par une combustion ordinaire et celui transmis par une onde de détonation est compris entre 5 et 8. En exploitant le régime de détonation pour la propulsion, le flux de chaleur vers les parois est plus faible donc une plus grande part de l'énergie chimique apportée par le combustible peut être convertie en travail mécanique.

La propagation d'ondes de détonation transverses dans une chambre annulaire cylindrique a été largement observée. La célérité de ces ondes est cependant amoindrie si le débit de gaz injecté est faible : le brassage entre mélange réactif et gaz brûlés altère grandement les propriétés réactives du mélange. La solution consiste à injecter un débit plus grand, de préférence à travers une section sonique. Le rapport entre la pression moyenne dans la chambre et à l'extérieur de la chambre doit être supérieur à deux pour que le phénomène de combustion par fronts rotatifs soit le plus stable possible. Enfin, une modélisation a montré l'établissement d'une ligne de Mach neutre à l'intérieur de la chambre, à condition que cette dernière soit suffisamment longue.

### 2.2.3 Application propulsive

Peu de temps après avoir apporté un nouvel élan aux travaux initiés par Hoffmann sur la propulsion par détonation pulsée [40, 55], Nicholls lance en 1962 une étude de faisabilité sur la propulsion par moteur fusée à onde de détonation rotative [53, 54]. L'objectif est de réduire la taille et le poids des moteurs, d'apporter plus de flexibilité dans leur conception et d'en augmenter le rendement. Edwards [36] y voit ce même intérêt du fait des températures plus élevées quand la combustion est assurée par une onde de détonation plutôt qu'en régime de combustion turbulente isobare. Cette étude comporte une approche analytique de l'écoulement interne [2, 64] et des transferts de chaleur aux parois, une détermination expérimentale des caractéristiques de détonation en milieu cryogénique ou diphasique, et enfin la conception d'un démonstrateur. Ce dernier n'a pourtant pas permis d'établir un régime stabilisé de combustion par ondes de détonation : leur amplitude décroît extrêmement rapidement jusqu'à disparition du régime rotatif. A partir de la même période, l'Institut d'Hydrodynamique Lavrent'ev (IHL) a démontré l'existence de ce régime et en a largement détaillé les mécanismes, mais n'a cependant quasiment pas abordé l'aspect propulsif.

Au début des années 2000, le CNES lance un programme de recherche sur la propulsion spatiale par détonation [47], présenté en détails dans le chapitre suivant. A ce moment, MBDA a déjà établi un partenariat avec l'IHL sur la propulsion par détonation continue [26, 27, 28, 29].

Un modèle analytique couplé avec des résultats expérimentaux montre que l'impulsion spécifique d'un moteur à détonation continue fonctionnant avec un mélange LOx/$LH_2$ pourrait avoisiner 400 s et être comparable avec celle d'un moteur fusée conventionnel ayant les mêmes dimensions. En prenant comme configuration de départ le moteur *Vinci* (voir Tableau 2.3), un concept préliminaire est proposé en y intégrant une chambre de détonation annulaire cylindrique unique ou bien constituée de cinq chambres annulaires concentriques. Le dimensionnement est effectué pour un moteur alimenté en oxygène et hydrogène liquides, injectés à environ 20 bar.

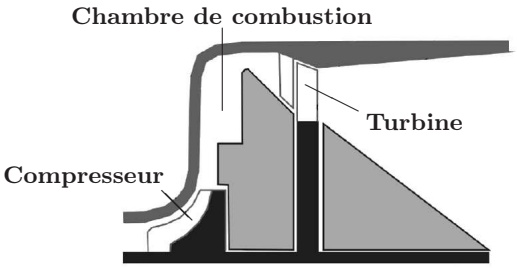


Fig. 2.19 – Moteur à détonation rotative avec compresseur et turbine [82]

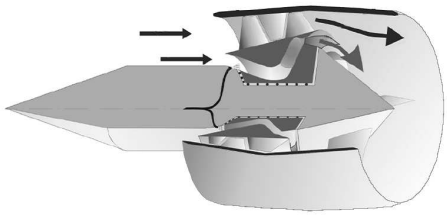

Fig. 2.20 – Moteur à détonation rotative à double flux [82]

Le moteur à détonation rotative est aussi envisagé comme système de propulsion aérobie [81, 82]. La chambre de détonation serait alors comprise entre un compresseur et une turbine couplée (Figure 2.19) ou bien caréné par un flux secondaire (Figure 2.20). L'objectif est toujours d'augmenter le rendement des moteurs conventionnels.

### 2.2.4 Synthèse bibliographique

Des études visant à caractériser certaines instabilités de combustion et la détonation hélicoïdale ont nécessité la conception d'installations expérimentales permettant de stabiliser un régime d'ondes de détonation transverses rotatives. Trois géométries particulières ont été étudiées, chacune ayant abouti à la stabilisation du régime de détonation continue :

- la chambre annulaire centrifuge avec injection centrale et éjection en périphérie, dans laquelle les fronts se propagent à une vitesse sensiblement égale à la célérité du son dans les gaz brûlés.
- la chambre annulaire centripète (écoulement inversé par rapport à la précédente) particulièrement adaptée aux mélanges peu détonants. Si la section de sortie est restreinte, la pression moyenne dans la chambre devient élevée. Les célérités mesurée sont globalement comprises entre 1700 et 2100 m/s, principalement quand les débits injectés sont grands.
- la chambre annulaire cylindrique à écoulement axial. La stabilisation d'un régime de fronts tournant à des célérités élevées est favorisée par une injection supersonique de mélange et une pression moyenne dans la chambre au moins deux fois supérieure à la pression extérieure. La célérité des ondes de détonation augmente avec la largeur $\delta$ et diminue avec

la longueur $L$ de la chambre. Si le débit de mélange n'est pas suffisant, le phénomène de brassage entre gaz réactifs et réagis induit une dégradation des caractéristiques de détonabilité et une diminution de pression et de célérité. Enfin, la présence d'une ligne de Mach neutre à l'intérieur de la chambre est à envisager si la chambre est assez longue.

La configuration annulaire cylindrique a servi de base à quelques concepts de propulsion par détonation rotative. La faisabilité d'un tel système n'a pas été démontrée expérimentalement car les systèmes exploratoires fonctionnent sur de très courtes durées, mais quelques études analytiques laissent penser que l'exploitation du régime de détonation en lieu et place de la combustion turbulente apporterait un gain significatif en terme de performances, mais aussi de temps de conception ou de maintenance.

## 2.3 Objet de l'étude

Depuis 2001, le CNES (centre d'Evry) coordonne un programme de recherche sur la propulsion spatiale par détonation [47]. Ses partenaires sont à l'heure actuelle :

- le Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD – CNRS, Poitiers) ;
- le Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs (LCSR – CNRS, Orléans) ;
- l'Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales (ONERA, Palaiseau) ;
- MBDA-France (Châtillon) ;
- Roxel (Le Subdray) ;
- *European Aeronautic Defence and Space – Space transportation* (EADS – ST).

L'idée centrale est de concevoir un moteur fusée basé sur une combustion en régime de détonation au lieu d'une combustion turbulente isobare. La détonation génère des niveaux de pression élevés, typiquement 20 et 30 fois la pression en amont du front réactif consommant respectivement un mélange hydrogène/oxygène et un mélange hydrocarbure/oxygène. Dans un tel moteur, il ne serait donc plus nécessaire de comprimer les constituants gazeux à des pressions considérables. A titre indicatif, le tableau 2.3 synthétise quelques données sur les performances et les conditions de fonctionnement de six moteurs destinés à la propulsion des lanceurs spatiaux : *Viking* 5C et *Viking* 4 (1$^{er}$ et 2$^{ème}$ étages d'*Ariane* 4), *Vulcain* et *Vulcain* 2 (étage principal d'*Ariane* 5), HM7B et *Vinci* (étage supérieur d'*Ariane* 5). Les moteurs *Viking* utilisaient un mélange à base de peroxyde d'azote et d'hydrazine alors que les autres fonctionnent avec un mélange LOx/$LH_2$.

Une réduction de la pression d'injection dans un rapport 3 ou 4 conduirait à une diminution du poids et des contraintes de conception des turbopompes. Inversement, si l'alimentation du moteur n'est pas redimensionnée dans le sens d'une diminution de la pression d'injection, un moteur fusée exploitant le régime de détonation devrait disposer de performances accrues. D'autre part, comme la détonation est une discontinuité réactive au travers de laquelle la libération d'énergie est très brutale, la longueur de la nouvelle chambre de combustion serait significativement réduite.

| Moteur | Poussée dans le vide (kN) | Impulsion spécifique (s) | Pression de combustion (bar) | Débit d'ergols (kg/s) |
|---|---|---|---|---|
| *Viking* 5C | 760 | 278,5 | – | 279 |
| *Vulcain* | 1140 | 431,2 | 110 | 271 |
| *Vulcain* 2 | 1340 | 431 | 115 | 320 |
| *Viking* 4 | 808 | 292,7 | – | 281,4 |
| HM7B | 64,8 | 446 | 37 | 14,8 |
| *Vinci* | 180 | 465 | 60 | 39,5 |

Tab. 2.3 – Performances des moteurs *Viking* 5C, *Vulcain*, *Vulcain* 2, *Viking* 4, HM7B et *Vinci*

Ainsi, concilier la propulsion spatiale et la combustion en régime de détonation constituerait un saut technologique important dans le sens d'une réduction des contraintes techniques sur les turbopompes ou bien d'une augmentation des performances.

Le fonctionnement en atmosphère raréfiée du moteur à détonation pulsée laisse entrevoir des difficultés technologiques conséquentes, et le moteur à détonation oblique est initialement conçu pour un fonctionnement en mode aérobie. L'application spatiale de ces deux systèmes propulsifs n'a pas été davantage envisagée car le moteur à détonation rotative ou continue semble mieux adapté.

Le concept du moteur à détonation rotative est basé sur la détonation continue entretenue par une arrivée de mélange frais devant elle (Figures 2.3 et 2.21). Localement, la détonation bloque l'alimentation séparée de combustible et d'oxydant. Une fois la détonation passée, la pression en ce point diminue rapidement du fait de la détente arrière bidimensionnelle. Quand la pression devient inférieure à la pression d'alimentation, les deux composants sont de nouveau admis dans la chambre et se mélangent. Le front de détonation suivant se retrouve donc devant un mélange frais réactif et peut continuer à progresser.

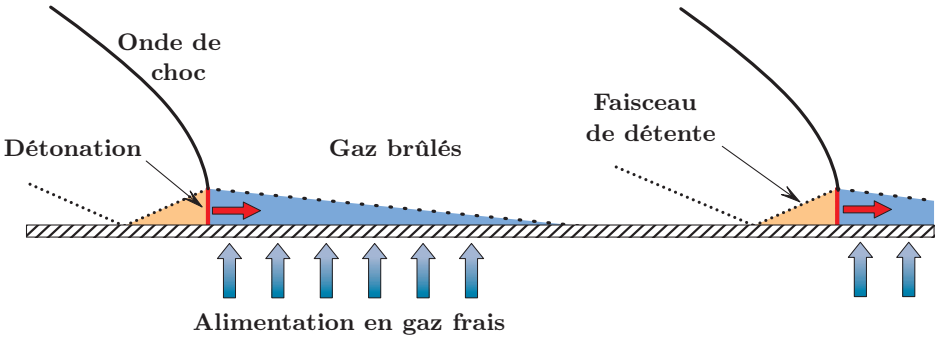


Fig. 2.21 – Schéma de principe de la détonation continue, vue latérale de deux fronts consécutifs

L'aspect stationnaire de l'onde de détonation entretenue dans ce moteur et l'utilisation possible de tuyères en sortie de chambre de combustion permettent d'envisager l'établissement d'un col sonique en sortie de chambre. Il y a alors découplage aérodynamique entre la chambre et le

milieu extérieur, l'étude peut donc se faire dans des milieux à basse pression. C'est pour cette raison que cette configuration a été retenue pour l'étude des performances propulsives de la détonation en atmosphère raréfiée.

Les objectifs de l'étude sont les suivants :

- concevoir et réaliser un dispositif expérimental adapté à l'étude du fonctionnement du moteur sous atmosphère raréfiée ;
- étudier et analyser les performances propulsives, les nuisances vibratoires et les effets thermiques ;
- approfondir les connaissances expérimentales relatives au phénomène de détonation continue.

En comparaison avec les installations expérimentales déjà développées, essentiellement à l'IHL (voir le chapitre 2.2), l'accent est mis sur une étude du dispositif en vue d'une application propulsive. Une installation spécifique d'alimentation en gaz permet de faire fonctionner le moteur pendant plusieurs secondes (contre seulement 0,1 à 0,5 seconde) tout en contrôlant le débit total et la richesse du mélange. Les flux de chaleur aux parois étant élevés, un système de refroidissement par circulation d'eau a été incorporé. La métrologie rapide implantée sur le moteur est plus diversifiée : mesure de pression et de température bien sûr, mais aussi de poussée, vibrations et luminosité relative au rayonnement des gaz brûlés à haute température. Le moteur est intégré au sein d'une enceinte expérimentale conçue sur mesure pour offrir des possibilités de diagnostics optiques diversifiées (visualisations arrières et latérales par caméras rapides intensifiées, visualisations par fentes, strioscopie). Cette enceinte est soit raccordée à un système d'extraction des gaz brûlés pour les essais à pression ambiante, soit connectée à des pompes à vide lors des essais à plus basse pression.

## 2.4 Théorie de la détonation en milieu gazeux

Ce chapitre est destiné à donner un aperçu des connaissances de base sur les différents aspects de la détonation [32] auxquels le rapport fait référence.

La combustion en régime de détonation est notamment évoquée à travers 2 modèles : Chapman - Jouguet et Zel'dovich - Von Neumann - Döring.

Devant la nécessité d'initier le mélange en détonation avec une source d'énergie de faible amplitude, l'allumage a lieu au fond d'un tube dit "de pré-détonation" de faible diamètre qui débouche dans la chambre de combustion. Nous avons alors besoin de connaître le principe de la transition déflagration - détonation et de la transmission de la détonation dans un espace plus grand, ainsi que quelques notions sur la détonabilité des mélanges. Cela nous amène à introduire auparavant la notion de cellule de détonation, issue de la structure tridimensionnelle du front de détonation.

### 2.4.1 Introduction

La combustion d'un mélange réactif gazeux peut s'effectuer suivant deux processus distincts selon la nature du mélange et la source d'énergie utilisée pour initier la combustion : la déflagration ou la détonation. Cette dernière est présentée de façon plus approfondie dans ce chapitre.

#### 2.4.1.1 La déflagration

Le régime de déflagration est le mode de combustion le plus couramment rencontré. Il est basé sur les mécanismes de transport de chaleur et de matière, mais aussi de quantité de mouvement dans le cas de la déflagration turbulente. Il résulte d'un double équilibre, production chimique/diffusion de chaleur dans la zone de réaction, et diffusion de chaleur/convection thermique dans la zone de préchauffage.

La célérité du front de flamme est nettement subsonique par rapport aux gaz frais : l'ordre de grandeur de la vitesse de flamme est compris entre 1 et 100 m/s, soit un nombre de Mach voisin de 0,1. La propagation de ce front engendre des surpressions en général très inférieures à la pression initiale et les effets mécaniques sont faibles par rapport aux effets thermiques, excepté dans certaines situations comme la combustion à volume constant.

#### 2.4.1.2 La détonation

Dans le cas d'une combustion en régime de détonation, le front réactif est supersonique par rapport au milieu amont non réagi : sa célérité se compte en kilomètres par seconde (nombre

de Mach de l'ordre de 5 à 7). L'onde ne modifie donc pas le milieu dans lequel elle se propage, contrairement à la déflagration qui génère des perturbations dans le milieu frais avant même de le consommer. On constate un couplage entre une onde de choc et une zone de réaction chimique exothermique se déplaçant à la même célérité. L'onde de choc comprime le milieu réactif de façon adiabatique jusqu'à atteindre la température d'auto-inflammation du mélange. Comme l'écoulement en fin de zone de réaction est sonique vis-à-vis de l'aval, aucune perturbation ne peut rattraper l'onde de détonation autonome dite "Chapman - Jouguet", qui est donc stable aérodynamiquement vis-à-vis des perturbations acoustiques arrières.

Dans l'étude du régime de détonation, il est possible de négliger les phénomènes de conduction et de diffusion, leurs temps caractéristiques étant supérieurs à ceux de la convection et de la production chimique d'au moins trois ordres de grandeur. La détonation fait intervenir deux échelles spatiales très différentes : la zone de réaction est en général 100 à 1000 fois plus petite que la zone où les produits libèrent leur énergie, mais il n'est pas possible de les analyser séparément.

La détonation engendre des surpressions très supérieures à la pression initiale (20 et 30 fois la pression en amont du front réactif consommant respectivement un mélange hydrogène/oxygène et un mélange hydrocarbure/oxygène), la température atteinte est très élevée (3000 à 4000 K) et les effets mécaniques sont comparables aux effets thermiques. La détonation est un phénomène qui, d'un point de vue propulsif, se rapproche plus de la combustion à volume constant que de celle à pression constante qui est la base des moyens de propulsion courants.

Dans cette étude, nous présentons la détonation essentiellement du point de vue de son application liée à la propulsion grâce à ses forts niveaux de pression, de célérité et de température.

### 2.4.2 Modélisation de la détonation

#### 2.4.2.1 Le modèle Chapman - Jouguet (CJ)

Après les observations en 1881 de Berthelot & Vieille [5, 6, 7] et Mallard & Le Châtelier [48] sur des ondes stables à propagation supersonique dans des tubes, nous devons le premier modèle de la détonation au chimiste anglais David Chapman (1899) [24] et au physicien français Émile Jouguet (1905) [41].

Les résultats de l'époque montrent que les ondes de détonation sont de forte amplitude et très rapides ; pour une onde critique, les équations de l'onde de choc donnent une solution unique pour la pression et la vitesse matérielle des produits de détonation alors que deux solutions apparaissent pour les ondes plus rapides.

Chapman posa en postulat que la pression et la vitesse matérielle des produits de détonation sont définies par la vitesse minimale unique de l'onde de détonation [24].

A la même époque, Jouguet montre que la vitesse minimale de l'onde de détonation cor-

respond à la vitesse de l'onde sonore se propageant dans les produits de détonation [41]. Dès qu'une onde tend à se propager à une célérité plus grande sous l'impulsion d'une onde de choc suffisamment forte, une onde de raréfaction rattrape l'onde de détonation et la ralentit.

Le modèle présenté ci-dessous est basé sur les hypothèses suivantes :

– l'onde de détonation est assimilée à une discontinuité plane, infiniment mince (l'épaisseur de la zone de réaction est négligée), stationnaire et de vitesse absolue $D$ constante (Figure 2.22).

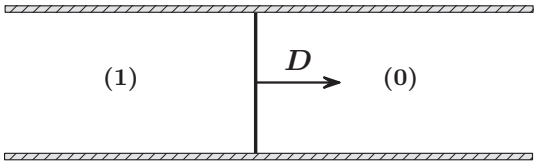


FIG. 2.22 – Front de détonation d'après le modèle Chapman - Jouguet

On note $W$ la vitesse matérielle relative par rapport à l'onde, et $u$ la vitesse matérielle dans le repère du laboratoire.

$$D = W_o + u_o = W_1 + u_1 \tag{2.2}$$

– le passage de l'onde induit instantanément la réaction chimique complète jusqu'à l'état (1) d'équilibre thermochimique des gaz brûlés.
– le passage de l'état (0) à l'état (1) a lieu en l'absence de tout phénomène de dissipation (viscosité, conduction, diffusion), le transport de chaleur et de masse est négligé.
– on considère les gaz comme parfaits et sans dissociations.

Les équations traduisant les lois de conservation à travers la discontinuité sont les suivantes :

**Equation de conservation de la masse**

$$\dot{M} = \rho\ S\ W = \mathrm{C}^{\mathrm{ste}} = \rho\ W(S = 1) \tag{2.3}$$

**Equation de conservation de la quantité de mouvement (dynalpie)**

$$p + \dot{m}\ W = p + \rho\ W^2 = \mathrm{C}^{\mathrm{ste}} \tag{2.4}$$

**Equation de conservation de l'énergie (enthalpie totale)**

$$h_t = h + \frac{W^2}{2} = \mathrm{C}^{\mathrm{ste}} \tag{2.5}$$

On utilisera les variables adimensionnées suivantes :

$\overline{\omega} = \frac{p_1}{p_o}$, $\sigma = \frac{\nu_1}{\nu_o}$, $q = \frac{Q}{{a_o}^2}$ avec $p_o$, $\nu_o$, $p_1$, $\nu_1$, $Q$, $a_o$ respectivement pression et volume massique du milieu amont, pression et volume massique du milieu aval, chaleur massique de réaction et vitesse du son dans le milieu non réagi. On posera $k = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$.

La combinaison des équations de conservation de la masse (Equation 2.3) et de la quantité de mouvement (Equation 2.4) conduit à l'équation 2.6 de la droite de Rayleigh - Mickelson.

$$-\gamma\ M_o^2 = \frac{\overline{\omega} - 1}{\sigma - 1} \tag{2.6}$$

Cette droite, de pente $-\gamma\ M_o^2$ où $M_o$ est le nombre de Mach calculé à partir de la vitesse relative $W$, traduit la conservation des grandeurs mécaniques. Elle représente dans le repère $(\sigma\,;\,\overline{\omega})$ les états possibles du milieu perturbé par une onde de choc, pour une vitesse donnée de propagation de cette onde.

Partant des trois équations de conservation (masse, quantité de mouvement et énergie), on détermine l'équation 2.7 de l'adiabatique de Crussard.

$$\overline{\omega} = \frac{k - \sigma + 2\gamma\ q}{k\ \sigma - 1} \tag{2.7}$$

Cette hyperbole traduit la conservation des grandeurs thermodynamiques. Son équation est entièrement déterminée par l'état initial (0) et la nature des réactifs. Cette courbe représente les valeurs possibles de la pression dans un milieu perturbé par une onde de détonation pour les différentes valeurs possibles de $\nu$ dans le milieu.

L'intersection de la courbe de Crussard avec la droite de Rayleigh - Mickelson définit les caractéristiques thermodynamiques de l'état final du milieu soumis à une onde de détonation de célérité connue. On distingue la branche haute dite "des détonations" et la branche basse dite "des déflagrations" (voir Figure 2.23).

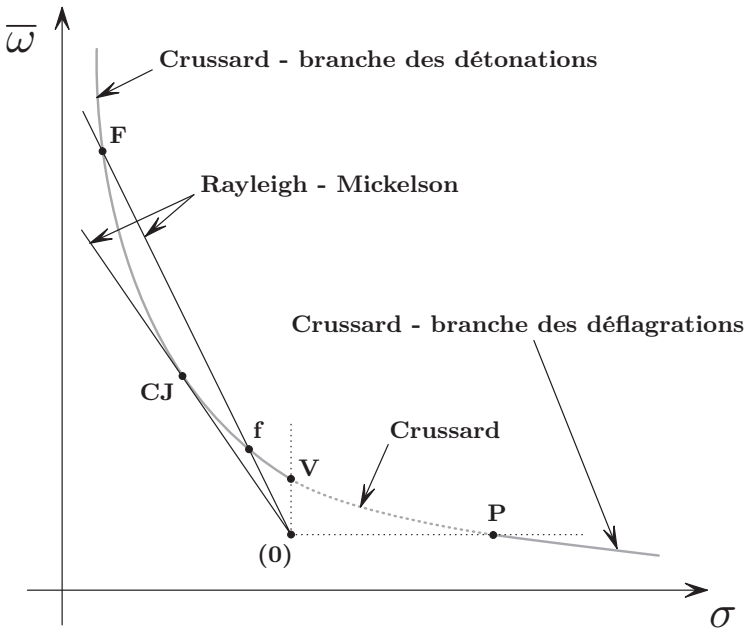


FIG. 2.23 – Droite de Rayleigh - Mickelson et adiabatique de Crussard dans le plan $(\sigma\,;\,\overline{\omega})$

On note P et V respectivement les points de combustion isobare et isochore adiabatique.

L'existence d'une solution en régime de détonation requiert une célérité minimale $D_{CJ}$ de l'onde, cette vitesse étant liée à la pente de la droite de Rayleigh - Mickelson.

On constate deux cas de figure possibles :

- $D = D_{CJ}$. La droite de Rayleigh - Mickelson est tangente à la courbe de Crussard. La solution unique est dite "Chapman - Jouguet" (CJ). La détonation est sonique par rapport aux gaz brûlés, donc aucune perturbation venant des gaz brûlés ne peut affaiblir cette onde. CJ est un point de fonctionnement stable et autonome. Les caractéristiques de cet état, indicées CJ, sont données en annexe A.
- $D > D_{CJ}$. Deux solutions existent potentiellement : la détonation faible f ($p < p_{CJ}$) et la détonation forte F ($p > p_{CJ}$). La première est supersonique vis-à-vis du milieu arrière, la seconde subsonique. Cependant en pratique seule la détonation forte est observée. Elle est soumise aux conditions arrières, donc non autonome : si les phénomènes extérieurs qui la soutiennent disparaissent, une onde de détente rattrape la détonation qui relaxe alors vers l'état stable Chapman - Jouguet évoqué ci-dessus.

#### 2.4.2.2 Le modèle Zel'dovich - Von Neumann - Döring (ZND)

Yakov Zel'dovich (URSS) [84], John Von Neumann (USA) [80] et Werner Döring (Allemagne) [35] sont à l'origine au début des années 1940 de la théorie physique de l'initiation des réactions chimiques par l'onde de choc et du transfert d'énergie à l'ensemble des produits de détonation.

Le modèle qui porte leurs noms décrit la détonation de la façon suivante : une onde de choc qui se propage dans un milieu réactif provoque une élévation instantanée de température et de pression suffisante pour amorcer des réactions chimiques qui, en quelques microsecondes, libèrent de l'énergie par auto-inflammation. En fin de zone de réaction, la section est sonique par rapport aux produits de détonation, donc aucune perturbation venant des gaz brûlés ne peut affaiblir cette onde.

La zone de réaction est le siège d'une succession d'états chimiques, et à chaque état correspondent une pression et une vitesse matérielle unique. En fin de réaction, les gaz se dilatent pour accomplir un travail ; la détente ne commence que lorsque la libération de chaleur est complètement achevée.

En plus des courbes de Crussard et de Rayleigh - Mickelson déterminées précédemment, nous considérerons la courbe d'Hugoniot, lieu des états accessibles d'un milieu perturbé par une onde de choc pour les différentes valeurs possibles de $\nu$ dans le milieu. Son équation 2.8 est celle de l'adiabatique de Crussard sans dégagement de chaleur. On fixe donc $Q = 0$, soit $q = 0$.

$$\overline{\omega} = \frac{k - \sigma}{k\ \sigma - 1} \tag{2.8}$$

La figure 2.24 réunit sur un même graphique ces 3 courbes dans le plan $(\sigma\,;\,\overline{\omega})$.

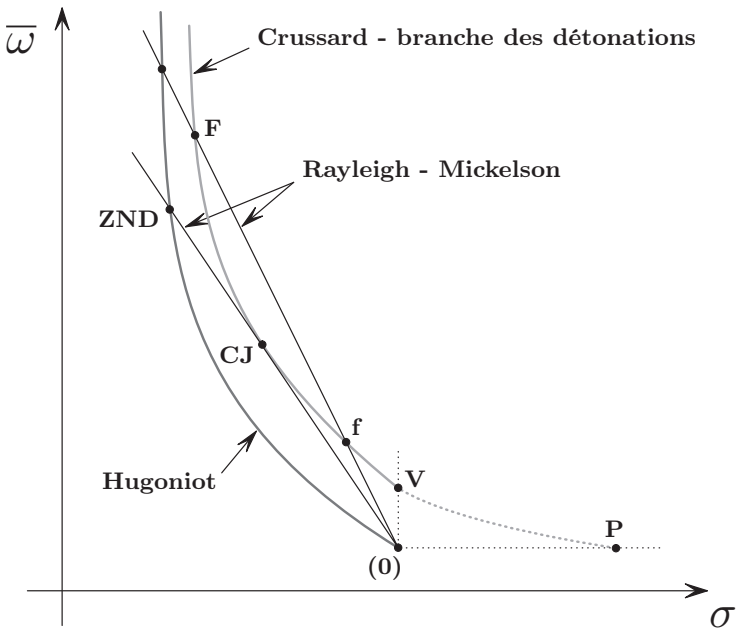


FIG. 2.24 – Droite de Rayleigh - Mickelson, adiabatiques d'Hugoniot et de Crussard dans le plan $(\sigma\,;\,\overline{\omega})$

**Cas de l'onde de détonation autonome**

1. L'onde de choc comprime de façon adiabatique le milieu réactif jusqu'à l'état ZND (caractéristiques en annexe A), et entraîne la mise en vitesse brutale des particules initialement au repos. Cette onde de choc est d'épaisseur infinitésimale, de l'ordre de quelques libres parcours moyens des particules dans le gaz considéré.
2. Après le temps d'induction chimique de la réaction globale, la libération d'énergie s'effectue de manière vive dans la zone de recombinaison. Les états thermochimiques successifs du milieu se situent sur la droite de Rayleigh - Mickelson, entre l'état ZND (degré d'avancement de la réaction $\lambda = 0$) sur la courbe d'Hugoniot et l'état CJ ($\lambda = 1$) sur la courbe de Crussard.
3. Les produits de détonation subissent une détente de Riemann.

Les figures 2.25 et 2.26 illustrent les profils des grandeurs thermodynamiques selon ce modèle.

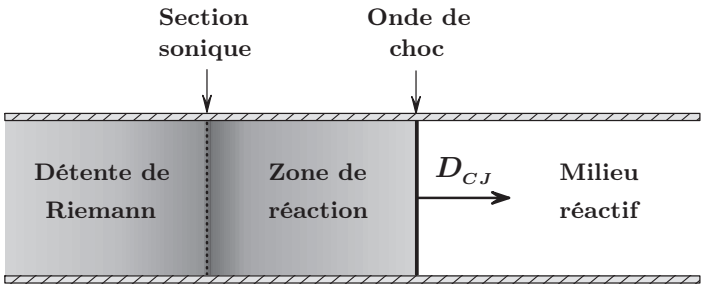


FIG. 2.25 – Structure monodimensionnelle de la détonation selon le modèle ZND

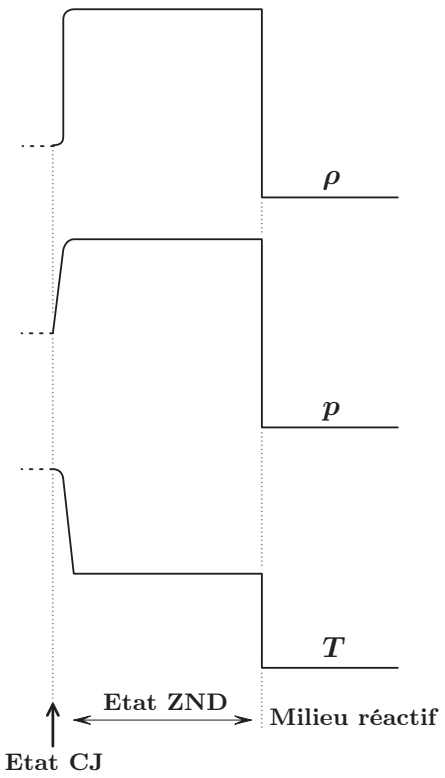


FIG. 2.26 – Evolution de $\rho$, $p$ et $T$ selon le modèle ZND

### 2.4.3 Phénoménologie de la détonation

#### 2.4.3.1 Structure tridimensionnelle de l'onde de détonation

Dans la réalité, l'onde de détonation est de structure tridimensionnelle. Elle n'est pas strictement plane (Figure 2.27), son front est composé d'un réseau d'ondes de choc à propagation transversale et longitudinale qui collisionnent en des points dits "triples" (Figure 2.28).

Les trajectoires dans un plan de ces points triples définissent un maillage bidimensionnel périodique plus ou moins régulier en forme de losanges. Chaque motif élémentaire est appelé cellule ; sa largeur, c'est à dire la dimension mesurée perpendiculairement à la direction de l'écoulement global, sera notée $\lambda$. Cette grandeur dépend de la composition chimique du mélange (nature

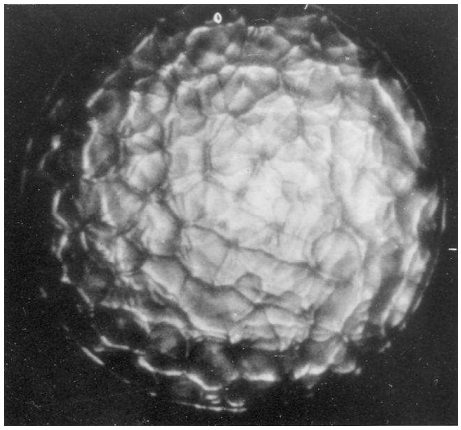

FIG. 2.27 – Visualisation frontale par caméra rapide de la structure tridimensionnelle de la détonation impactant sur un film d'aluminium [59]

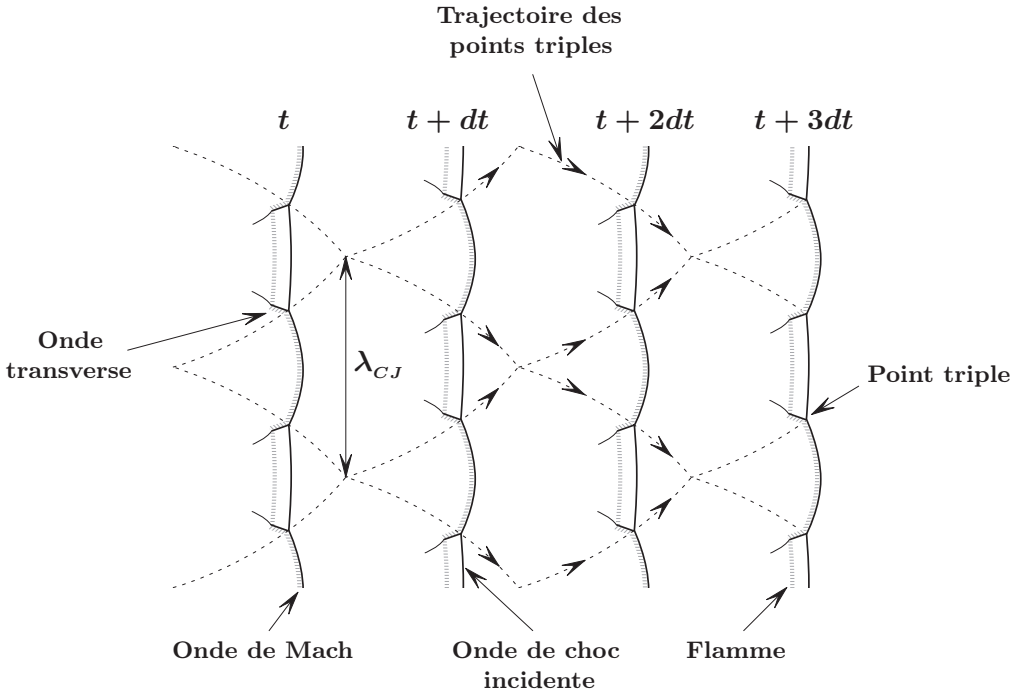


FIG. 2.28 – Schématisation bidimensionnelle de la structure tridimensionnelle de l'onde de détonation autonome Chapman - Jouguet

des réactifs, richesse, dilution), de l'état initial du milieu (pression, température) et du régime de détonation. Les cellules d'une détonation forte sont plus petites que celle d'une détonation autonome.

Par ailleurs, la taille de cellule $\lambda_{CJ}$ peut servir d'échelle de sensibilité à la détonation : plus la cellule est petite et plus le mélange est considéré comme détonant, ce qui favorise l'initiation, la propagation ou la transmission d'une détonation dans ce mélange.

Expérimentalement, Knystautas et Lee ont montré qu'une détonation autonome ne peut exister que dans un tube de diamètre supérieur à la largeur de cellule $\lambda_{CJ}$ [58], voire $\frac{\lambda_{CJ}}{\pi}$ [46] (cas particulier de l'onde de détonation hélicoïdale).

#### 2.4.3.2 Détonation hélicoïdale

La détonation hélicoïdale [37] est un régime critique de propagation de la détonation dans des tubes ronds de diamètre voisin de $\frac{\lambda_{CJ}}{\pi}$ [46], $\lambda_{CJ}$ étant la taille de cellule de détonation autonome Chapman - Jouguet du mélange considéré.

La combustion est principalement assurée par l'onde de détonation transverse (Figures 2.29 et 2.30) qui se propage selon un mouvement hélicoïdal (voir "l'empreinte" laissée sur une coquille métallique enduite de suies en Figure 2.31). Cette onde transverse se propage dans un milieu pré-comprimé par le choc précurseur, sa célérité $D$ est donc supérieure à la célérité de détonation théorique $D_{CJ}$ calculée pour le milieu frais en amont du choc ($D \approx 1,4\ D_{CJ}$ [37]).

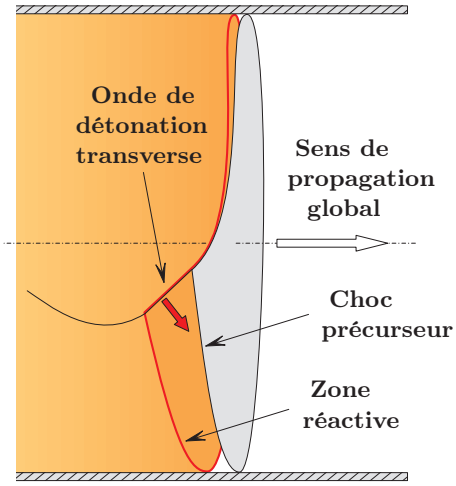


FIG. 2.29 – Schéma de principe de l'onde de détonation hélicoïdale

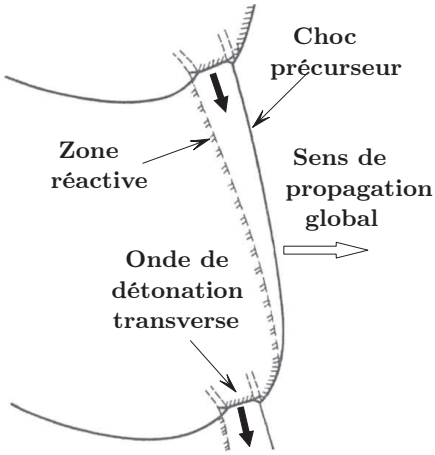


FIG. 2.30 – Vue circonférentielle d'une onde de détonation hélicoïdale (d'après Ar'kov [3])

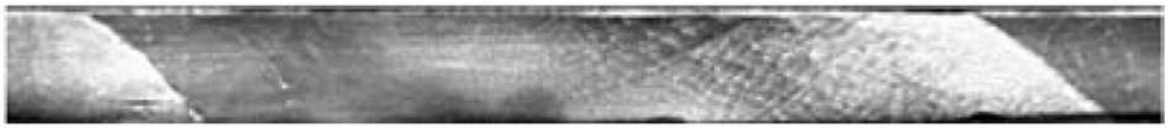

FIG. 2.31 – Structure cellulaire de deux passages d'une détonation hélicoïdale (nitrométhane/oxygène, ∅=1,4, $p_o$=0,4 bar, $T_o$=383 K) [68]

#### 2.4.3.3 Transitions Choc - Détonation et Déflagration - Détonation

**Transition choc - détonation**

On considère un piston mis en mouvement de façon instantanée dans un milieu réactif homogène. La figure 2.32 illustre le phénomène de Transition Choc - Détonation.

L'accélération "infinie" du piston génère immédiatement une onde de choc précurseur. Au bout d'un temps $\tau_i$, appelé temps d'induction, une explosion a lieu près du piston. Ce phénomène

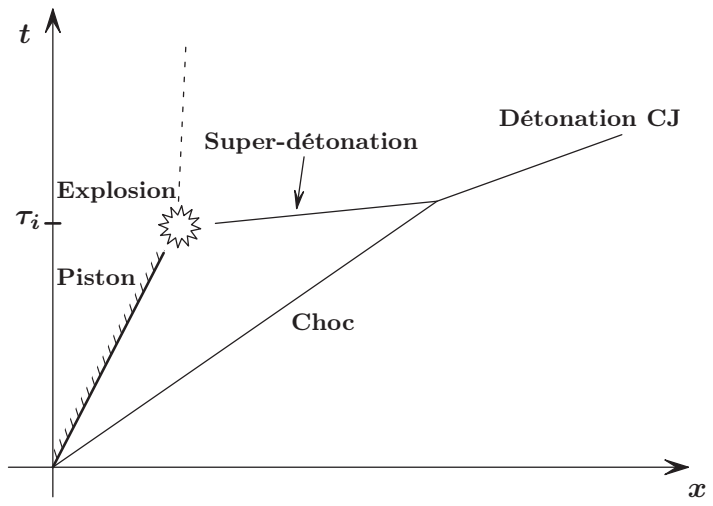


FIG. 2.32 – Diagramme $(x, t)$ du principe de la transition choc - détonation

est plutôt complexe ; $\tau_i$ dépend de l'état thermodynamique initial et des variations de cet état à l'instant $0^+$. Au bout de ce temps d'induction $\tau_i$, l'explosion génère une super-détonation (détonation autonome dans un milieu pré-comprimé par le choc) qui rattrape le choc ; il y a ensuite relaxation vers une détonation autonome.

Remarque : Il peut aussi y avoir explosion sans super-détonation. C'est alors une déflagration qui rattrape l'onde de choc.

### Transition Déflagration - Détonation (TDD)

Le mécanisme de transition déflagration - détonation est très similaire à la transition choc - détonation, avec la différence que le rôle de piston est cette fois joué par la flamme. Le processus comporte 4 phases :

1. Initiation de la déflagration.
2. Accélération de la flamme et création d'un choc précurseur.
3. Amplification de ce choc nécessaire à la formation par compression adiabatique de centres d'explosion.
4. Formation de l'onde de détonation autonome.

L'accélération de la flamme se fait selon plusieurs mécanismes combinés les uns avec les autres :

– **les instabilités propres à la flamme** : on distingue l'instabilité hydrodynamique (Landau - Darrieus - Markstein : les lignes de courant tendent à se rapprocher de la normale à la flamme), l'instabilité de gravité (Rayleigh - Taylor), l'instabilité de thermodiffusion (Zel'dovich : mécanisme de diffusion sélective), l'instabilité de Kelvin - Helmoltz (naissance de tourbillons organisés). Elles déstabilisent le front de flamme et le plissent.

- **l'action de la turbulence** : la flamme, qui joue un rôle de piston, provoque la mise en mouvement des gaz frais et la création d'une couche limite. La turbulence est générée par le cisaillement dans l'écoulement au niveau de cette couche limite. Elle a tendance à plisser la flamme, donc à augmenter la surface de contact ; le taux de combustion augmente alors.
- **l'effet thermique de compression adiabatique** : l'expansion des gaz brûlés issus de la combustion engendre des ondes de compression à l'origine de l'élévation de la pression, de la température et de la vitesse des gaz frais, qui entraîne à son tour l'augmentation de la vitesse fondamentale de flamme. Chaque onde de compression est sonique par rapport au milieu comprimé par les ondes précédentes et va ainsi plus vite qu'elles ; les ondes successives se rattrapent, se renforcent et engendrent une onde de choc.
- **la présence d'obstacles dans l'écoulement** : cela a pour effet d'amplifier la turbulence, et de précipiter la transition vers la détonation.

Le mécanisme de TDD est utilisé pour initier un mélange en détonation avec une faible source d'énergie, de l'ordre du millijoule. Dans le cas du moteur à détonation rotative, il s'agit d'une étincelle de bougie automobile.

#### 2.4.3.4 Diffraction de la détonation

L'objet de cette dernière partie sur la détonation en milieu gazeux est la transmission de la détonation à travers un élargissement brusque de section (Figure 2.33 ci-dessous), également appelée diffraction de la détonation.

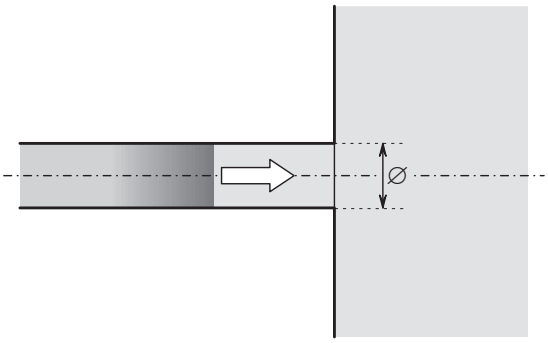


Fig. 2.33 – Schéma de la diffraction

On considère que la détonation est établie depuis une grande distance de propagation dans le tube. Selon le diamètre $\varnothing$ du tube, trois cas possibles liés au diamètre critique $d_c$ sont observés.

- cas sur-critique $\varnothing > d_c$ : il n'y a pas découplage complet entre le choc et la flamme (voir le modèle ZND Chapitre 2.4.2.2) dans l'onde de détonation lors de sa diffraction. La détonation est transmise au demi-espace libre.
- cas critique $\varnothing = d_c$ : le choc et la flamme sont découplés. Cependant la pression en aval du choc reste suffisante quand le rayon de courbure de l'onde augmente, et un réamorçage de la détonation est observé à partir d'un certain rayon de courbure critique.

– cas sous-critique $\varnothing < d_c$ : la flamme se dissocie du choc et celui-ci n'est pas d'amplitude suffisante pour ré-initier le mélange. Le choc qui n'est plus soutenu relaxe vers une onde acoustique. La détonation a été détruite par sa diffraction.

Le diamètre critique est fonction du mélange utilisé, et plus précisément de la taille de cellule associée à ce mélange. Pour les mélanges hydrocarbure/oxygène, la littérature scientifique donne $d_c \approx 13\lambda_{CJ}$, voire $d_c \approx 20\lambda_{CJ}$ pour certains mélanges dilués avec l'azote, où $\lambda_{CJ}$ est la largeur de la cellule de détonation autonome Chapman - Jouguet.

## 2.5 Conclusion partielle

Le moteur à détonation rotative ou continue est le système qui a été retenu dans le cadre d'un programme de propulsion spatiale par onde de détonation coordonné par le CNES. Ce concept est basé sur la rotation de plusieurs fronts de détonation continus entretenus par une arrivée de mélange frais devant eux. L'aspect stationnaire des ondes de détonation stabilisées dans ce moteur et l'utilisation possible de tuyères en sortie de chambre de combustion permettent d'envisager l'établissement d'un col sonique en sortie de chambre. Il y aurait alors découplage aérodynamique entre la chambre et le milieu extérieur, l'étude peut donc se faire dans des milieux à basse pression.

La littérature scientifique montre que plusieurs configurations ont permis de stabiliser un régime d'ondes de détonation transverses rotatives pour différents mélanges plus ou moins détonants. Si cependant le débit de mélange n'est pas suffisant et l'injection inadaptée, le phénomène de brassage entre gaz réactifs et réagis induit une dégradation des caractéristiques de détonabilité et une diminution de pression et de célérité. La configuration de chambre annulaire cylindrique a servi de base à quelques concepts de propulsion par détonation rotative. La faisabilité d'un tel système n'a pas été démontrée expérimentalement, mais quelques études analytiques laissent penser que l'exploitation du régime de détonation en lieu et place de la combustion turbulente apporterait un gain significatif en terme de performances.

C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail dont l'objectif est l'étude expérimentale et la modélisation du fonctionnement d'un moteur fusée à détonation rotative en atmosphère raréfiée. La partie centrale de cette étude est la conception d'une installation expérimentale visant à démontrer la faisabilité d'un tel concept. Ce montage est conçu spécifiquement pour une caractérisation des performances propulsives du moteur fusée. Il fait donc appel à des choix technologiques et des systèmes de métrologie différents de ceux utilisés dans les études antérieures.

# Chapitre 3

# Dispositif et procédures expérimentales

# Chapitre 3

# Dispositif et procédures expérimentales

La conception et la mise au point de l'installation expérimentale destinée à l'analyse du fonctionnement du moteur fusée à détonation rotative constituent une partie importante de ce travail. Cette étude aborde la détonation continue sous l'angle de l'application propulsive spatiale, et propose donc une vision plus pratique du phénomène. Le dispositif expérimental est conçu spécifiquement pour une caractérisation des performances propulsives d'une détonation rotative dans une chambre annulaire simulant une chambre de combustion de moteur fusée. Il fait donc appel à des choix technologiques et des systèmes de métrologies différents de ceux utilisés dans les études antérieures. L'installation expérimentale comporte :

- le moteur à détonation rotative ;
- un dispositif d'injection et d'allumage ;
- une enceinte de grand volume pour un fonctionnement à pression atmosphérique ou sub-atmosphérique ;
- un circuit d'alimentation en gaz ;
- un système de commande de l'injection et de l'allumage ;
- l'environnement métrologique.

Ce chapitre décrit ce dispositif expérimental et les procédures mises en œuvre pour les essais.

## 3.1 Le moteur à détonation rotative

### 3.1.1 Configuration et plan

La figure 3.2 montre le plan (dessiné avec le logiciel *TopSolid*) du moteur à détonation rotative conçu pour fonctionner avec une chambre annulaire dont les dimensions (Figure 3.1) sont les suivantes :

– diamètre intérieur : $\varnothing_{int}$=93 à 95 mm ;
– diamètre extérieur : $\varnothing_{ext}$=100 mm et 104 mm ;
– largeur de l'espace annulaire : $\delta$=2,5 mm, 3,5 mm et 5,5 mm ;
– longueur : $L$=47,5 mm, pouvant être allongée à 100 mm.

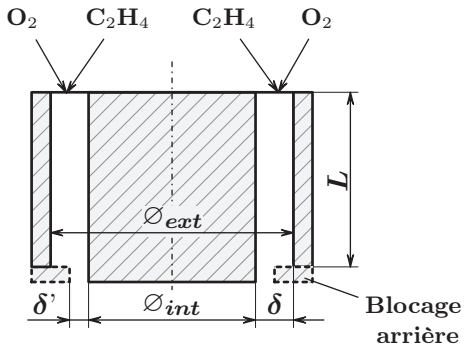


FIG. 3.1 – Schéma de la chambre de combustion annulaire avec blocage

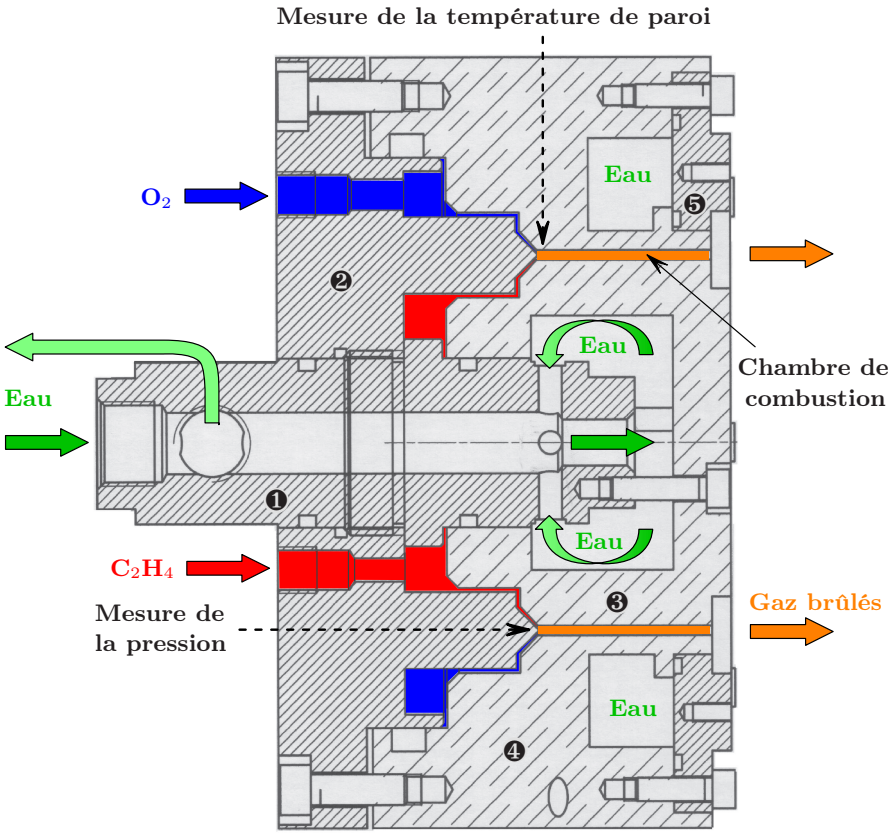


FIG. 3.2 – Vue en coupe du moteur à détonation rotative

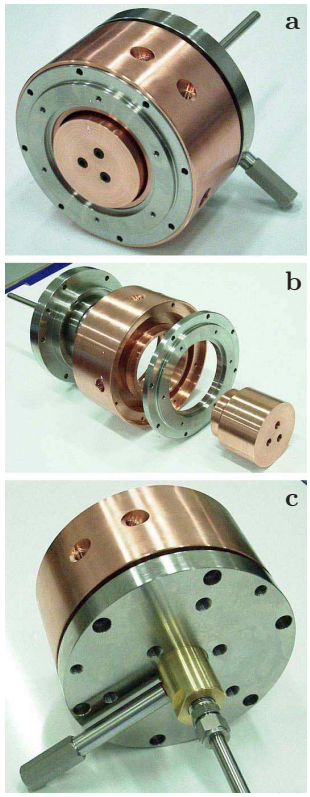


FIG. 3.3 – Moteur en vue éclatée (b) et vues assemblées (a, c)

Ces dimensions ont été déterminées en fonction des propriétés de détonabilité du mélange choisi (voir Chapitre 3.2.1) et sur la base des éléments fournis par la littérature scientifique, voir Chapitre 2.2. La largeur de l'espace annulaire doit être suffisamment grande pour permettre la propagation d'une onde de détonation : une largeur d'au moins cinq fois la taille de cellule de détonation du mélange stœchiométrique éthylène/oxygène aux CNTP a été initialement fixée. Au cours des essais, la largeur a été augmentée de 1 mm en réduisant de 2 mm le diamètre intérieur de la chambre. Le diamètre moyen de la chambre ne doit pas être trop petit pour que l'effet de courbure ne soit pas trop prononcé. Enfin, une longueur de 45 mm semble être adaptée

pour que la célérité de propagation des fronts soit élevée [11]. Au final, ces dimensions sont très proches de celles utilisées dans les dernières études publiées [18, 21], à l'exception de la longueur qui est inférieure ($L$=47,5 mm contre 100 mm). Un dispositif a par la suite permis d'augmenter la longueur jusqu'à 100 mm pour en observer les conséquences.

Le moteur est constitué de 5 pièces principales (Figures 3.2 et 3.3). Les pièces ❸ et ❹ délimitent la chambre de combustion d'épaisseur $\delta$ et de longueur $L$ ; comme elles sont exposées à de fortes températures, elles sont fabriquées en cuivre et refroidies par une circulation continue d'eau. Les autres pièces (❶, ❷ et ❺) sont en Inox. Les étanchéités sont assurées par des joints toriques.

Une seconde pièce ❹ (Figure 3.4) a été conçue au cours de l'étude, permettant de mesurer :
- la pression des ondes de détonation rotatives par huit positions possibles de capteurs de pression ;
- la température par cinq thermocouples ;
- les vibrations par deux accéléromètres.

Enfin, un hublot de faible largeur le long d'une génératrice permet la visualisation de la propagation des fronts réactifs en lumière directe par caméra en mode *streak* (voir Figure 3.26). L'encombrement étant alors trop important, le circuit de refroidissement de la paroi extérieure de la chambre a été supprimé. La pièce a donc été usinée dans de l'Inox 316L qui résiste mieux à la chaleur : sa température de fusion est de 1535°C contre 1085°C pour le cuivre.

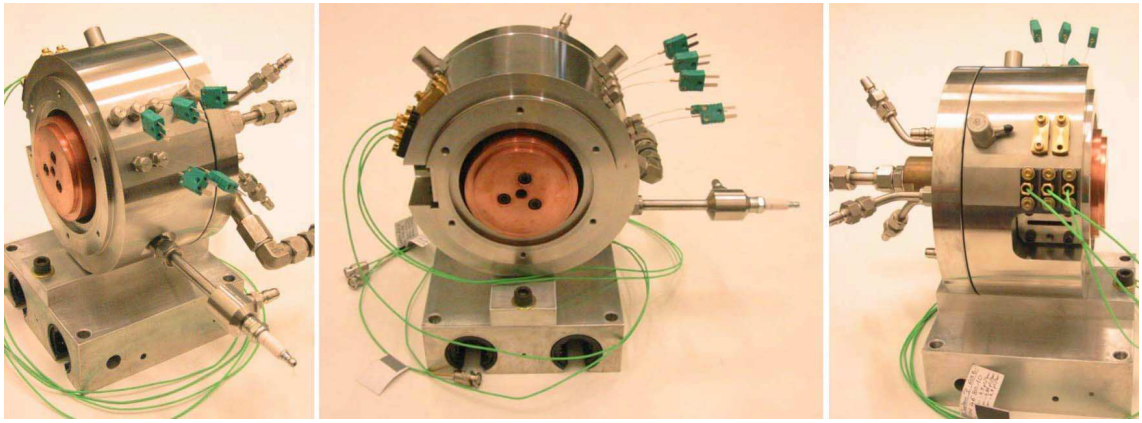

FIG. 3.4 – Moteur équipé de la nouvelle pièce ❹, aperçu de la métrologie

### 3.1.2 Injection

L'alimentation en gaz se fait par 3 raccords rapides à débit total répartis à 120° pour chacun des constituants. Un petit volume intermédiaire a pour fonction de répartir uniformément sur toute la circonférence le gaz issu de ces raccords. Les injections de combustible (éthylène) et d'oxydant (oxygène) sont séparées pour des raisons de sécurité. Si un prémélange était injecté directement, les risques de remontée d'une flamme seraient très grands. L'injection se fait le long

de deux fentes annulaires de révolution d'épaisseur $\varepsilon$ réglable. Le mélange ne se fait que dans la chambre elle-même, par impact à 90° des deux nappes de gaz sous forte pression (Figure 3.5).

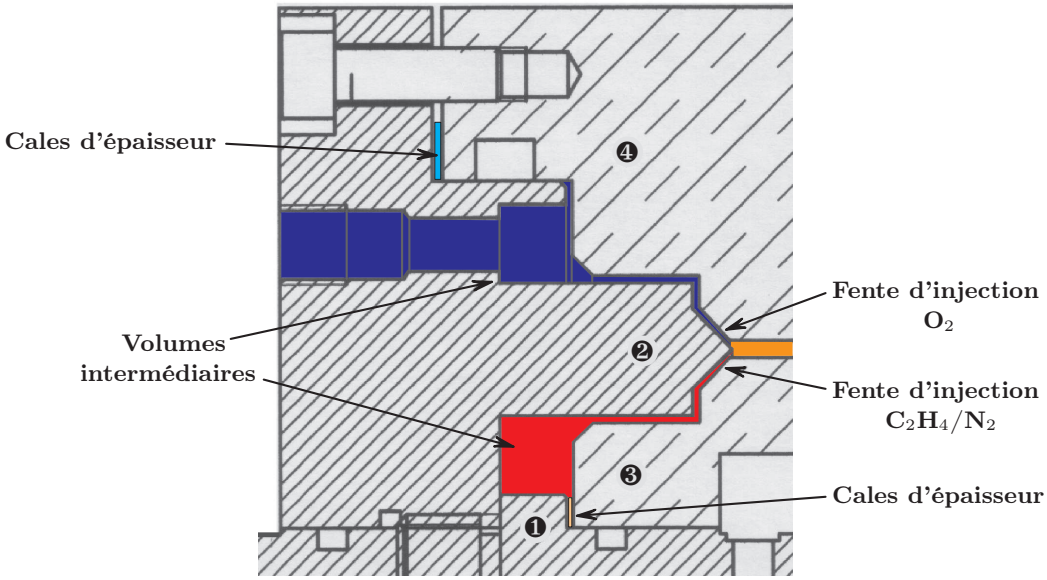


FIG. 3.5 – Vue détaillée de la zone d'injection

Pour chaque fluide, les surfaces qui délimitent l'écoulement de gaz ont été usinées avec une différence d'inclinaison de 2° l'une par rapport à l'autre (45° sur la pièce ❷, 47° par rapport à l'axe du moteur sur les pièces ❸ et ❹). De ce fait, la section de passage diminue de plus en plus. C'est à la jonction entre cet écoulement et la chambre de combustion que se situe la restriction, et éventuellement un col sonique si le débit est suffisant. Le réglage des fentes d'injection est assuré par l'insertion d'empilements de rondelles calibrées entre les pièces ❷ et ❹ (fente d'injection d'oxygène) et entre les pièces ❶ et ❸ (fente d'injection d'éthylène et d'azote). Ces cales ont été découpées sur mesure par électroérosion dans les feuilles d'Inox d'épaisseur 20, 50 et 100 $\mu$m.

### 3.1.3 Allumage

L'initiation du régime de détonation, qui n'est nécessaire qu'une seule fois, se fait dans un tube de pré-détonation via le mécanisme de transition déflagration - détonation. Ce mécanisme, présenté Chapitre 2.4.3.3, permet d'initier un mélange en détonation avec une faible source d'énergie, de l'ordre du millijoule. Un volume suffisant de prémélange stœchiométrique $C_2H_4/O_2$ est injecté au fond du tube et le remplit totalement. L'initiation de la combustion se fait avec une classique bougie d'automobile au fond du tube de pré-détonation, de diamètre intérieur 8 mm et de longueur 160 mm (Figure 3.6). Une spirale dite "de Shchelkin" amplifie le phénomène de turbulence et réduit donc considérablement les longueurs de transition. Elle a été choisie de façon à présenter un rapport de blocage de 0,5 dans le tube de pré-détonation et son pas est égal au diamètre de ce tube (conditions optimales pour l'accélération de la flamme [65]). Celui-ci

est perpendiculaire à l'axe du moteur et tangente la chambre de combustion pour favoriser un sens de propagation de la détonation (sens négatif sur la Figure 3.6). Le diamètre du tube étant supérieur au diamètre critique de transmission de la détonation pour le mélange réactif injecté aux conditions ambiantes de température et de pression ($d_c = 6,5$ mm [50]), la transmission de la détonation depuis le tube vers la chambre de combustion ne pose pas de problème (voir Chapitre 2.4.3.4). Plus généralement, une détonation peut diffracter depuis ce tube si la taille de cellule de détonation autonome $\lambda_{CJ}$ dans le mélange considéré est inférieure à 0,62 mm.

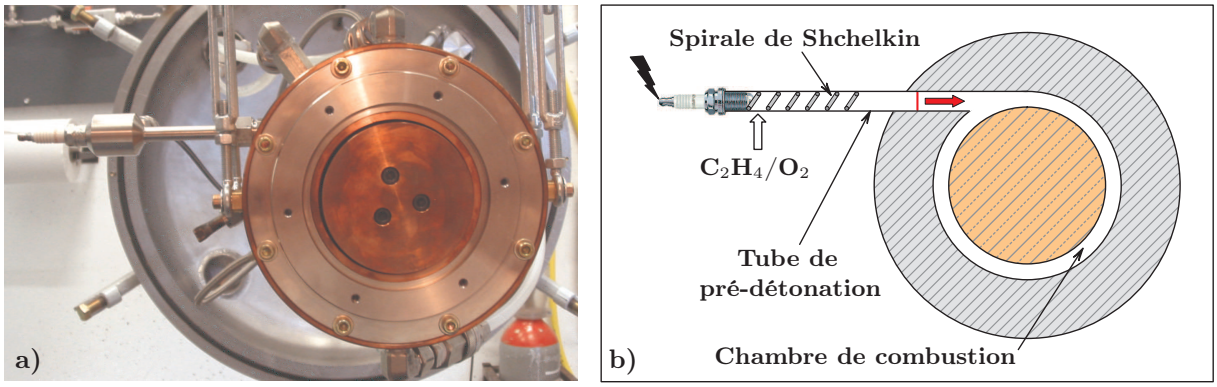


FIG. 3.6 – Système d'initiation de la détonation : a) Photo du montage - b) Schéma simplifié

### 3.1.4 Refroidissement

Les températures engendrées dans le front de détonation sont très élevées. A titre indicatif, dans un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène aux CNTP, la température de détonation Chapman - Jouguet en fin de zone de réaction est de l'ordre de 4000 K. Quant aux gaz brûlés éjectés, leur température est selon toute vraisemblance encore supérieure à 2500 K tant qu'ils restent dans les limites géométriques de la chambre de combustion.

Les pièces ❸ et ❹ étant directement exposées aux zones de combustion et aux produits de détonation, un dispositif de refroidissement par circulation continue d'eau (Figure 3.7) a été conçu. Ces deux pièces ont été usinées en cuivre de façon à favoriser l'évacuation rapide de la chaleur depuis les surfaces exposées aux fortes températures vers les surfaces refroidies par l'eau. Le cuivre est en effet un excellent conducteur, sa conductivité thermique est d'environ 400 W/m K. La circulation d'eau est rapide, ce qui favorise les échanges de chaleur par convection forcée entre le cuivre et l'eau.

L'alimentation et l'évacuation d'eau de la partie centrale ❸ se fait grâce à des écoulements concentriques opposés séparés par une paroi tubulaire dans la pièce ❶, l'eau étant injectée au centre. L'arrivée et l'évacuation d'eau du circuit périphérique (pièce ❹) ont été initialement implantées respectivement en bas et en haut du moteur pour assurer une circulation d'eau uniformisée autour de la chambre et éviter une dissymétrie causée par les effets de gravité. Il s'est

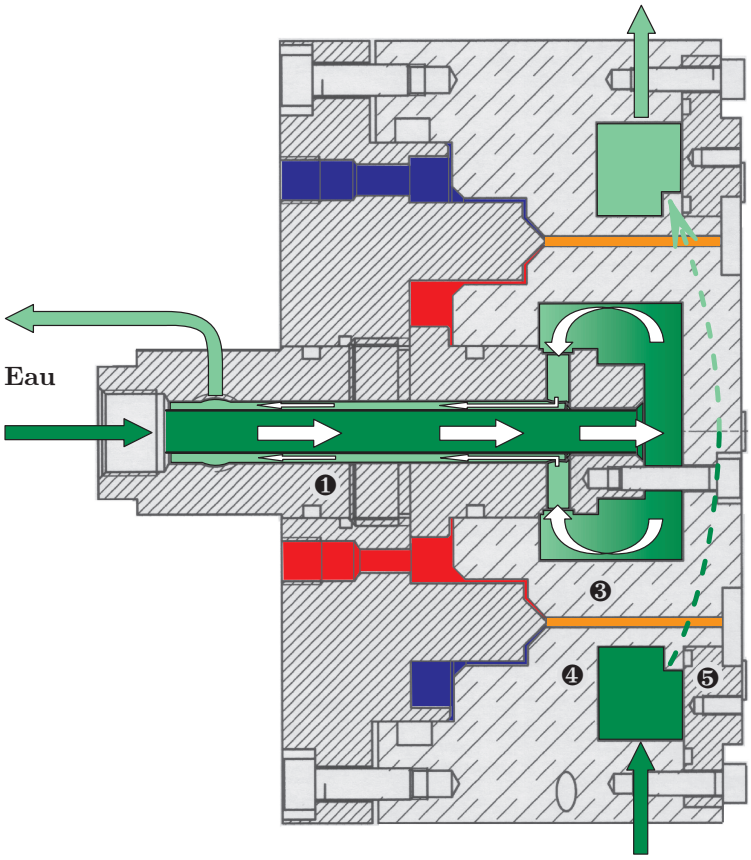


Fig. 3.7 – Circuit de refroidissement du moteur par circulation d'eau

avéré que le débit d'eau (issu du circuit d'eau industrielle) qui alimente ces deux circuits de refroidissement est suffisamment important pour écarter cette difficulté ; les deux raccords ont finalement été positionnés au même niveau de chaque côté de la chambre lors de la modification du système de fixation du moteur (voir Chapitre 3.1.5). Etant donné que les deux circuits sont alimentés par une même arrivée d'eau et que la circulation se fait moins bien dans le circuit central pour des raisons géométriques, une restriction du diamètre de passage a été prévue au début du circuit périphérique pour rééquilibrer les deux débits. A ce même endroit, une vanne quart de tour permet de purger le circuit d'eau avant de déconnecter les tuyaux d'alimentation et d'évacuation. Ceux-ci sont en polyuréthane souple, de diamètre intérieur 8 mm et d'épaisseur 2 mm ; le raccordement sur le moteur se fait par l'intermédiaire de raccords rapides à débit total *Swagelok*®. Sur la nouvelle pièce ❹ usinée en Inox, le circuit de refroidissement périphérique a été supprimé, l'encombrement étant trop important sur la pièce.

### 3.1.5 Fixation du moteur

Le moteur est fixé sur une potence soudée sur le couvercle de l'enceinte expérimentale (Chapitre 3.3.1). Dans un premier temps, le moteur a été suspendu à une platine par l'intermédiaire de tendeurs à lanterne (Figure 3.8). Ce système n'autorise qu'un degré de liberté, un mouvement

pendulaire dans l'axe du moteur. L'objectif n'était cependant pas d'exploiter ce mouvement comme dans l'installation expérimentale destinée à l'étude des performances d'un PDE en mode monocoup (la chambre est suspendue à des câbles, et son impulsion spécifique est calculée à partir de l'amplitude maximale de son déplacement lors du tir). Ce système permettait uniquement de réduire autant que possible les contraintes dans l'axe du moteur pour que le capteur piézoélectrique implanté selon cet axe mesure la poussée du moteur avec une assez bonne précision.

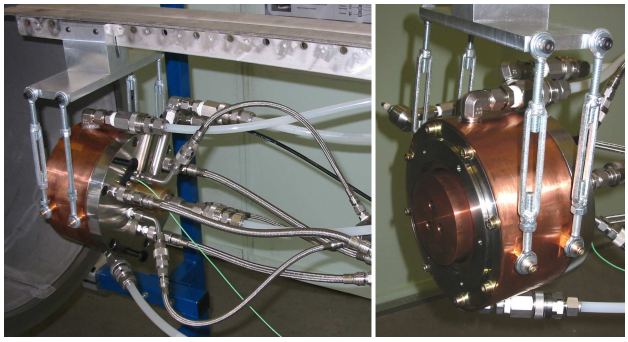

FIG. 3.8 – Moteur suspendu à la potence par des tendeurs

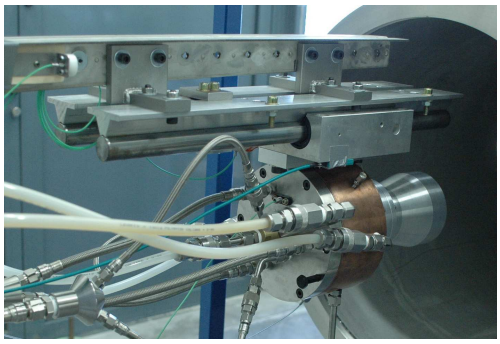

FIG. 3.9 – Moteur fixé sur le chariot guidé par rails

Cette méthode de mesure par capteur piézoélectrique a été abandonnée rapidement car elle n'était pas du tout adaptée à l'environnement vibratoire et thermique dans lequel elle était appliquée (voir Chapitre 3.4.5). Une autre méthode assez différente a été testée un certain temps. Son principe consiste à libérer totalement le moteur de ses contraintes et de mesurer son déplacement lors du fonctionnement. Pour cela, le moteur est fixé sur un chariot (Figure 3.9), lui-même guidé sur deux rails par des roulements à billes linéaires[1]. Pour faciliter les visualisations par caméra, la fixation du moteur et le positionnement des rails ont été déterminés pour que l'axe du moteur soit très proche de l'axe de l'enceinte expérimentale, donc au niveau des hublots de visualisation. Cette méthode de mesure de la poussée n'a pas été concluante mais le moteur est resté fixé au chariot car ce système apporte un degré de liberté selon l'axe de l'enceinte.

### 3.1.6 Tuyère et blocages

Pour que le fonctionnement de ce moteur soit possible dans le vide, l'établissement d'un col sonique à la sortie de la chambre de combustion joue un rôle essentiel. Il permet de découpler aérodynamiquement la chambre du milieu environnant. De plus, si l'on parvient à établir ce col sonique, alors une portion divergente de la tuyère a pour effet d'accélérer l'écoulement pour le rendre supersonique. La relation 3.1 d'Hugoniot caractérise ce comportement ($V$ : vitesse de l'écoulement, $M$ : nombre de mach et $S$ : section de passage), voir Figure 4.41.

$$\frac{dV}{V} = -\frac{1}{1-M^2}\frac{dS}{S} \tag{3.1}$$

[1] Les roulements linéaires sont des douilles équipées de pistes de recirculation des billes, qui offrent un coefficient de frottement très faible et une course illimitée.

Une tuyère modulaire a été dessinée (voir Figure 3.10) et fabriquée. La partie convergente ❻ en dural collecte les produits de détonation à travers un col ❼ qui est ajusté pour établir la sonicité, puis les détend et les accélère dans une tuyère divergente ❽. La sortie de la tuyère est dessinée de façon à donner une orientation purement axiale au flux de gaz, dans le cas bien sûr où cette tuyère est adaptée. Un noyau central ❾ en cuivre empêche la création de zones de recirculation, nuisibles pour l'aspect aérodynamique de l'écoulement. Suite à la modification du diamètre intérieur de la chambre de combustion, cette pièce centrale n'a finalement plus été utilisée. La partie convergente subsonique est simplement conique car cette géométrie n'a quasiment aucun effet sur la poussée (dans le cas d'un moteur à combustion turbulente [4]). La continuité de l'écoulement au col est simplement assurés par le raccordement de deux arcs de cercle, le rayon de l'arc situé en aval du col étant égal à 0,4 fois le rayon de ce col [39]. La section divergente est de forme exponentielle : le diamètre de la tuyère suit une loi en $\varnothing(x) = a\ e^{-\frac{x+b}{c}}$. Le col et la partie divergente ont été usinés avec un tour à commande numérique afin d'obtenir un profil régulier. L'aspect modulaire de cette tuyère permet d'envisager une étude paramétrique sur la longueur, la forme et le diamètre de sortie de la tuyère, ainsi que sur le diamètre du col.

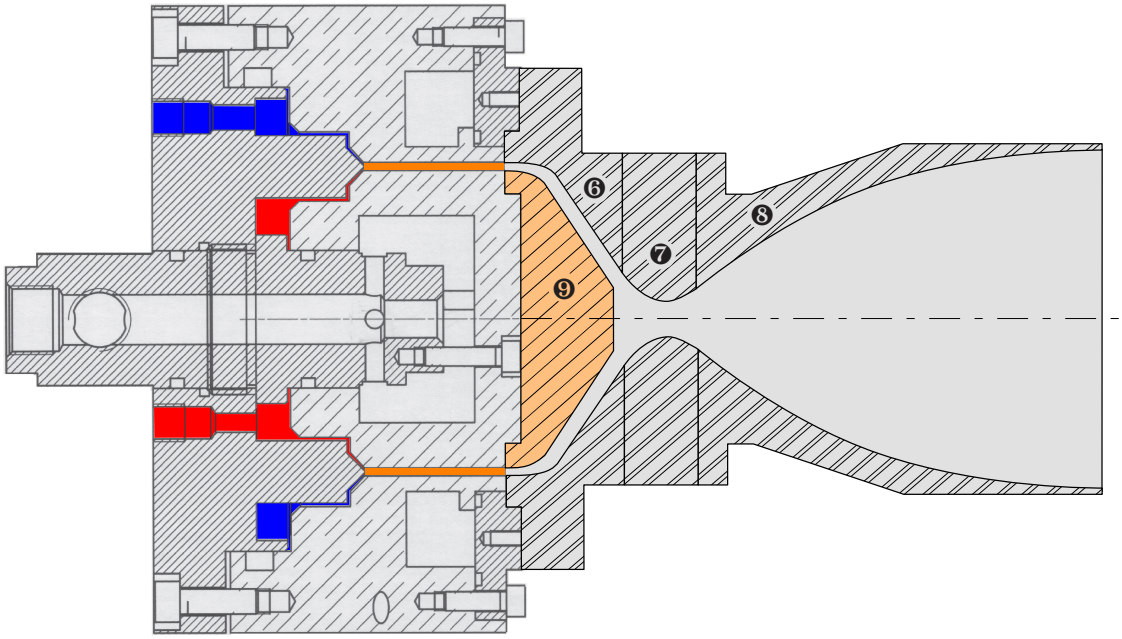


Fig. 3.10 – Tuyère convergente - divergente à noyau central

Des blocages arrières ont aussi été conçus et testés sur la chambre de diamètres intérieur $\varnothing_{int}$=93 mm et extérieur $\varnothing_{ext}$=104 mm, soit une largeur $\delta$=5,5 mm. Ces blocages imposent en sortie de chambre une restriction de la surface d'éjection par diminution du diamètre extérieur (Figure 3.1). La largeur de la chambre passe brutalement de $\delta$=5,5 mm à $\delta'$=2, 1 et même 0,75 mm sur une longueur de 18 mm. L'objectif n'est pas d'établir une section de sortie sonique mais d'élever la pression moyenne dans la chambre par confinement.

## 3.2 L'installation d'alimentation en gaz

### 3.2.1 Choix du mélange

Le tableau 3.1 synthétise quelques données (pression, célérité et taille de cellule) sur la détonation autonome Chapman - Jouguet des mélanges stœchiométriques $H_2$+0,5$O_2$, $CH_4$+2$O_2$, $C_2H_2$+2,5$O_2$ et $C_2H_4$+3$O_2$ aux conditions ambiantes de température et de pression (CATP).

| **Mélange** | $p_{CJ}$[1] **(bar)** | $D_{CJ}$[1] **(m/s)** | $\lambda_{CJ}$ **(mm)** |
|---|---|---|---|
| $H_2$+0,5$O_2$ | 19,22 | 2844,9 | 1,35 – 1,6 [31, 49] |
| $CH_4$+2$O_2$ | 30,34 | 2395,6 | 2,9 – 3,2 [1, 45, 49] |
| $C_2H_2$+2,5$O_2$ | 35,36 | 2427,6 | 0,08 – 0,1 [30, 34] |
| $C_2H_4$+3$O_2$ | 34,9 | 2378,5 | 0,35 – 0,45 [1, 44, 67] |

Tab. 3.1 – Caractéristiques de la détonation Chapman - Jouguet des mélanges $H_2$+0,5$O_2$, $CH_4$+2$O_2$, $C_2H_2$+2,5$O_2$ et $C_2H_4$+3$O_2$ aux CATP

Pour une installation expérimentale, le mélange éthylène/oxygène est celui qui convient le mieux. Ce mélange présente l'avantage d'être parmi les plus détonants, l'initiation du régime de détonation ne pose donc pas de problème. Compte tenu de cette propriété de détonabilité, la détonation peut se propager dans des milieux confinés de faible largeur ou des tubes de petit diamètre : au moins 0,4 – 0,5 mm pour le mélange stœchiométrique éthylène/oxygène aux conditions ambiantes de température et de pression (voir Tableau 3.1). Sa petite taille de cellule de détonation permet ainsi de réaliser un moteur de petite dimension. Pour une éventuelle application industrielle, il présente sensiblement les mêmes caractéristiques de pression et de célérité que méthane/oxygène. Sa plus grande détonabilité est un facteur important, même s'il est facilement envisageable de concevoir un moteur fonctionnant avec le méthane et utilisant un autre mélange pour l'initiation de la détonation. L'acétylène, quant à lui, présente trop de risques pour être utilisé dans une installation expérimentale, et donc *a fortiori* dans un moteur en conditions réelles. Il est extrêmement détonant et possède la particularité de pouvoir exploser spontanément même en l'absence d'oxygène. Quant à l'hydrogène, il engendre de plus faibles niveaux de pression, ce qui pourra se faire ressentir sur la poussée ou nécessiter des débits volumiques plus grands.

Le choix concernant l'alimentation du moteur à détonation rotative s'est donc porté sur l'éthylène ($C_2H_4$) et l'oxygène ($O_2$). La dilution de ce mélange par l'azote ($N_2$) sera possible.

L'influence de la richesse sur le fonctionnement du moteur devant être analysée, une étude supplémentaire a été menée. Elle a pour objectif de déterminer les caractéristiques (pression, célérité, taille de cellule) de la détonation autonome se propageant dans un milieu réactif $C_2H_4/O_2$ à richesse variable (voir Chapitres 3.6 et 5.2.1)

[1] Calculs d'équilibre thermochimique effectués avec QUARTET, $p_o$=1 bar et $T_o$=293 K.

### 3.2.2 Architecture des lignes d'alimentation en gaz

La figure 3.11 montre le schéma des lignes d'alimentation en gaz. Pour écarter tous les risques liés à l'utilisation d'un prémélange, il n'existe aucune connexion entre la ligne d'alimentation en éthylène et celle en oxygène. Ce circuit inclut également une alimentation en azote qui n'a pas fait l'objet d'une ligne indépendante car seuls deux gaz peuvent être injectés séparément dans le moteur (il n'y a que deux fentes d'injection). L'azote est donc dilué avec l'éthylène, en amont du débitmètre massique. La solution *a priori* plus logique consistant à diluer l'azote dans l'oxygène a été écartée pour assurer la sécurité sur la ligne oxygène (pour plus d'éléments concernant les risques liés à l'utilisation de l'oxygène, voir Annexe B). Une attention toute particulière a ainsi été accordée au choix des éléments de cette ligne d'alimentation. La dilution par l'azote de l'oxygène a été évitée car elle est susceptible d'apporter des impuretés dans la ligne. Dans cette étude, la dilution par l'azote n'a pas été abordée mais ce gaz a néanmoins servi à étalonner la ligne d'alimentation en éthylène au cours d'essais sans allumage.

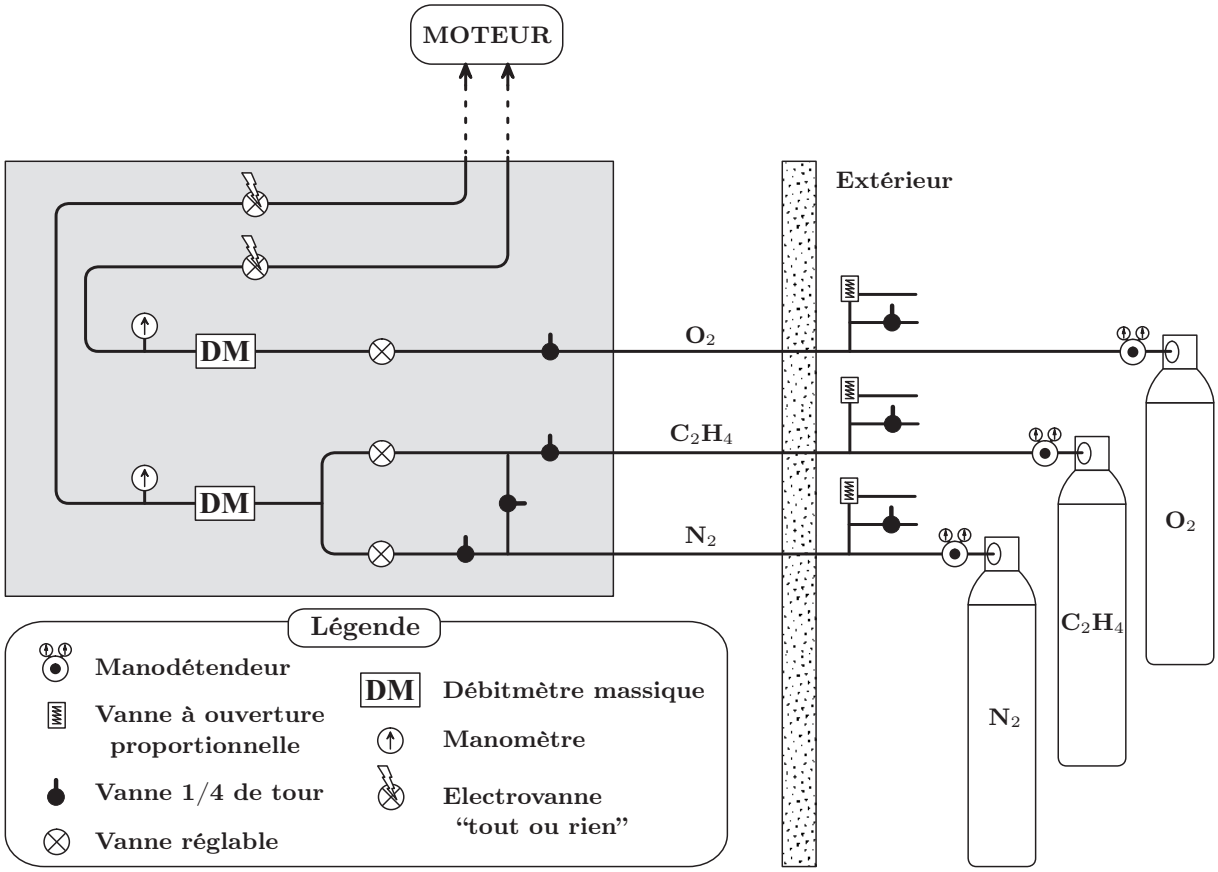


FIG. 3.11 – Schéma du circuit d'alimentation en gaz ($O_2$, $C_2H_4$ et $N_2$)

Le gaz est issu de bouteilles *Air Liquide* B50 sous haute pression, initialement remplies à 70 bar pour l'éthylène et 200 bar pour l'oxygène et l'azote. L'architecture retenue est la même pour chaque ligne d'alimentation. Chacune comprend :

- un détendeur manuel *TESCOM* série 44-1300 permettant une détente jusqu'à 20 bar pour l'éthylène et l'azote, et 40 bar pour l'oxygène ;
- une soupape à ouverture proportionnelle *Swagelok*® série R4, dont la pression d'ouverture est ajustable entre 24 et 50 bar ;
- une vanne quart de tour à boisseau sphérique *Swagelok*® série 40 ;
- une vanne réglable à pointeau *Swagelok*® qui permet d'ajuster le débit (série 18 pour l'éthylène et l'azote, vanne pour service sévère série 12N dans le cas de l'oxygène) ;
- un débitmètre massique numérique *BROOKS* modèle 5863S, étalonné jusqu'à 20 bar et 20 g/s (40 g/s pour l'oxygène) ;
- un manomètre à aiguille *CISKO* gradué jusqu'à 25 bar pour la ligne éthylène/azote, et jusqu'à 40 bar pour la ligne oxygène ;
- une électrovanne *ASCO Joucomatic* série 287 à commande directe — coaxiale pour fluides haute pression — normalement fermée, de temps d'ouverture compris entre 45 et 60 ms.

A l'exception des électrovannes en laiton, tous les éléments sont en inox. Les canalisations (*Swagelok*®) sont également en inox, de diamètre extérieur 1/2 pouce (12,7 mm) et d'épaisseur 0,035 pouce (0,89 mm). Leur pression de service admissible est de 180 bar. La minimisation des pertes de charges a été un critère de grande importance pour sélectionner les différents constituants de ce système d'alimentation en gaz.

Tous les éléments de la ligne d'alimentation en oxygène (détendeur, vannes, électrovanne, vanne de sécurité à ouverture proportionnelle, manomètre) ont été commandés dégraissés, et conviennent donc pour l'utilisation qui en est faite. Les canalisations ont été dégraissées avec de l'acétone.

En fin de ligne, le flux de chaque gaz est réparti dans trois branches identiques qui sont raccordées au moteur grâce à des tuyaux en polyuréthane souple de diamètre intérieur 7 mm pour l'oxygène et 4 mm pour l'éthylène. Des flexibles en Téflon tressés Inox *Swagelok*® visibles sur la figure 3.8 avaient été initialement choisis, mais ont été abandonnés en raison de leur rigidité. La présence de raccords rapides à débit total sur chaque branche permet de déconnecter facilement le moteur de toutes les arrivées de gaz et n'engendre pas de grosses pertes de charges.

Un étalonnage des lignes d'alimentation en oxygène et éthylène a été nécessaire. Des mesures de débit ont été effectuées en faisant varier la pression sur le manodétendeur en sortie de bouteille et l'angle d'ouverture des vannes réglables de chaque ligne. L'étalonnage de la vanne d'alimentation en éthylène a été fait avec de l'azote pour des raisons de sécurité, après avoir validé cette méthode : pour une même configuration (ouverture de la vanne et pression en sortie de bouteille), le débit massique reste inchangé si l'azote est remplacé par l'éthylène. Les deux constituants ont la même masse molaire, il suffit d'introduire une correction sur la valeur affichée par le débitmètre pour tenir compte de la différence de capacité calorifique.

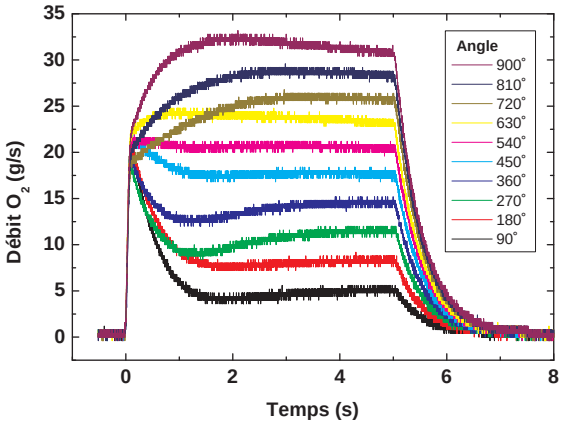


FIG. 3.12 – Débit d'oxygène en fonction du temps pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture de la vanne - pression détendeur : 10 bar

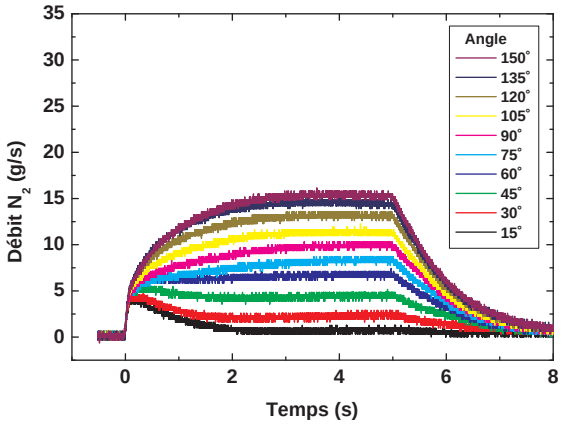


FIG. 3.13 – Débit d'azote en fonction du temps pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture de la vanne - pression détendeur : 10 bar

Les figures 3.12 et 3.13 donnent la variation de débit en fonction du temps pour différents angles d'ouverture des vannes, la pression détendeur étant fixée à 10 bar. Une à trois secondes sont nécessaires pour que le débit se stabilise après une phase de croissance progressive ou un pic de débit suivi d'une phase de décroissance progressive. Le débit est stabilisé très rapidement (en 200 à 300 ms) pour un angle d'ouverture des vannes bien précis : 50 – 55° pour l'éthylène et 530 – 540° pour l'oxygène. Dans ces conditions, les figures 3.14 et 3.15 indiquent la variation de débit pour différentes valeurs de pression détendeur.

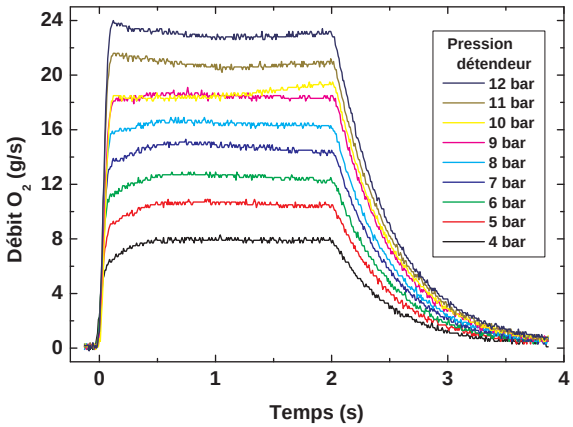


FIG. 3.14 – Débit d'oxygène en fonction du temps pour plusieurs valeurs de la pression détendeur - vanne ouverte de 530 – 540°

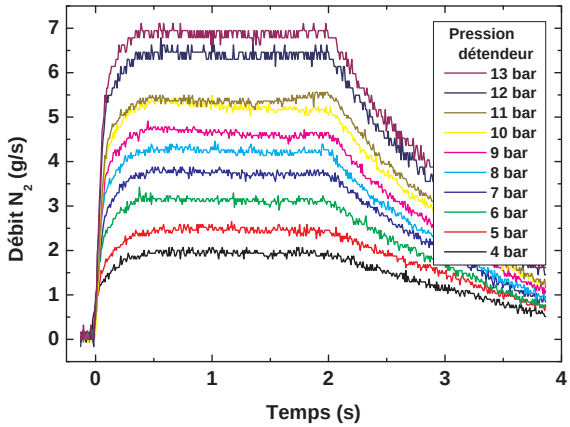


FIG. 3.15 – Débit d'azote en fonction du temps pour plusieurs valeurs de la pression détendeur - vanne ouverte de 50 – 55°

Le débit se stabilise à un niveau directement proportionnel à la pression de détente (Figure 3.16). Partant de là, la figure 3.17 définit les conditions de débit total et de richesse en fonction des pressions réglées sur les détendeurs d'oxygène et d'azote. Pour valider le contrôle de la richesse

du mélange injecté, des prélèvements de gaz ont été analysés par chromatographie : la richesse du mélange calculée à partir des débits massiques par la formule 3.2 est supérieure de 5 à 10% à celle déduite de la composition du mélange prélevé.

$$\varnothing = \left( \frac{\dot{M}_{\text{combustible}}}{\dot{M}_{\text{oxydant}}} \right) / \left( \frac{\dot{M}_{\text{combustible}}}{\dot{M}_{\text{oxydant}}} \right)_{\text{stœchiométrique}} \tag{3.2}$$

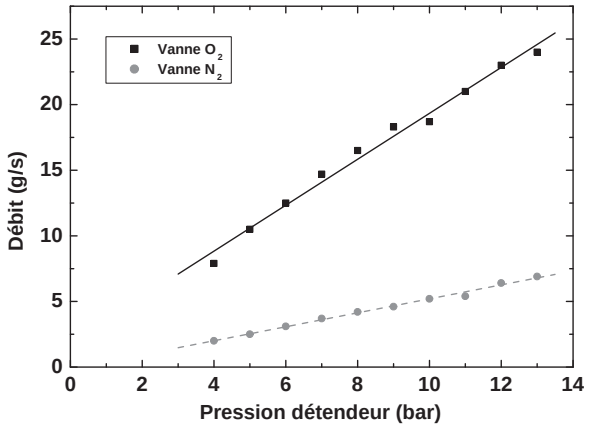


FIG. 3.16 – Débit massique stabilisé en fonction de la pression réglée sur le détendeur

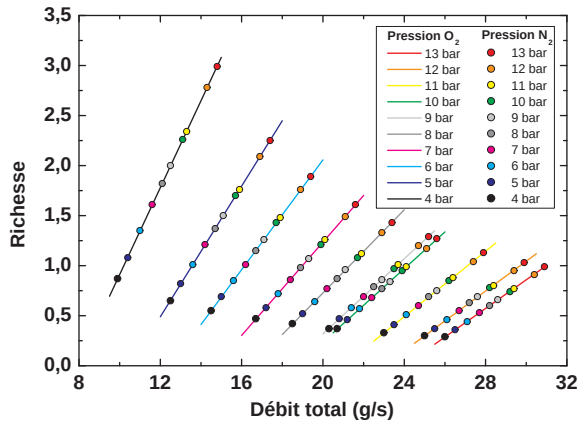


FIG. 3.17 – Débit total et richesse en fonction des pressions détendeur oxygène et azote

### 3.2.3 Alimentation du système d'allumage

Le système d'allumage est alimenté en prémélange stœchiométrique éthylène/oxygène. Celui-ci est réalisé par la méthode des pressions partielles et stocké dans une bouteille de 11 litres destinée aux mélanges explosifs. Partant de la bouteille de prémélange remplie à 4 bar (Figure 3.18), le mélange réactif traverse :

- un manodétendeur *Air Liquide* BS300 GL-3-2.5 de pression de sortie réglable entre 0,1 et 3 bar ;
- deux vannes quart de tour à boisseau sphérique *Swagelok*® série 40 capables de tenir une pression nominale de 207 et 172 bar ;
- un réservoir de 37 $cm^3$ en Inox conçu pour résister à une pression interne de 200 bar ;
- une électrovanne *ASCO Joucomatic* normalement fermée à commande directe série 262, de temps d'ouverture compris entre 5 et 25 ms et résistant à une pression de 100 bar.

Le mélange circule dans du tube inox *Swagelok*® ou polyuréthane souple *Legris* de diamètre intérieur 4 mm et diamètre extérieur 6 mm.

Pour des raisons de meilleure reproductibilité de la séquence d'allumage, la pression dans le réservoir doit rester inchangée lors d'une série de plusieurs essais, d'où la présence du manodétendeur. Avant de procéder à l'allumage, le réservoir est rempli à une pression déterminée

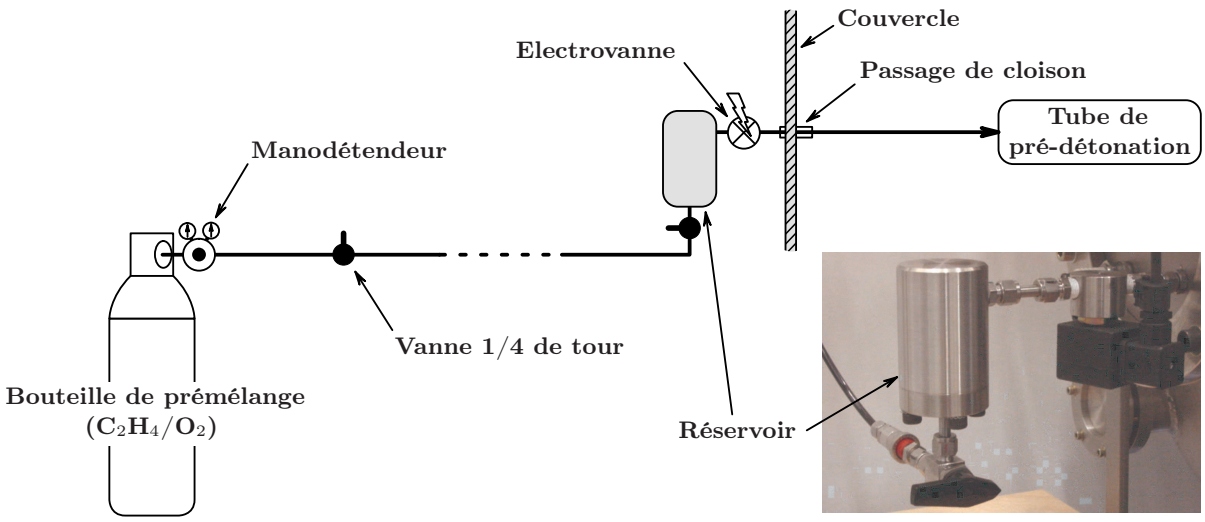


FIG. 3.18 – Circuit d'alimentation en prémélange ($C_2H_4/O_2$)

qui permettra d'injecter le volume de prémélange souhaité en un temps relativement bref, de l'ordre de 300 ms. Les vannes quart de tour sont ensuite fermées, et le réservoir déconnecté de la bouteille de mélange (les raccords ont été choisis pour ne pas laisser entrer d'air dans la ligne en cas de déconnexion). A ce moment seulement, l'allumage peut être effectué.

Le choix d'un prémélange pour l'allumage s'est imposé en raison de sa facilité de mise en œuvre et de la fiabilité de la ligne. Le premier obstacle qui empêche la remontée d'une flamme ou d'une détonation est l'électrovanne, qui est fermée au moment de l'initiation (voir séquence d'allumage dans le chapitre 3.5). Le réservoir intermédiaire est conçu pour résister à 200 bar, soit l'équivalent de l'impact en paroi d'une détonation établie dans un milieu de pression initiale 2,35 bar. Il conviendra donc de ne pas dépasser cette pression lors du remplissage du réservoir. Enfin, avant de procéder à l'allumage, la seconde vanne quart de tour est fermée. Toutefois, en cas de défaillance de l'électrovanne, si les deux vannes quart de tour ont été laissées ouvertes par inadvertance et si la ligne n'a pas été déconnectée, l'explosion du gaz contenu dans la bouteille de stockage n'aurait pas de conséquences graves, la bouteille étant conçue pour résister à une pression interne de 300 bar. La sécurité est donc totalement assurée sur cette ligne d'alimentation en prémélange.

## 3.3 Environnement expérimental

Cette section présente les éléments qui complètent le dispositif expérimental :

- l'enceinte sous atmosphère raréfiée ;
- les systèmes d'extraction des gaz brûlés pour les essais en dépression ou à pression ambiante.

### 3.3.1 Enceinte sous atmosphère raréfiée

Le moteur fonctionne dans une enceinte permettant de créer un milieu à atmosphère raréfiée. Elle a un volume global d'environ 550 litres. La figure 3.19 donne un aperçu de ce montage. Il est constitué de 2 tronçons de diamètre intérieur 60 cm et de longueurs 0,8 et 1 m. Le bâti qui les soutient a été fabriqué sur mesure, et l'enceinte équipée pour y être installée. Comme elle est montée sur des roues, elle est mobile le long de son axe. Des hublots permettent un accès visuel pour les diagnostics optiques.

FIG. 3.19 – Photo générale de l'installation expérimentale

Le moteur est suspendu à une potence solidaire du couvercle (Figure 3.20-a). Comme tout est rattaché à ce couvercle, cela constitue un ensemble indépendant du reste de l'enceinte. Les canalisations d'alimentation en gaz et en eau ou bien les câbles des capteurs traversent le couvercle par des passages étanches (Figure 3.20-b). Ce couvercle pouvant être translaté horizontalement le long d'un rail, il est possible de sortir le moteur de l'enceinte avec toutes ses servitudes et ses moyens de diagnostic. Toute intervention au niveau du moteur est donc facilement réalisable.

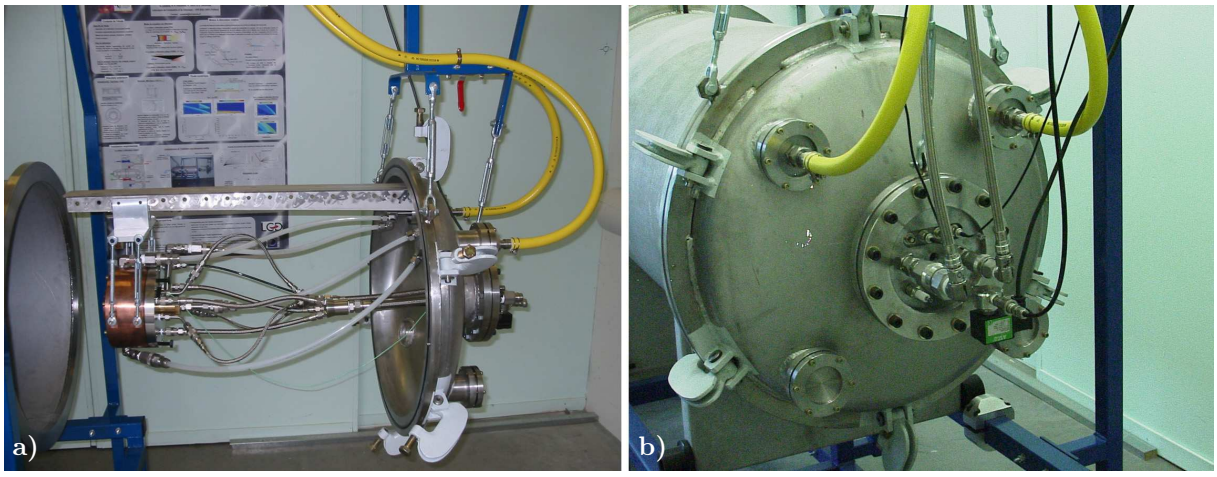


FIG. 3.20 – a) Potence de suspension du moteur - b) Couvercle de l'enceinte

### 3.3.2 Extraction des gaz brûlés

#### 3.3.2.1 Essais à pression ambiante

Pour les essais réalisés à pression ambiante, un système d'extraction des gaz brûlés voire non réagis est relié à l'enceinte au niveau de sa partie supérieure (Figure 3.21). L'aspiration est effectuée par un ventilateur de 0,25 kW conforme à la norme ATEX sur les atmosphères potentiellement explosives. Le diamètre des canalisations a été ajusté au diamètre d'entrée du ventilateur, c'est à dire 200 mm, pour optimiser l'aspiration. Ce système, utilisé lors d'un fonctionnement à pression ambiante, sert à assurer une circulation d'air autour du moteur, des prises d'air pouvant être réalisées à travers le couvercle.

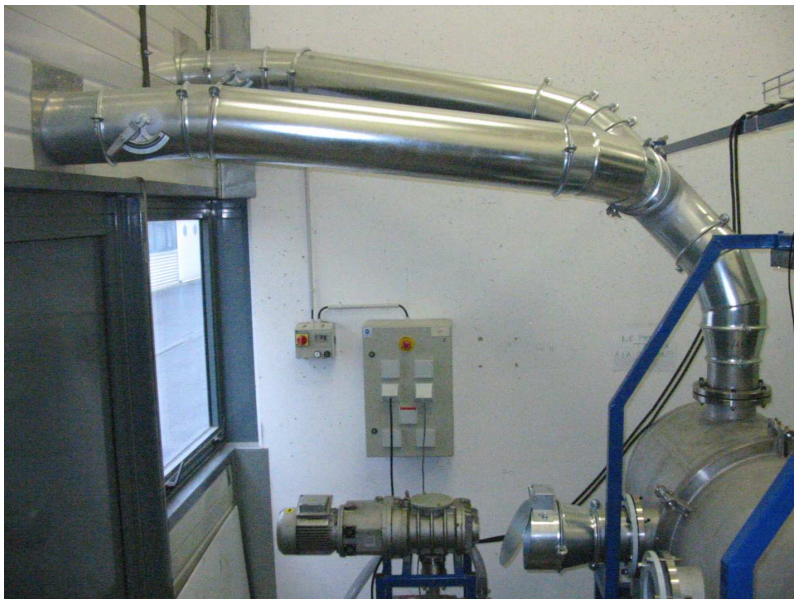

FIG. 3.21 – Système d'extraction des gaz brûlés pour un fonctionnement du moteur à pression ambiante

FIG. 3.22 – Groupe de pompage *BOC Edwards*

Pour éviter que l'onde de choc générée au moment de l'allumage du moteur endommage le ventilateur, plusieurs dispositifs ont été ajoutés. Un clapet anti-retour est fixé à la chambre, sur l'une des ouvertures latérales (voir en bas de la figure 3.21), il s'ouvre brutalement sous l'effet de l'onde de souffle consécutive au démarrage du moteur. Une dérivation a été ajoutée (canalisation au premier plan) pour qu'une partie de l'onde de choc soit dirigée vers l'extérieur, où un clapet anti-retour est également installé. Enfin, un tampon de quelques centimètres constitué de copeaux d'Inox coincés entre deux grilles est inséré dans l'autre canalisation qui conduit au ventilateur, afin d'atténuer encore l'onde.

#### 3.3.2.2 Essais en dépression

Quand les essais se font à une pression environnante inférieure à la pression atmosphérique, le circuit d'aspiration présenté ci-contre est déconnecté de l'enceinte expérimentale, et le clapet anti-retour fixé sur l'enceinte est échangé avec un groupe de pompage *BOC Edwards* (Figure 3.22). Celui-ci est constitué d'une pompe primaire monoétage E1M40 montée en série avec une pompe ROOTS EH500. La seconde assure un fort débit de pompage (350 $m^3/h$), alors que la première sert à obtenir un vide plus poussé. La pression de l'enceinte est contrôlée par une jauge de pression statique *BOC Edwards* qui affiche une valeur avec une précision de 1 mbar. Par la suite, pour des raisons de sécurité, seule la pompe primaire est restée connectée par le biais de tuyaux souples, un té permettant soit de raccorder l'enceinte à la pompe, soit de la mettre à pression ambiante. Pour éviter que la pompe aspire des gaz réactifs ou des gaz brûlés à haute température, un balayage est effectué (par injection d'air comprimé dans l'enceinte et rejet à l'extérieur) avant toute opération de pompage, voir Annexe C.

## 3.4 Métrologie

L'étude du fonctionnement du moteur à détonation rotative a nécessité une métrologie spécifique. Il s'agit principalement de capteurs à court temps de réponse (pression, température, luminosité, vibrations) et de caméras rapides. La mesure de poussée a constitué une difficulté sérieuse, et n'a été possible qu'après essai de plusieurs méthodes.

Chaque capteur piézoélectrique *Kistler* est relié à un amplificateur de charge (*Kistler* 5011 ou *Kistler* 5007) pour transformer la charge électrique provenant du capteur en une tension proportionnelle. Le signal amplifié est envoyé vers un oscilloscope *Tektronix* TDS 7054 ou TDS 3014, puis vers un micro-ordinateur pour le traitement.

### 3.4.1 Mesure de pression

Le capteur de pression utilisé pour mesurer la pression de détonation est un *Kistler 603B* à court temps de réponse (1 $\mu$s). Le modèle 6031 (réponse en 2 $\mu$s) peut également être utilisé. Ce capteur doit être serti dans un support non métallique (Téflon, Delrin, ...) pour ne présenter aucun contact direct avec le métal et minimiser les vibrations du support. Il doit également être protégé thermiquement par une couche de silicone. Cela empêche des dilatations non uniformes au sein du capteur et la dérive de la réponse du capteur.

Pour caractériser l'influence de la couche de silicone sur le signal de pression, des essais ont été réalisés sur une configuration connue, la chambre de combustion du PDE monocoup (Figure 3.23). Il s'agit d'un tube de longueur 480 mm et de diamètre intérieur 52 mm fermé à une extrémité par le mur de poussée, et à l'autre par un film de mylar. Un tube de pré-détonation, coaxial

à la chambre, débouche dans la chambre au centre du mur de poussée. Une bougie est positionnée à son extrémité, et une spirale de Shchelkin y est insérée pour accélérer le phénomène de transition déflagration - détonation. Ces deux tubes sont remplis de prémélange stœchiométrique éthylène/oxygène à pression atmosphérique. Un capteur *Kistler* 603B est implanté sur le mur de poussée et enregistre l'évolution de la pression sur cette surface pendant un tir. Il est recouvert d'une couche régulière de silicone, d'épaisseur comprise entre 2 mm (essai de référence) et 8 mm (Figure 3.24).

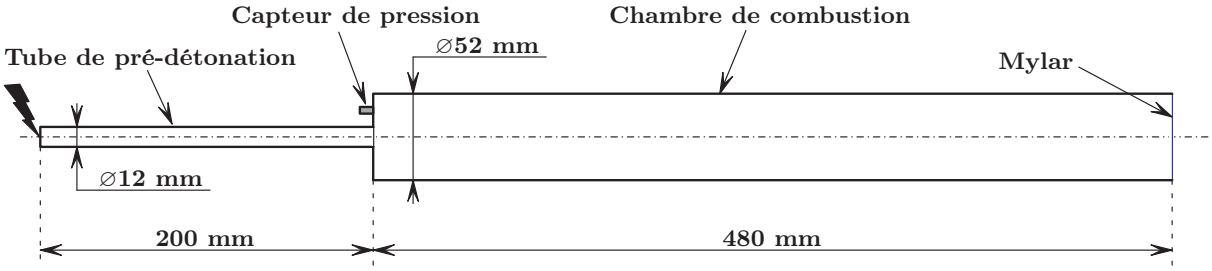


FIG. 3.23 – Chambre de combustion de PDE monocoup

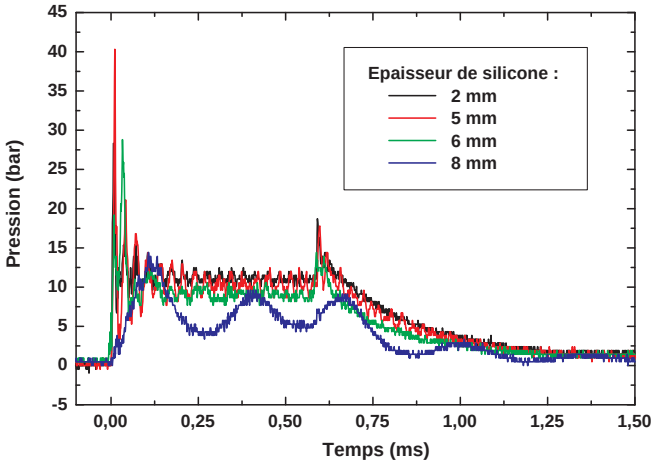


FIG. 3.24 – Signaux de pression enregistrés sur une chambre de PDE monocoup, pour différentes épaisseurs de silicone

Jusqu'à une épaisseur de 5 mm de silicone, le signal de pression est correctement reproduit, en dépit d'une légère altération du niveau de pression. En passant à 6 mm, l'affaiblissement du signal s'amplifie et les oscillations ne sont plus retranscrites convenablement. La montée en pression s'effectue cependant rapidement. Enfin, si l'épaisseur atteint 8 mm, la réponse est totalement faussée en amplitude et en temps de réponse. Cette altération du signal est cependant peut-être induite par la présence dans la couche de silicone d'une bulle d'air dans laquelle un phénomène de résonance perturbe la mesure de pression. La protection thermique appliquée sur le capteur pourra donc être acceptée pour mesurer la pression dans la chambre de détonation rotative dans la mesure où la protection thermique n'excède pas 5 mm. Pour une mesure de pression dans le moteur à détonation rotative, une telle épaisseur est nécessaire car le capteur est soumis à une fréquence élevée de passage des fronts réactifs, ce qui n'est pas le cas dans l'installation évoquée

précédemment. Dans un premier temps, un seul capteur a été positionné entre les deux fentes d'injection, comme le montrent la figure 3.2 et la vue en coupe sur la figure 3.25. Le montage de ce capteur est très délicat car il faut pouvoir réaliser la protection thermique en silicone sans y introduire de bulle d'air. L'épaisseur de cette protection est également source d'erreur.

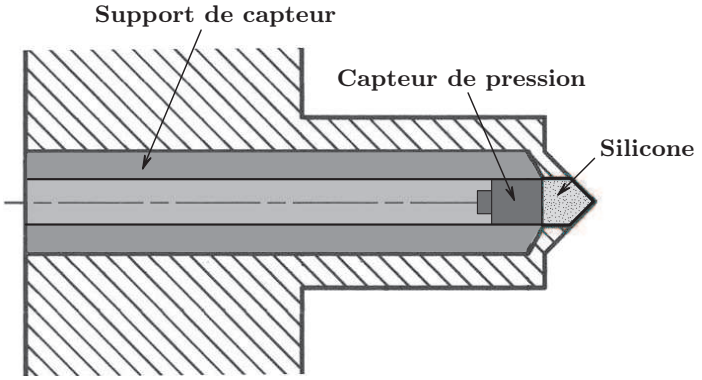


Fig. 3.25 – Premier montage du capteur de pression et de son support

Pour mesurer plus correctement la pression dans la chambre, il a fallut revoir la conception de la paroi extérieure de la chambre (voir Chapitre 3.1.1) en supprimant le circuit de refroidissement et en ajoutant de nombreux points de mesure. Plusieurs capteurs de pression ont alors pu être montés sur cette paroi, leur positionnement étant étudié pour mesurer la pression à différentes positions longitudinales dans la chambre mais aussi sur une même génératrice circonférentielle (à distance constante des fentes d'injection ou de la sortie de la chambre). Chaque capteur est protégé par environ 3 mm de silicone haute température *Silicomet*® JS563. Le positionnement des capteurs de pression, de vibrations et des thermocouples est donné Figures 3.26 et 3.27.

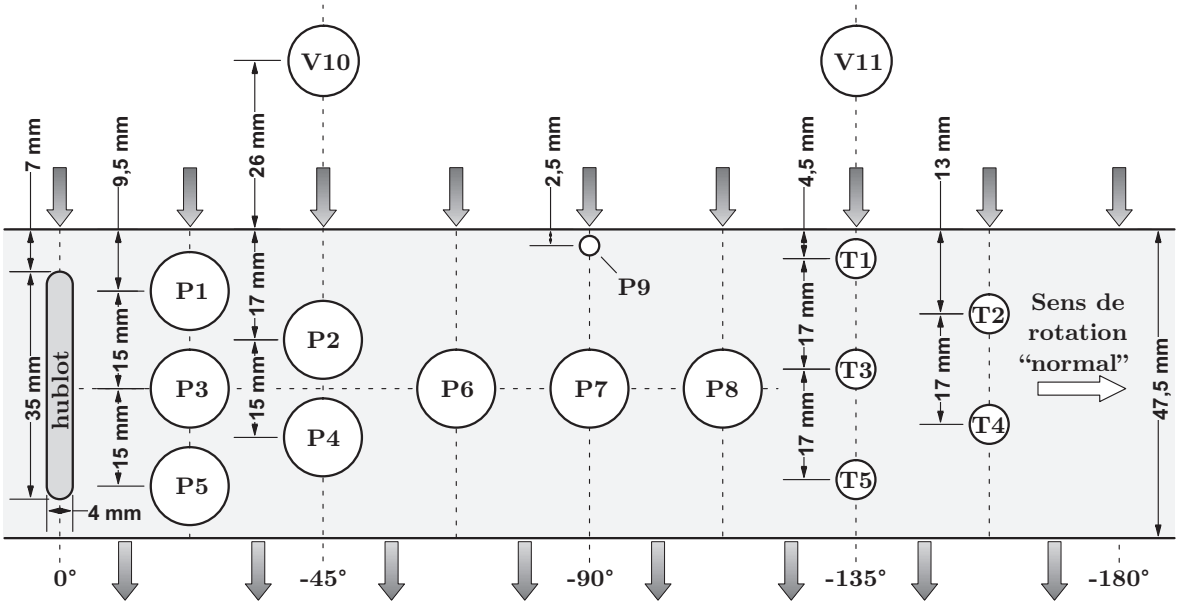


Fig. 3.26 – Positionnement des capteurs sur une demi-circonférence de la paroi extérieure de la chambre, injection par le haut et éjection des gaz brûlés par le bas. P1 – P8 : *Kistler* 603B/*Kistler* 6031, P9 : *Kistler* 701A, V10 – V11 : *Kistler* 8203A50, T1 – T5 : thermocouples type K

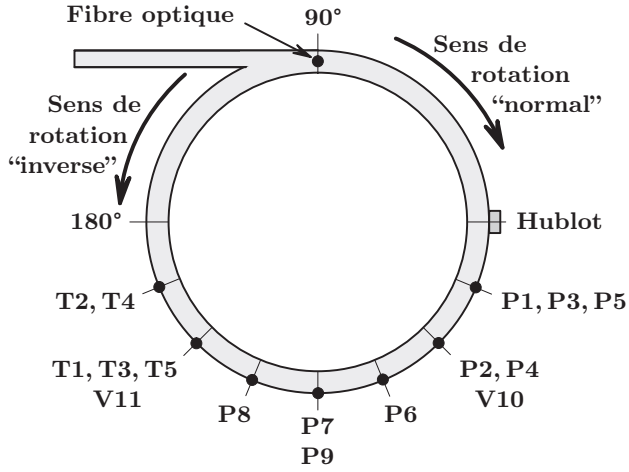


FIG. 3.27 – Position des capteurs et du hublot, vue axiale du moteur depuis sa sortie

Pour mesurer la pression statique au voisinage des fentes d'injection, un capteur *Kistler* 701A est implanté dans la paroi, à 2,5 mm de ces fentes et en retrait de 12 mm. Il est également protégé par une couche de silicone.

### 3.4.2 Mesure de température

Pour contrôler l'efficacité du système de refroidissement du moteur, des thermocouples *TC* type K avec une gaine en Inconel 600 de diamètre 0,5 mm sont implantés dans la paroi latérale extérieure de la chambre, à environ 0,5 mm de la paroi. L'implantation de ces thermocouples est détaillée Figure 3.26. Leur temps de réponse est compris entre 20 et 30 ms. Un transmetteur à réponse rapide (5 ms) et un shunt convertissent le signal du thermocouple en une tension comprise entre +1 et +5 V sur une gamme de température pré-enregistrée (0 – 1200°C).

### 3.4.3 Mesure de luminosité par fibre optique

Une fibre optique polymère est insérée au voisinage des fentes d'injection pour quantifier la luminosité relative au rayonnement des gaz brûlés à haute température dans la chambre de combustion. La fibre est alors exactement dans l'axe de la chambre (Figure 3.27), à la même position que le capteur de pression évoqué Figure 3.25 ; pour la protéger thermiquement, un tronçon de 5 mm de quartz est positionné à son extrémité. Un phototransistor assure la conversion de l'intensité lumineuse en une tension comprise entre 0 et +15 V.

### 3.4.4 Mesure de vibrations

La seconde chambre de diamètre extérieur 104 mm est conçue pour que deux capteurs de vibrations (accéléromètres *Kistler* 8203A50) puissent être implantés sur le bloc moteur. Comme l'indique la figure 3.26, ces deux capteurs sont positionnés à 90° l'un par rapport à l'autre. Ils mesurent les vibrations selon leur propre axe, en l'occurrence les vibrations radiales du moteur.

### 3.4.5 Mesure de poussée

Plusieurs méthodes ont été testées sans apporter une mesure satisfaisante de la poussée délivrée par le moteur :

- un capteur de force piézoélectrique à quartz *Kistler* 9341A. Il est très sensible à l'élévation de température dans l'enceinte expérimentale, et doit donc être protégé. Son comportement est excellent dans le cas de sollicitations statiques, mais il n'est pas adapté à une mesure de poussée en environnement vibratoire. Le filtrage numérique du signal, ou encore la suppression de tout contact métal-métal entre le capteur et l'installation n'a pas amélioré la qualité de la mesure. L'amplitude des vibrations est telle qu'il est impossible d'estimer la poussée moyenne.
- un système de capteur à membrane : la poussée du moteur est transmise à une membrane qui obture une petite cavité d'environ 30 $cm^3$ remplie d'eau. Un capteur de pression mesure la pression dans ce volume, ce qui après étalonnage est suffisant pour déterminer la poussée exercée. Ce mécanisme fonctionne très bien lors d'une contrainte statique mais ne convient plus du tout quand il est soumis aux vibrations générées par le moteur en fonctionnement. Le remplacement de l'eau par de la graisse à vide et l'insertion d'un ressort entre le moteur et la membrane filtrent en partie les vibrations mais sans pour autant permettre une estimation de la poussée.
- une mesure de déplacement : le moteur est fixé sur un chariot monté sur rails et libéré au maximum des contraintes qui peuvent s'exercer sur lui, notamment par les tuyaux d'alimentation. Le chariot est lié au bâti par un ressort de compression. Au cours de l'essai, le moteur se déplace, se stabilise à une certaine distance de sa position initiale, puis y revient. Un étalonnage établit la correspondance entre la force appliquée et la distance parcourue ; la poussée du moteur peut alors être calculée. Cette méthode a fourni quelques résultats satisfaisants. Elle présente cependant deux défauts : d'une part il y a un seuil de poussée (1 à 2 kg) en dessous duquel la force ne suffit pas à déplacer le moteur, et d'autre part les résultats dépendent fortement de l'état de surface des rails.

La solution finalement retenue est la mesure de poussée par un capteur *Bourdon Sedeme* FXF1 équipé de jauges de contraintes. Il délivre un signal correct et peu bruité. Il est assez peu sensible à la température si la durée de l'essai ne dépasse pas une à deux secondes, et ne nécessite pas d'étalonnage particulier.

### 3.4.6 Mesure de vitesse par tube Pitot

Un tube de Pitot a servi à mesurer la vitesse des gaz frais à l'intérieur de la chambre au cours d'une injection sans allumage. Comme la pression n'est pas uniforme dans la chambre, la lecture directe de la vitesse d'écoulement n'a pas été possible. Ce tube a par contre permis d'établir les profils de pressions statique $p$ et dynamique $p_t$ le long de la chambre et, partant de là, de calculer la vitesse d'écoulement $V$ par la relation 3.3 dans l'hypothèse d'un écoulement incompressible.

$$V = \sqrt{\frac{2(p_t - p)}{\rho}} = \sqrt{\frac{2\mathcal{R}T(p_t - p)}{p\mathcal{M}}} \tag{3.3}$$

Le petit diamètre du tube (3 mm) et la présence de quatre prises de pression statique sur sa circonférence font que la méthode reste applicable malgré la faible largeur de la chambre. Elle a cependant donné des résultats aberrants, les vitesses d'écoulement calculées sont quatre fois plus élevées que les vitesses estimées par l'équation de conservation du débit $\dot{M} = \rho\, S\, V$.

### 3.4.7 Visualisations par caméras rapides

Les premiers diagnostics optiques des fronts réactifs sont effectués en lumière directe avec une caméra rapide intensifiée *Hamamatsu* C7300 qui peut saisir des images numériques à une cadence maximale de 13 Hz avec un temps d'ouverture de l'intensificateur compris entre 3 ns et le mode continu. Un miroir situé dans l'axe du moteur et orienté à 45° renvoie une vue arrière du moteur vers la caméra, en traversant un hublot en verre optique BK7. Les images obtenues permettent de compter le nombre de fronts de détonation stabilisés sur une circonférence. Par la suite, la caméra a été positionnée dans l'axe du moteur car la mise au point de la caméra y est beaucoup plus facile.

Deux caméras numériques rapides à hautes cadences ont été testées : *Phantom* v7.1 avec intensificateur (essais jusqu'à 68 000 images par seconde) et *Photron* APX-RS3000 avec ou sans intensificateur (essais jusqu'à 180 000 images par seconde). Si la cadence des images est suffisamment grande, les films montrent les fronts réactifs qui tournent dans le moteur (le miroir orienté à 45° a de nouveau été utilisé pour transmettre une vue arrière).

Enfin, des visualisations par fente (mode *streak*) ont été effectuées avec la caméra *Thomson-CSF* TSN 506N à travers des fentes de 0,1, 0,2 et 1 mm de largeur. Cette caméra offre la possibilité de saisir une image de 50 mm (temps) × 25 mm (espace) sur un film Polaroïd avec une durée de balayage comprise entre 200 ns et 1 ms, soit 4 ns à 20 $\mu$s par millimètre. Les images $y$ - $t$ montrent les profils de zones lumineuses à l'intérieur du moteur car la visée se fait à travers un hublot de forme oblongue en quartz représenté Figure 3.26.

## 3.5 Système de commande

La séquence de fonctionnement du moteur à détonation rotative (Figure 3.28) est consacrée :

- d'une part à l'initiation de la détonation. Un signal électrique commande l'ouverture de l'électrovanne de la ligne d'alimentation auxiliaire en prémélange pendant la durée $\Delta t_1$ puis un signal impulsionnel déclenche l'étincelle avec un certain retard $\Delta t_4$ établi de façon à tenir compte du temps de fermeture de l'électrovanne.
- d'autre part à l'alimentation du moteur. Les électrovannes des lignes d'alimentation principales en oxygène et en éthylène/azote sont commandées par un signal commun. La durée $\Delta t_3$ de ce créneau fixe la durée de fonctionnement du moteur. La synchronisation de ce signal par rapport à la séquence d'initiation de la détonation nécessite des essais de mise au point pour ajuster le paramètre $\Delta t_2$. Il est important de noter qu'une ouverture trop prématurée des électrovannes aurait pour effet de faire apparaître une poche de prémélange dans le moteur et à sa sortie qui risque de provoquer un fort effet de souffle au moment de son initiation.

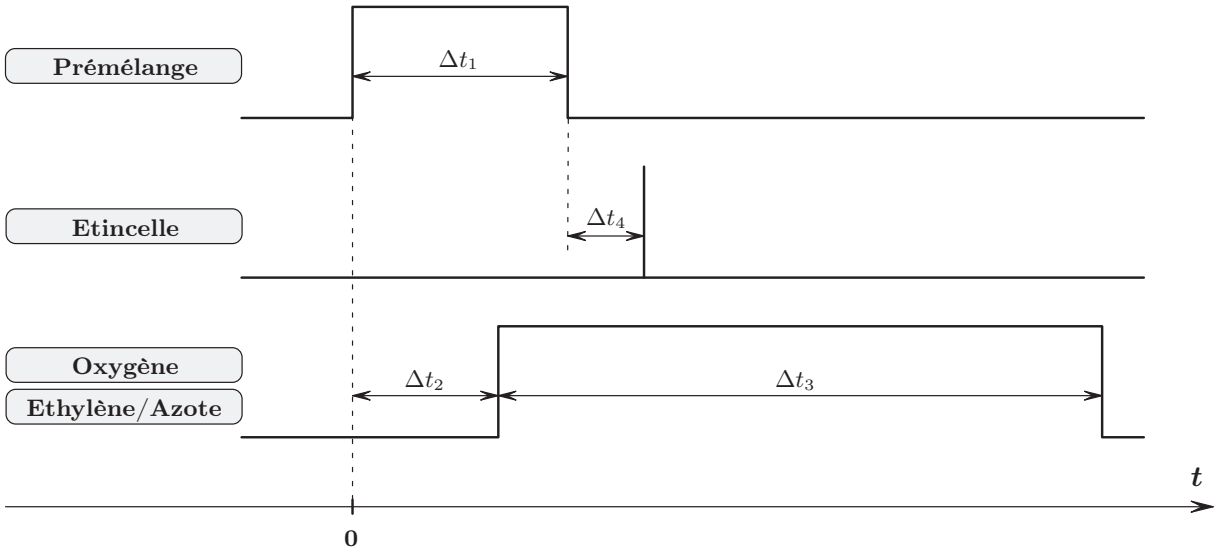


FIG. 3.28 – Séquence de fonctionnement : synchronisation des 3 électrovannes (prémélange, oxygène et éthylène/azote) et de l'étincelle

Un boîtier électronique permet de fixer les quatre paramètres de la séquence ($\Delta t_1$, $\Delta t_2$, $\Delta t_3$ et $\Delta t_4$) sur des gammes de valeurs prédéfinies, par pas de 10 ms (30 ms pour $\Delta t_3$). Le système étant géré par microprocesseur, la précision temporelle est d'un cycle d'horloge, soit 1 $\mu$s. Une fois les quatre valeurs enregistrées, il suffit d'actionner un bouton poussoir pour que la séquence commence après un compte à rebours de 10 secondes pendant lequel il est encore possible de stopper l'essai. Un bouton d'arrêt d'urgence est prévu pour pouvoir interrompre la séquence à tout moment et immédiatement, ou plus précisément au cycle d'horloge suivant. Les électrovannes ayant été choisies "normalement fermées", elles se referment alors automatiquement si le bouton d'arrêt d'urgence est actionné, arrêtant ainsi les injections. La durée totale de l'essai est réglable de quelques dixièmes de seconde à quelques secondes.

## 3.6 Tube à détonation – étude des caractéristiques de détonation dans le mélange $C_2H_4/O_2$

Afin de connaître certaines caractéristiques (principalement la taille $\lambda$ de la structure cellulaire) de la détonation autonome Chapman - Jouguet dans le mélange éthylène/oxygène, une étude expérimentale a été menée. La détonation est initiée dans un tube à détonation (Figure 3.29) rempli d'un mélange réactif dont la richesse est fixée. La célérité de l'onde de détonation et la pression dans le front réactif sont mesurées grâce à deux capteurs de pression positionnés à deux endroits différents du tube, et la taille des cellules de détonation est déterminée par la méthode des traces de suies.

Pour chaque richesse comprise entre 0,6 et 2,2 (par pas de 0,1), un prémélange $C_2H_4/O_2$ est injecté dans le tube à une pression de 100 ou 200 mbar et température ambiante. La détonation est initiée par explosion d'un fil de platine soumis à une décharge capacitive. Elle se propage dans le tube de diamètre intérieur 52 mm avant de déboucher dans une enceinte. Une spirale de Shchelkin est insérée au début du tube pour réduire la longueur de transition déflagration - détonation.

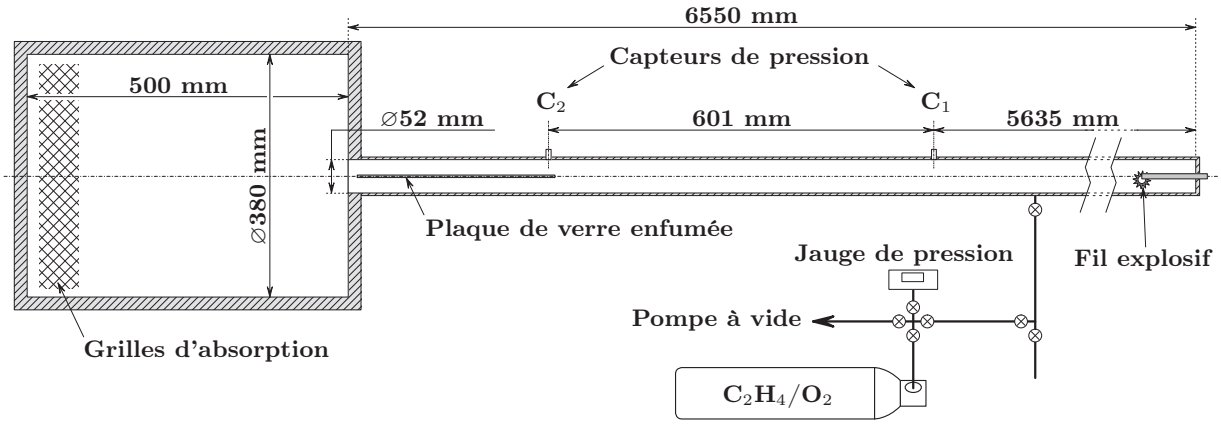


Fig. 3.29 – Tube à détonation

Pour mesurer la taille des cellules de détonation, une plaque de verre est insérée à l'extrémité du tube, avant le raccordement vers l'enceinte. Elle a été préalablement recouverte de suies issues de la combustion de l'acétone. Une photo est reportée à titre d'exemple Figure 3.30, pour un essai à richesse 1,1 et pression initiale 100 mbar. Enfin, la taille moyenne de plusieurs dizaines de cellules bien distinctes et disséminées sur la plaque est relevée.

Deux capteurs de pression *Kistler* 603B sont positionnés vers la fin du tube. Chaque capteur est relié à un amplificateur de charge *Kistler* 5011 et le signal amplifié est enregistré par un oscilloscope. Les courbes de pression obtenues lors du tir cité précédemment sont données Figure 3.31. La célérité de l'onde est déterminée à partir de l'intervalle de temps existant entre les deux fronts montants. La pression est mesurée sur le signal délivré par le capteur 1 car la partie du

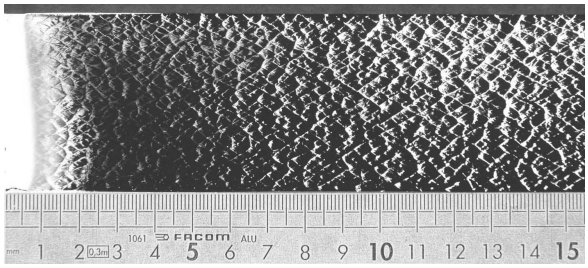

FIG. 3.30 – Cellules de détonation sur une plaque de verre enfumée - mélange $C_2H_4/O_2$, richesse 1,1, pression initiale 100 mbar

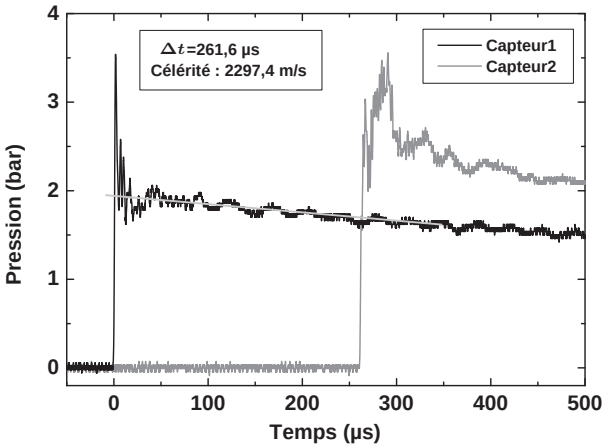


FIG. 3.31 – Signaux de pression enregistrés par les capteurs 1 et 2 - mélange $C_2H_4/O_2$, richesse 1,1, pression initiale 100 mbar

second signal située après le front montant est perturbée par la plaque de verre (voir Figure 3.31). La pression est obtenue en déterminant l'intersection du front montant avec la droite reproduisant l'évolution moyenne du signal après le pic de pression. Pour tenir compte des effets de courbure du front de détonation au voisinage de la paroi [33], il faudra diviser cette valeur de pression par 0,65 car elle ne représente que 65% de la pression Chapman - Jouguet.

## 3.7 Conclusion partielle

Une installation expérimentale a été conçue et mise au point pour l'étude du fonctionnement du moteur fusée à détonation rotative en atmosphère raréfiée. Ce moteur est de géométrie annulaire cylindrique, ses dimensions ont été déterminées en fonction des éléments de la littérature scientifique et des propriétés réactives du mélange éthylène/oxygène choisi pour son alimentation. Il est refroidi par une circulation continue d'eau. L'éjection des produits de combustion peut être contrôlée par l'ajout d'une tuyère convergente - divergente ou d'un blocage arrière.

Le moteur est alimenté séparément en éthylène et en oxygène à travers des fentes annulaires continues de révolution. Chaque ligne d'alimentation a été conçue en tenant compte des contraintes de sécurité mais aussi de réduction des pertes de charges. Une ligne auxiliaire alimente en prémélange le dispositif d'allumage constitué d'un tube de pré-détonation. Un boîtier électronique commande la séquence de fonctionnement du moteur en agissant sur les électrovannes et le générateur d'étincelles.

Pour faire des essais de fonctionnement à une pression environnante inférieure à la pression atmosphérique, une enceinte spécifique a été réalisée. Le moteur y est intégré de façon à faciliter toute intervention technique. Cette enceinte est reliée à un groupe de pompage pour les essais

en dépression, ou bien à un système d'extraction pour les essais à pression atmosphérique.

Une métrologie appropriée a été mise en œuvre pour déterminer d'une part les caractéristiques des ondes de détonation continues par la mesure de la pression et de la célérité à l'aide de capteurs de pression et de fibres optiques, et d'autre part les caractéristiques propulsives de la détonation rotative par des mesures de poussée par jauges de contraintes, de vibrations par accéléromètres et de température par thermocouples. Des caméras rapides éventuellement intensifiées complètent ces différentes méthodes de diagnostic.

Enfin, ce chapitre présente brièvement un second dispositif expérimental utilisé pour caractériser la détonation dans un mélange éthylène/oxygène à différentes conditions initiales de pression et de richesse.

# Chapitre 4

# Etude numérique

# Chapitre 4

# Etude numérique

En préambule à l'étude expérimentale, une étude numérique a été menée. Des calculs numériques bidimensionnels avec un code Eulérien apportent des renseignements préliminaires sur les profils des grandeurs thermodynamiques dans la chambre de combustion annulaire du moteur à détonation continue. Des calculs d'équilibre thermochimique mettent en évidence l'effet des caractéristiques du mélange réactif sur les propriétés de détonation Chapman - Jouguet. Enfin, cette étude comporte une approche analytique des performances propulsives du moteur et des conditions d'injection dans la chambre.

## 4.1 Modélisation numérique bidimensionnelle

### 4.1.1 Description du modèle

Des calculs numériques bidimensionnels ont été effectués avec le code *EFAE* (Enhanced Fuel-Air Explosion) développé par Khasainov [43] pour les écoulements instationnaires compressibles et utilisé pour la simulation numérique de la propagation des détonations et de leurs effets dans les milieux connexes. Le modèle numérique est construit sur la base des équations d'Euler 4.1 ($\rho$ : masse volumique, $\vec{u}$ : vecteur vitesse, $p$ : pression, $E_t$ : énergie totale volumique) couplées à l'équation d'état polytropique 4.2 pour l'énergie interne massique $u$ et à la loi de cinétique chimique simple 4.3 de type Arrhenius ($\beta$ : fraction massique de gaz frais, $Z$ : facteur pré-exponentiel, $n$ : ordre de la réaction, $E_a$ : énergie d'activation).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho\,\vec{u}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho\,\vec{u})}{\partial t} + \rho\,(\vec{u}.\overrightarrow{\mathrm{grad}})\vec{u} + \overrightarrow{\mathrm{grad}}(p) &= 0 \\ \frac{\partial(E_t)}{\partial t} + \mathrm{div}(E_t\,\vec{u}) + \mathrm{div}(p\,\vec{u}) &= 0 \end{aligned} \tag{4.1}$$

$$u = \frac{p}{\rho\,(\gamma - 1)} \tag{4.2}$$

$$\begin{cases} \dfrac{d\beta}{dt} = -Z\,p^n\,\beta^n\,e^{-\frac{E_a}{RT}} \\ \beta(0) = 1 \end{cases} \tag{4.3}$$

Les équations sont résolues en utilisant la technique FCT (*Flux-Corrected Transport*) [56]. Cette méthode incorpore des limiteurs de flux, une technique efficace pour contrôler à la fois la dispersion et la diffusion numérique. Ce code a été adapté et validé pour la propagation et la diffraction des détonations dans différents milieux réactifs gazeux et sur des configurations de PDE déjà étudiées expérimentalement dans le laboratoire : tube à détonation seul, avec tuyère droite et tuyère latérale double-flux [23].

En négligeant d'une part la largeur $\delta$ de la chambre de combustion annulaire devant son diamètre moyen et d'autre part les effets de bord au contact des parois intérieure et extérieure de la chambre, l'onde de détonation rotative est assimilée à une onde de détonation plane se déplaçant dans une couche de mélange réactif le long d'une surface rigide mais perméable pour permettre l'alimentation en mélange réactif (voir Figure 4.1). La modélisation ne comporte qu'une seule onde de détonation se propageant dans une couche de mélange réactif au repos de hauteur $h$ constante car l'injection du mélange frais et les perturbations de pression et de vitesse engendrées par le passage de l'onde précédente ne sont pas prises en compte. Le milieu adjacent est également en repos.

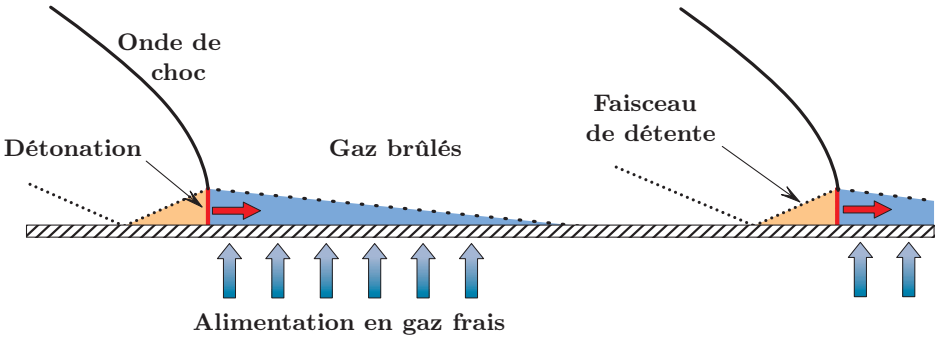


FIG. 4.1 – Schéma de principe de la détonation continue, vue latérale de deux fronts consécutifs

Le domaine de calcul (Figure 4.2) mesure 80 cm de large, 20 cm de haut et il est composé de mailles régulières de 0,4 mm de côté, soit un nombre total de 2000 × 500 mailles. La détonation est initiée par un apport ponctuel d'énergie. Elle se propage dans une couche de hauteur $h$ comprise entre 2 et 10 mm de mélange réactif stœchiométrique éthylène/oxygène à 1 bar et 293 K initialement au repos. Le milieu adjacent est soit de l'air aux conditions ambiantes de température et de pression (CATP : $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K), soit des gaz brûlés issus de la détonation du mélange réactif précédemment cité et détendus isentropiquement à 1 bar. Le tableau 4.1 synthétise les caractéristiques introduites dans le code pour définir ces milieux. Les conditions initiales de pression et de température du milieu adjacent au mélange réactif sont imposées aux frontières latérales et supérieure, alors que la paroi inférieure se comporte comme un obstacle rigide. Les transferts de chaleur et le frottement au niveau de cette paroi ne sont pas inclus dans la modélisation. Pour minimiser l'influence de l'initiation, l'allure du front de détonation et des détentes arrières n'est observée qu'à partir du moment où le front s'est propagé suffisamment (de l'ordre de 60 à 80 cm) pour que la célérité de détonation soit stationnaire et que les profils des paramètres thermodynamiques derrière le front réactif n'évoluent plus.

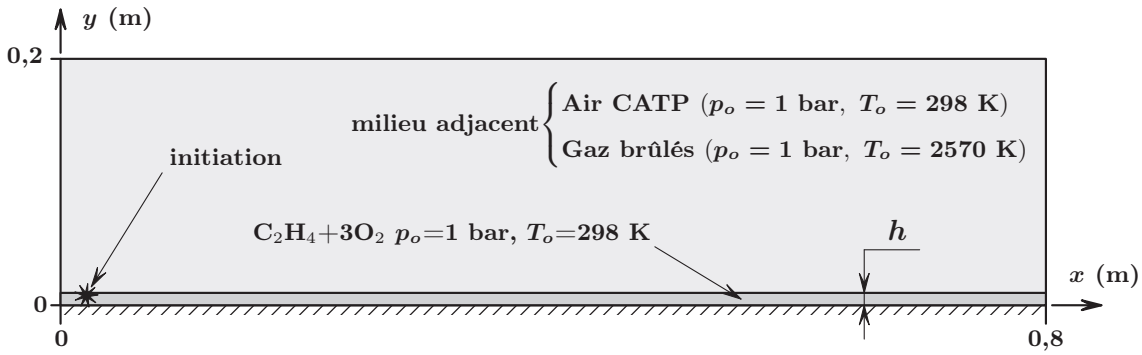


FIG. 4.2 – Domaine de calcul pour la modélisation de la détonation continue se propageant dans une couche de mélange de hauteur $h$ – code *EFAE*

| Caractéristiques | | $C_2H_4$+3$O_2$ | Air | Gaz brûlés |
|---|---|---|---|---|
| Conditions initiales | $p_o$ (bar) | 1 | 1 | 1 |
| | $T_o$ (bar) | 298 | 298 | 2570 |
| | $\gamma_o$ | 1,34 | 1,4 | 1,138 |
| | $\mathcal{M}_o$ (g/mol) | 31 | 28,84 | 22,69 |
| Conditions CJ | $D_{CJ}$ (m/s) | 2377 | – | – |
| | $\gamma_{CJ}$ | 1,138 | – | – |
| | $\mathcal{M}_{CJ}$ (g/mol) | 22,69 | – | – |
| Arrhenius | $E_a$ (cal/mol) | 25 000 | – | – |
| | $Z$ ($s^{-1}$ $Pa^{-n}$) | 5 | – | – |
| | $n$ | 1,1 | – | – |

TAB. 4.1 – Caractéristiques des milieux gazeux modélisés avec *EFAE*

### 4.1.2 Résultats

Les figures 4.3 et 4.4 donnent un aperçu de la répartition de pression derrière une onde de détonation se propageant dans une couche de mélange réactif $C_2H_4$+3$O_2$ de hauteur $h$=10 mm. La nature du milieu adjacent au mélange réactif influe sur la forme de l'onde de choc attachée à l'onde de détonation. La densité des gaz brûlés détendus isentropiquement à une pression de 1 bar étant 11 fois plus faible que celle de l'air, l'onde de choc s'y propage plus rapidement. De ce fait, l'inclinaison de cette onde par rapport à l'axe horizontal $x$ est plus grande (Figure 4.4) que dans l'air et la détente est plus rapide derrière le front. Une zone de pression élevée (supérieure à 10 bar) est située juste derrière le front de détonation.

Les champs de température dans ces mêmes cas (Figures 4.5 et 4.6) montrent que la température reste élevée dans les produits de détonation, encore supérieure à 2500°C à 20 cm du front dans les deux cas. Le risque d'inflammation du mélange frais (injecté après le passage de l'onde) en contact avec les gaz brûlés est important. La décroissance de température le long de l'axe horizontal $x$ est cependant plus rapide si le milieu adjacent est constitué de gaz brûlés, ce

qui est également visible sur le champ de pression. Ceci confirme que la détente est plus brutale si les gaz brûlés occupent l'espace adjacent.

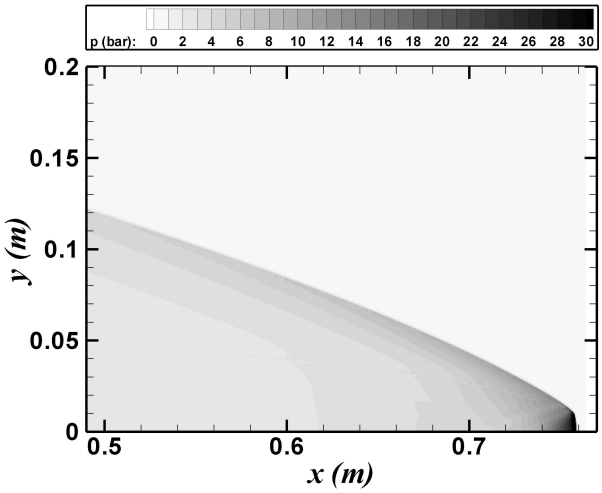


FIG. 4.3 – Champ de pression derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

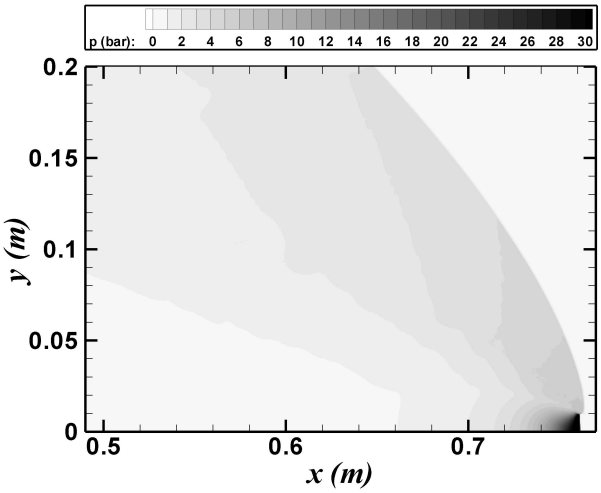


FIG. 4.4 – Champ de pression derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

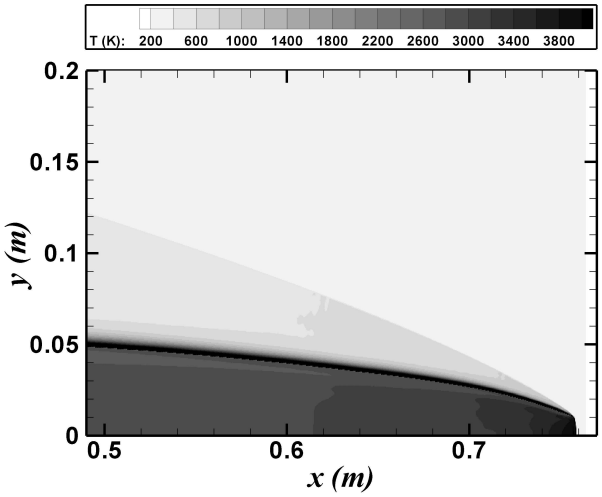


FIG. 4.5 – Champ de température derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

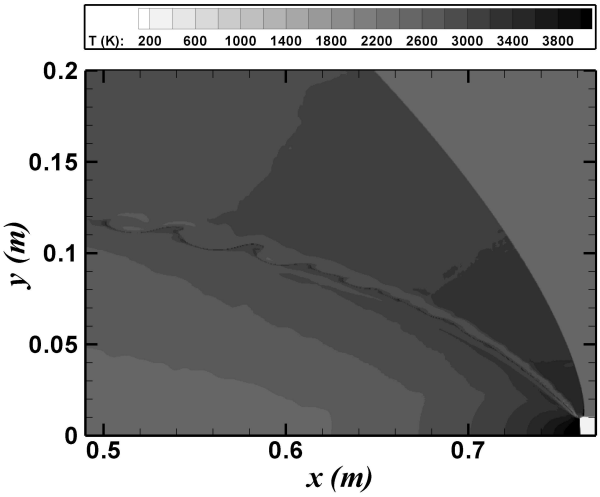


FIG. 4.6 – Champ de température derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

Le champ de température au niveau de l'interface entre les produits de détonation et le milieu adjacent choqué est anormalement élevé (zone noire sur la figure 4.5) et perturbé (tourbillons sur la figure 4.6) car le code de calcul génère des perturbations locales au voisinage d'une interface entre deux milieux gazeux. Ces perturbations semblent cependant avoir une incidence plutôt limitée sur le reste de l'écoulement (voir Figures 4.7 et 4.8).

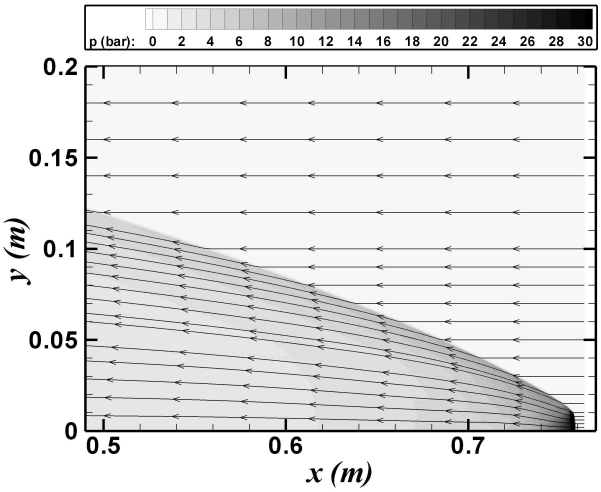


FIG. 4.7 – Lignes de courant derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

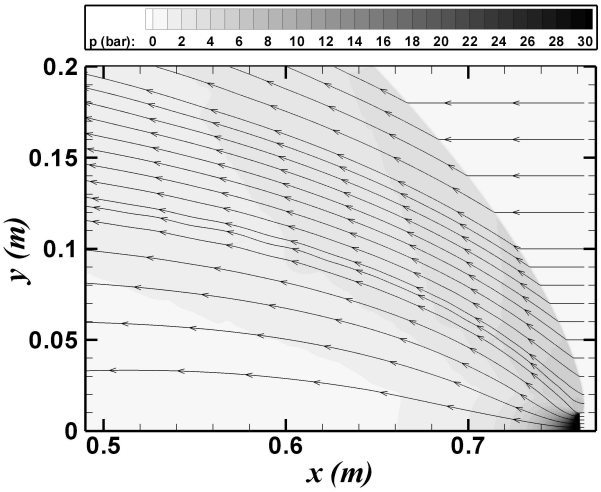


FIG. 4.8 – Lignes de courant derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

Les profils stabilisés de pression et de température au niveau de la paroi inférieure sont donnés Figures 4.9 à 4.12 en fonction de la distance par rapport au front réactif et pour différentes hauteurs $h$ de mélange frais. Ils montrent que la détente derrière le front est plus brutale quand la hauteur $h$ diminue et si le milieu adjacent est composé de gaz brûlés moins denses que l'air.

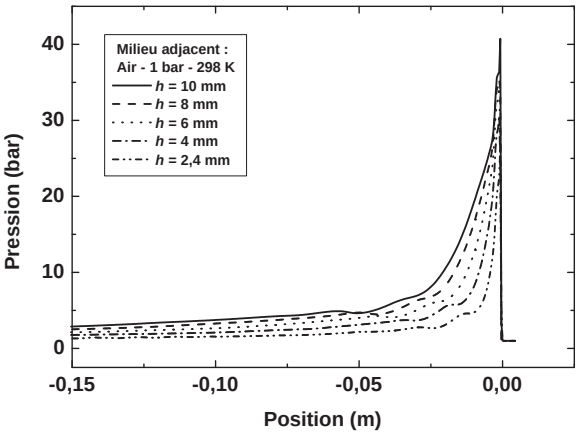


FIG. 4.9 – Profils de pression derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

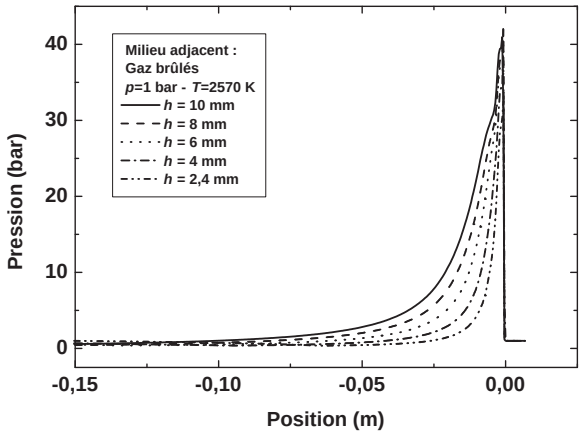


FIG. 4.10 – Profils de pression derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : GB, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

La pression maximale et la célérité de l'onde de détonation stabilisée ont été déterminées en fonction de la hauteur de la couche de mélange frais et de la nature du milieu adjacent (Figures 4.13 et 4.14). Comme la dimension du maillage numérique est voisine de la longueur d'induction entre l'onde de choc et la zone de réaction (voir modèle ZND Chapitre 2.4.2.2), le

profil de pression n'est pas suffisamment défini dans la zone de réaction et la pression maximale est comprise entre $p_{CJ}$ et $p_{ZND}$. La pression maximale est ici utilisée pour indiquer une tendance, elle est moyennée à partir de plusieurs profils de pression derrière l'onde stabilisée.

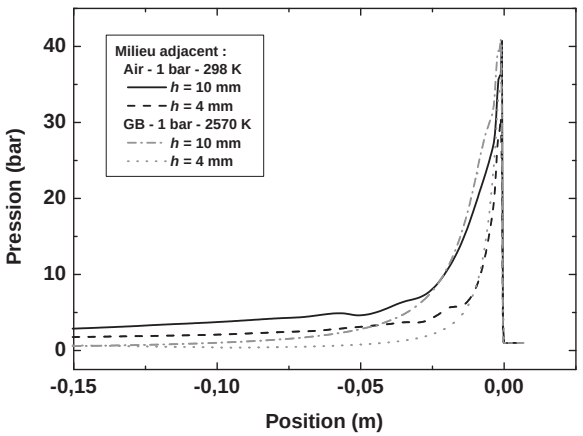


FIG. 4.11 – Profils de pression derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou gaz brûlés – code *EFAE*

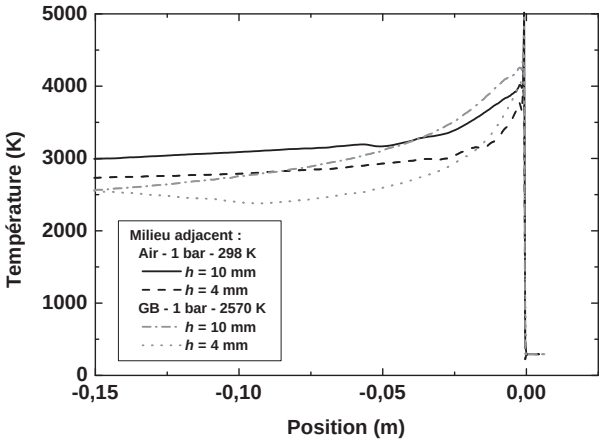


FIG. 4.12 – Profils de température derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou GB – code *EFAE*

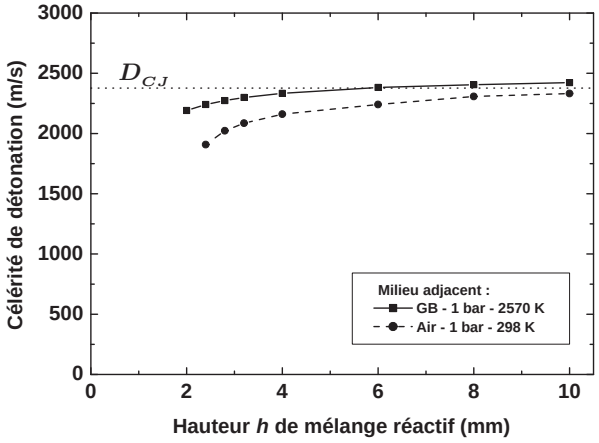


FIG. 4.13 – Célérité de détonation en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – milieu adjacent : air ou gaz brûlés – code *EFAE*

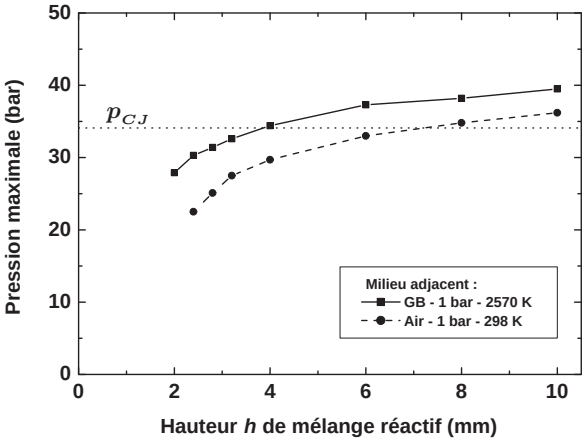


FIG. 4.14 – Pression maximale en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – milieu adjacent : air ou gaz brûlés – code *EFAE*

La pression maximale et la célérité de détonation augmentent avec la hauteur $h$ de mélange réactif, et sont étonnamment plus élevées si le milieu adjacent est composé de gaz brûlés à haute température plutôt que d'air aux conditions ambiantes de température et de pression. La même constatation peut être faite sur la température Figure 4.12. Alors que la célérité tend bien vers la célérité de détonation Chapman - Jouguet $D_{CJ}$ dans le cas de l'air et vers une valeur supérieure à $D_{CJ}$ de 4% dans le cas des gaz brûlés, la pression maximale tend vers une valeur supérieure à $p_{CJ}$ respectivement de 8 et 18% dans ces deux cas pour la raison déjà évoquée. Si la hauteur $h$ devient

trop petite (par exemple $h$=2 mm dans le cas de l'air), il n'est plus possible de stabiliser une onde de détonation, y compris en augmentant la résolution du maillage et l'énergie d'amorçage.

Ces valeurs de célérité et la pression moyenne surfacique $\overline{p}$ calculée sur la surface inférieure du domaine de calcul ont été utilisées pour estimer l'impulsion spécifique $I_{sp} = \frac{F}{\dot{M}\,g} = \frac{(\overline{p}-p_o)\,S_{cc}}{\dot{M}\,g}$ d'un moteur à détonation rotative muni d'une chambre annulaire cylindrique de diamètre intérieur 93 mm et diamètre extérieur 104 mm. La pression moyenne $\overline{p}$ est calculée par intégration du profil de pression sur une distance égale à la circonférence moyenne de la chambre divisée par le nombre $n$ de fronts. Elle augmente de façon quasi linéaire avec la hauteur de la couche de mélange réactif (Figure 4.15). Le taux $\dot{M}$ de consommation en mélange réactif des fronts de détonation dépend notamment du nombre $n$ de fronts, de la célérité de détonation $D$ et de la hauteur $h$ suivant la relation $\dot{M} = n\,\rho\,\delta\,h\,D$. Pour un régime de propagation à célérité $D$ donnée et un débit $\dot{M}$ fixé, $n$ et $h$ sont donc inversement proportionnels. L'impulsion spécifique est tracée Figure 4.16 en fonction de la hauteur de la couche de mélange réactif, du nombre de fronts et de la nature du milieu adjacent. L'impulsion spécifique est voisine de 150 à 200 secondes, elle est un peu plus élevée si le milieu adjacent est de l'air aux CATP. A l'exception des basses valeurs de $h$ et de $n$, $I_{sp}$ diminue si $h$ augmente car la pression moyenne $\overline{p}$ augmente moins rapidement que le taux $\dot{M}$ de consommation en mélange réactif des fronts de détonation. La validité de ces résultats doit cependant être relativisée par la simplicité de ces estimations, par le faible niveau de pression initiale et par le fait que la pression imposée sur la paroi supérieure (en sortie de chambre) est de 1 bar au lieu d'une pression ambiante plus basse représentative d'un milieu raréfié.

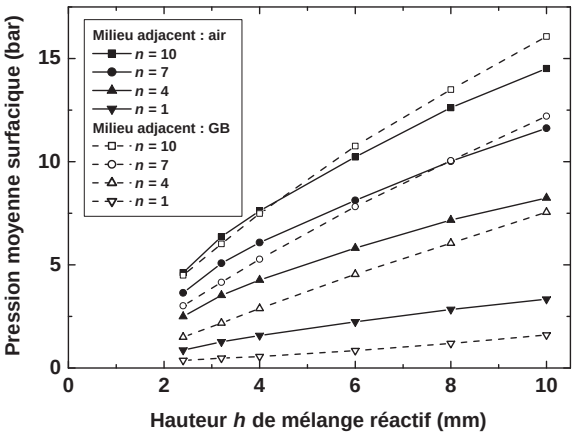


FIG. 4.15 – Pression moyenne sur la surface inférieure en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$ ($p_o$=1 bar, $T_o$=298 K) et du nombre $n$ de fronts – milieu adjacent : air ou gaz brûlés

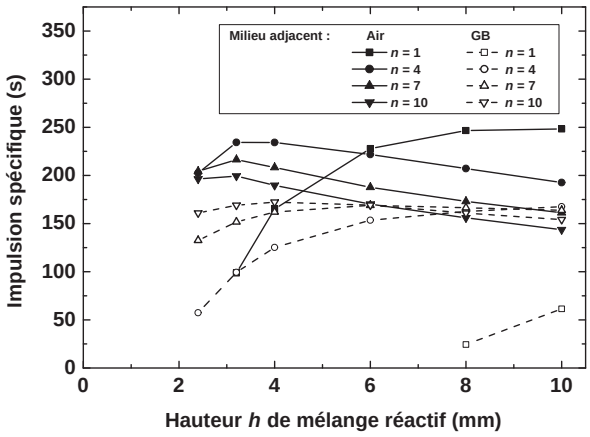


FIG. 4.16 – Impulsion spécifique en fonction de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$ ($p_o$=1 bar, $T_o$=298 K) et du nombre $n$ de fronts – milieu adjacent : air ou gaz brûlés

Les profils de vitesse matérielle et de célérité du son sur la paroi inférieure sont donnés Figures 4.17 et 4.18. Quelques centimètres derrière le front de détonation, la vitesse matérielle s'inverse par rapport au sens de propagation du front et devient négative dans le repère utilisé. Ce

phénomène est particulièrement marqué si des gaz brûlés chauds occupent le reste du domaine de calcul, ce qui est en accord avec une détente plus brutale qu'avec de l'air aux CATP. En revanche, la célérité du son évolue assez peu en fonction de la position derrière l'onde et en fonction des autres paramètres étudiés.

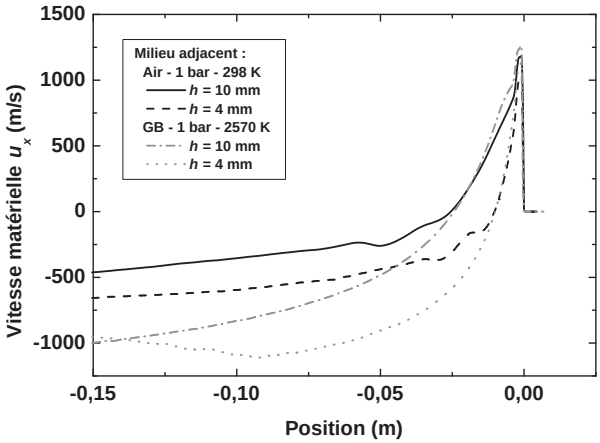


FIG. 4.17 – Profils de vitesse matérielle $u_x$ derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou GB – code *EFAE*

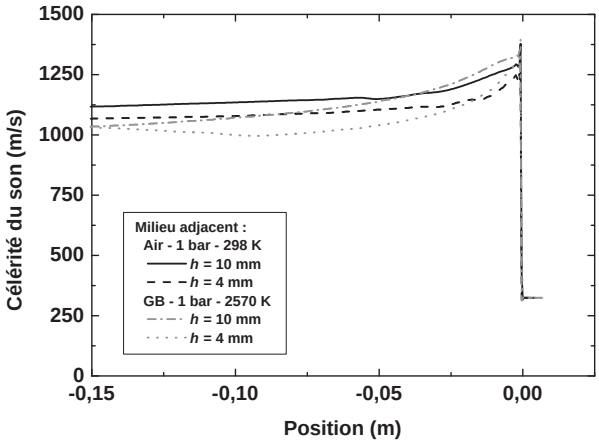


FIG. 4.18 – Profils de célérité du son derrière le front de détonation – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$ variable – milieu adjacent : air ou GB – code *EFAE*

Le nombre de Mach a été calculé par rapport à :

- la vitesse matérielle $u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$, $M_{xy} = u/a$ où $a$ est la célérité du son ;
- la composante $u_y$ de la vitesse matérielle selon l'axe $y$ d'éjection des gaz brûlés, $M_y = u_y/a$.

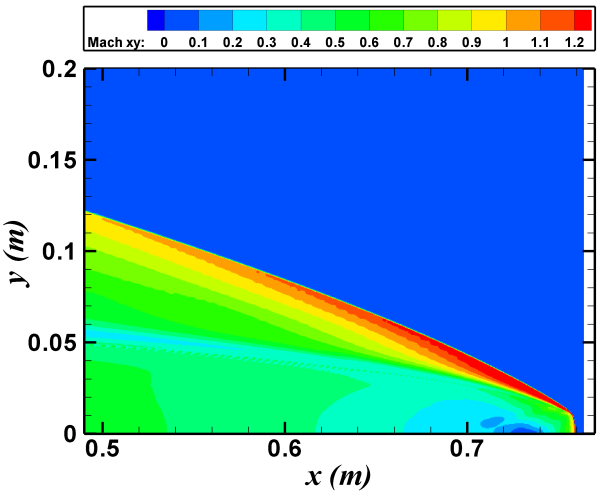


FIG. 4.19 – Nombre de Mach $M_{xy}$ à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

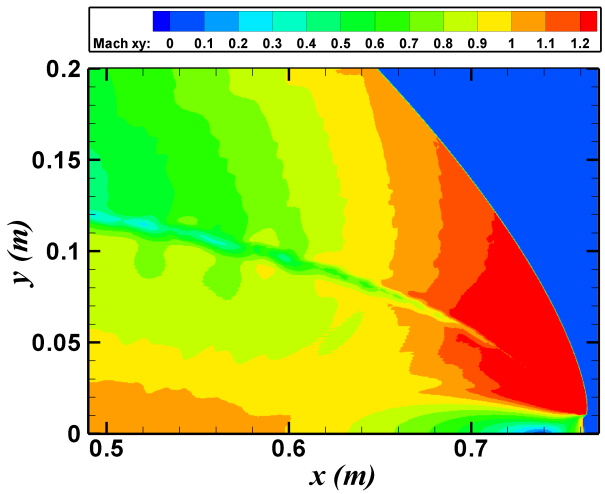


FIG. 4.20 – Nombre de Mach $M_{xy}$ à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

Les figures 4.19 et 4.20 donnent les champs du nombre de Mach $M_{xy}$ si le milieu adjacent est respectivement de l'air et des gaz brûlés. Dans les deux cas, l'écoulement est supersonique

sur plus d'une dizaine de centimètres le long de l'onde de choc attachée à la détonation. La zone d'inversion du sens de l'écoulement selon l'axe $x$ est facilement identifiable derrière la détonation.

Quand la composante de vitesse selon l'axe $y$ est seulement prise en compte dans le calcul du nombre de Mach, le champ de nombre de Mach est modifié. Si le milieu adjacent est de l'air, la zone supersonique au niveau de l'onde de choc s'étend alors sur environ 20 cm (Figure 4.21) au lieu de 25 cm sur le champ de $M_{xy}$. En revanche, si des gaz brûlés sont substitués à l'air dans la partie adjacente, l'écoulement selon l'axe $y$ n'est supersonique que dans les gaz brûlés et sur 8 ou 9 cm derrière la détonation (Figure 4.22). Dans les gaz choqués mais non issus de la zone de réaction, la célérité du son est tellement élevée que l'écoulement reste subsonique selon l'axe $y$. Dans les limites de la longueur $L$=47 mm de la chambre, la longueur et l'inclinaison de la partie de l'écoulement où $M_y$>1 ne dépend pas beaucoup de la nature du milieu adjacent (Figures 4.23 et 4.24). Néanmoins, ces résultats n'apportent pas d'éléments suffisants pour déterminer s'il existe une ligne neutre de Mach comme Zhdan l'a mis en évidence par le calcul [87].

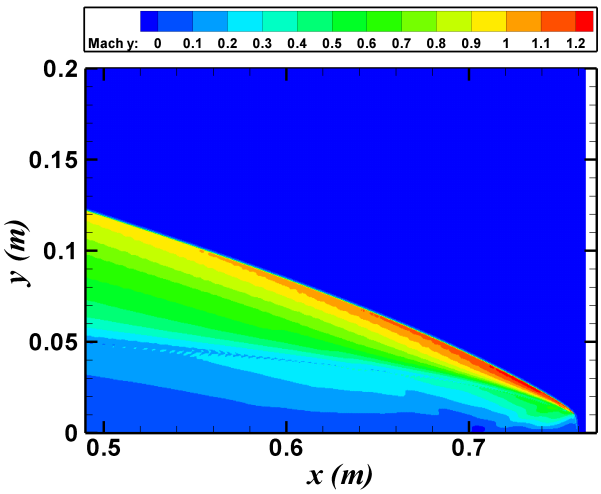


FIG. 4.21 – Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

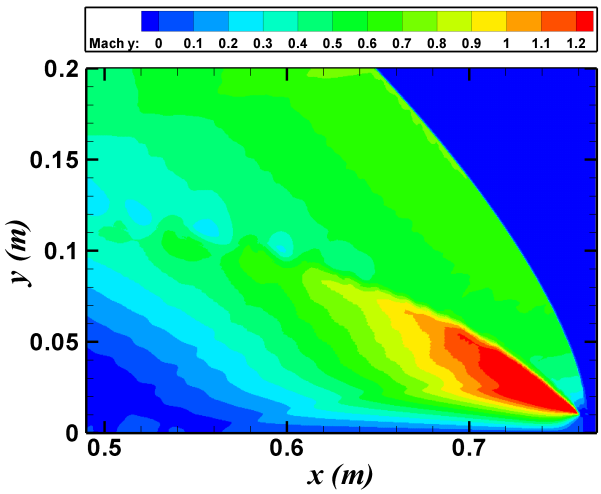


FIG. 4.22 – Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

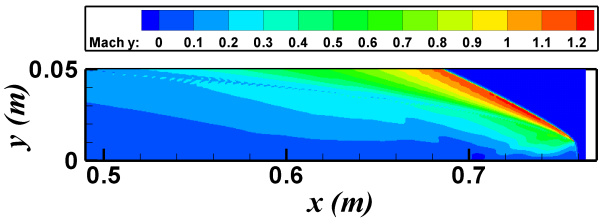


FIG. 4.23 – Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,32 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : air, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K – code *EFAE*

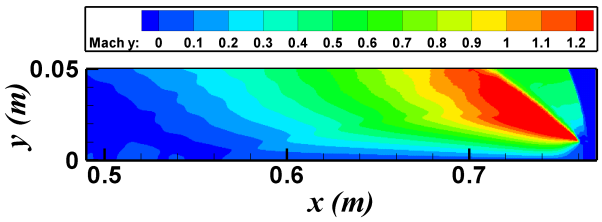


FIG. 4.24 – Nombre de Mach $M_y$ derrière le front de détonation à $t$=0,31 ms – mélange réactif : $C_2H_4$+3$O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=10 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K – code *EFAE*

## 4.2 Calculs d'équilibre thermochimique

### 4.2.1 Influence de la dilution

Au vu des résultats publiés sur la détonation continue, la célérité de propagation des fronts de détonation est très souvent inférieure à la célérité de propagation de cette onde dans un milieu réactif frais au repos, par exemple dans un tube de diamètre grand devant la taille de la cellule de détonation. BD Edwards [36] impute ce déficit de célérité à l'altération des propriétés du milieu réactif engendrée par une dilution avec les gaz brûlés.

Le code *Gaseq* permet de calculer les équilibres thermochimiques d'un grand nombre de mélanges sous différentes conditions de réaction : combustion isobare adiabatique, combustion isochore, détonation CJ, etc. Il a servi à tracer l'évolution de trois caractéristiques de la détonation Chapman - Jouguet (pression, célérité, température) en fonction du taux de mélange du mélange frais avec ses propres gaz brûlés. Un mélange éthylène/oxygène est utilisé en proportions stœchiométriques, dilué avec de l'azote dont la fraction massique varie de 0 à 80%. La composition figée des gaz brûlés issus de la détonation de ce mélange est calculée, puis incorporée à ce même mélange à hauteur de 0 à 60% en fraction massique. Tous les gaz (frais et brûlés) ont été pris à des conditions ambiantes de température et de pression (298 K, 1 bar). Les résultats sont donnés sous forme de courbes dans les figures 4.25 à 4.27. Dans les trois cas, on constate que la pression, la célérité et la température de détonation Chapman - Jouguet diminuent quand la fraction massique d'azote ou de gaz brûlés augmente. Plus précisément, les paramètres évoluent de façon quasi-linéaire avec la fraction de gaz brûlés, surtout pour les faibles dilutions en azote.

Si les trois paramètres sont tracés en fonction de la fraction massique d'azote pour différentes valeurs de dilution en gaz brûlés, la dépendance est également très proche de la linéarité jusqu'à 40% en masse d'azote. Au delà, la décroissance s'accélère notablement (voir Figure 4.28).

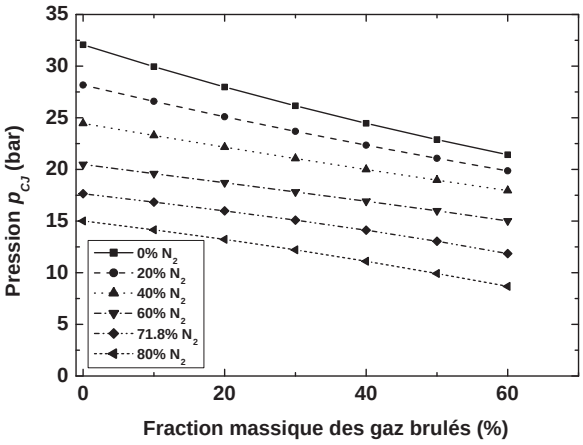


FIG. 4.25 – Evolution de la pression de détonation CJ en fonction des fractions massiques de gaz brûlés et d'azote – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K

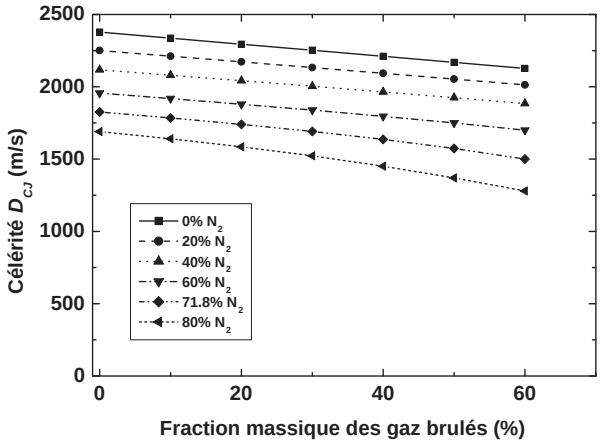


FIG. 4.26 – Evolution de la célérité de détonation CJ en fonction des fractions massiques de gaz brûlés et d'azote – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K

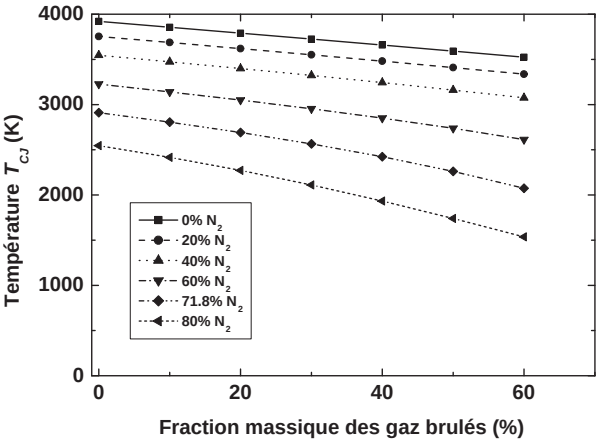


FIG. 4.27 – Evolution de la température de détonation Chapman - Jouguet en fonction des fractions massiques de gaz brûlés et d'azote – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K

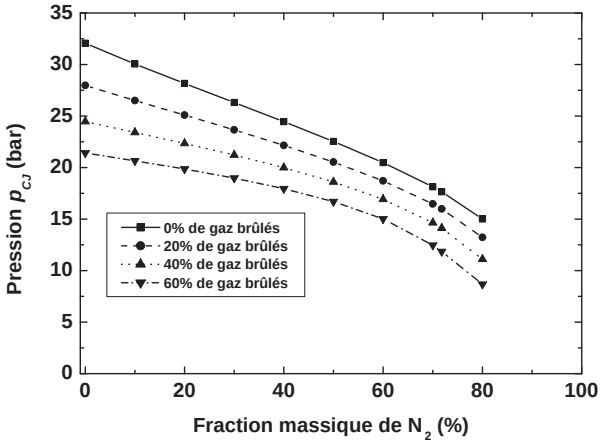


FIG. 4.28 – Evolution de la pression de détonation Chapman - Jouguet en fonction des fractions massiques d'azote et de gaz brûlés – code *Gaseq*, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K

### 4.2.2 Influence de la température

D'après les résultats du chapitre 4.3 suivant, si la condition de sonicité est vérifiée au niveau de la fente d'injection, l'oxygène et l'éthylène sont injectés à une température voisine de 250 K. Cependant, le contact avec les gaz brûlés a tendance à les réchauffer. Pour illustrer l'effet de l'augmentation de température sur les caractéristiques de détonation Chapman - Jouguet (pression, célérité et température), des calculs ont été réalisés avec le code *Gaseq* pour un mélange réactif éthylène/oxygène en proportions stœchiométriques de pression initiale $p_o = 1$ bar et de température initiale $T_o$ comprise entre 250 et 2500 K (voir figures 4.29 à 4.31).

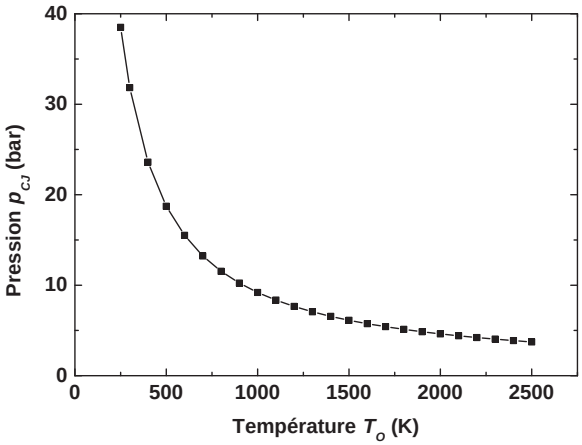


FIG. 4.29 – Evolution de la pression de détonation Chapman - Jouguet en fonction de $T_o$ – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o = 1$ bar

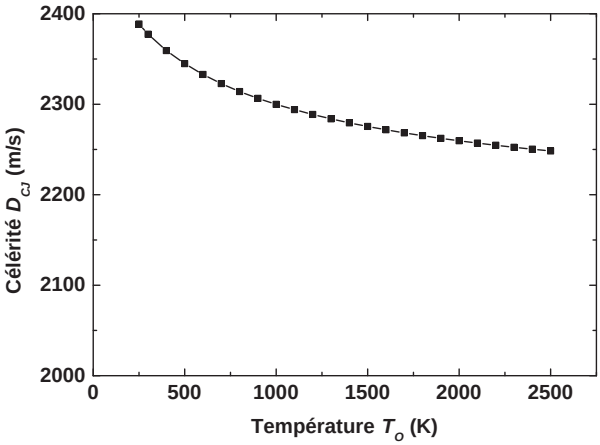


FIG. 4.30 – Evolution de la célérité de détonation Chapman - Jouguet en fonction de $T_o$ – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o = 1$ bar

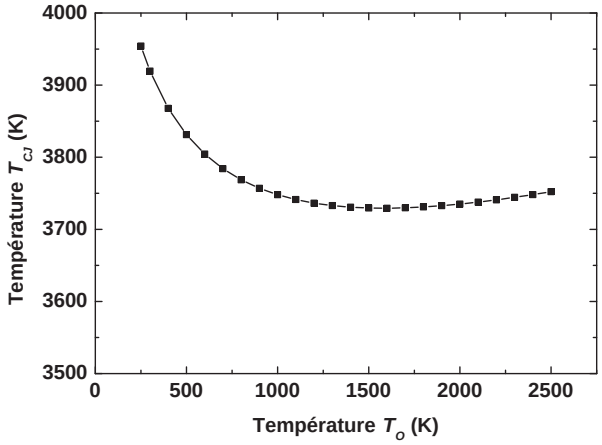


FIG. 4.31 – Evolution de la température de détonation Chapman - Jouguet en fonction de $T_o$ – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o = 1$ bar

Une décroissance des grandeurs en fonction de l'élévation de la température est constatée. Cette décroissance est particulièrement rapide pour la pression Chapman - Jouguet : quand la température passe de 300 K à 1000 K, la pression Chapman - Jouguet chute de 71,1% contre 3,3% pour la célérité Chapman - Jouguet et 4,4% pour la température Chapman - Jouguet. Dans le cas de la température, on observe cependant une inversion de tendance à partir de 1600 K.

### 4.2.3 Effet couplé de la dilution en gaz brûlés et de la température

Une analyse sur l'effet couplé de la dilution en gaz brûlés et de la température complète les résultats des chapitres 4.2.1 et 4.2.2. Le mélange stœchiométrique éthylène/oxygène $C_2H_4$+$3O_2$ est dilué avec un nombre $x$ de moles de gaz brûlés (composition : $H_2O$, $CO_2$, CO, OH, O, H, $H_2$ et $HO_2$) issus de la combustion en régime de détonation de ce même mélange. La température et la composition du mélange réactif est déterminée en fonction de la proportion de gaz brûlés et des conditions initiales $p_o$ et $T_o$ du mélange $C_2H_4$+$3O_2$ selon le principe illustré Figure 4.32. Les propriétés de détonation Chapman - Jouguet et la composition des gaz brûlés sont calculées avec le code d'équilibre thermochimique *TDS*[1]. Le nombre $x$ de moles de gaz brûlés est déterminé en fonction de la fraction massique $\alpha_{GB}$ et de la masse molaire $\mathcal{M}_{GB}$ des gaz brûlés par la relation 4.4.

$$x = \frac{124\ \alpha_{GB}}{\mathcal{M}_{GB}\,(1-\alpha_{GB})} \tag{4.4}$$

[1] Code développé par Victorov [72, 73]

Les produits de détonation sont détendus isentropiquement jusqu'à $p = p_o$ et $T = T_{GB}$ donnée par l'équation 4.5.

$$T_{GB} = T_{CJ} \left( \frac{p_o}{p_{CJ}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{4.5}$$

En négligeant les différences de capacités calorifiques entre les deux constituants, la nouvelle valeur $T'_o$ de la température du mélange réactif est alors déterminée en fonction de la température $T_o$ du mélange réactif frais $C_2H_4$+$3O_2$, de la température $T_{GB}$ et du nombre $x$ de moles des gaz brûlés (Equation 4.6).

$$T'_o = \frac{4\,T_o + x\,T_{GB}}{4 + x} \tag{4.6}$$

Le cycle de calcul se prolonge jusqu'à convergence des propriétés de détonation Chapman - Jouguet et de la composition des gaz brûlés vers des conditions d'équilibre thermochimique.

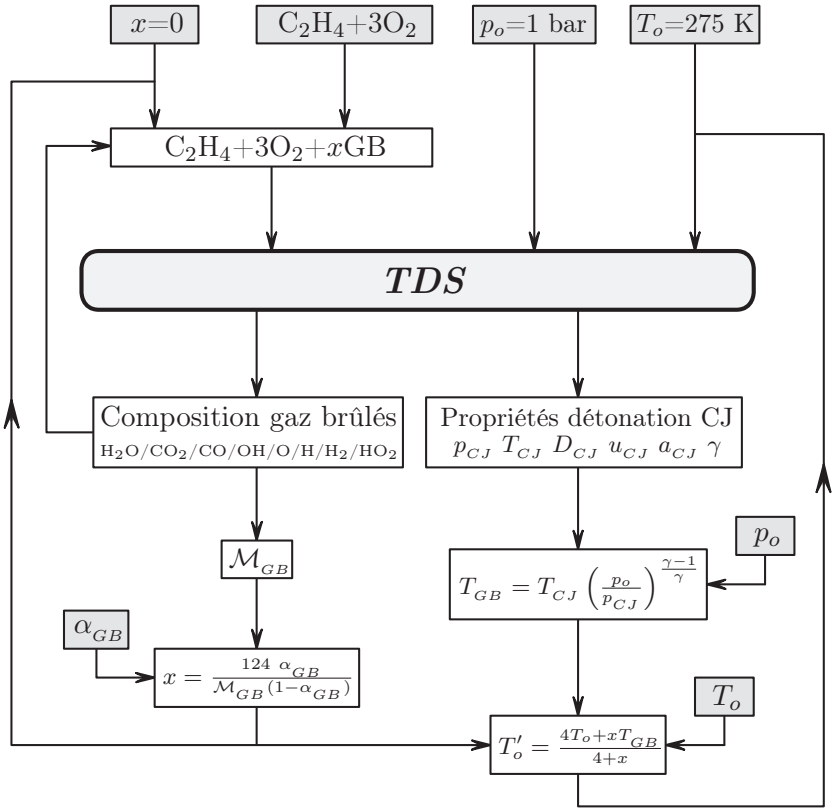


FIG. 4.32 – Méthode de calcul itératif des propriétés de détonation CJ d'un mélange réactif dilué avec ses gaz brûlés

Les principales caractéristiques de détonation Chapman - Jouguet ($p_{CJ}$, $D_{CJ}$, $T_{CJ}$, $a_{CJ}$ et $u_{CJ}$) et la température initiale du mélange réactif $T'_o$ sont tracées Figures 4.33 à 4.35 pour une fraction massique de gaz brûlés comprise entre 0 et 80%, la pression initiale étant $p_o$=1 bar.

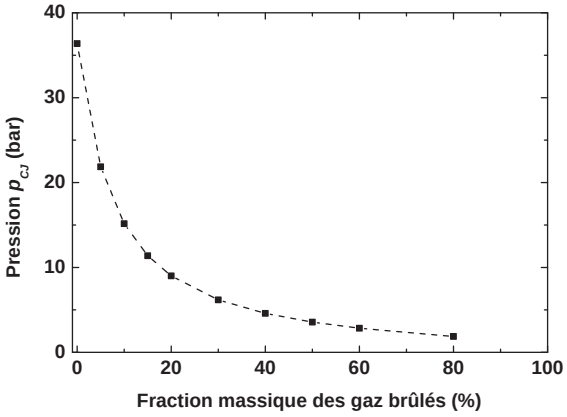


FIG. 4.33 – Pression de détonation CJ en fonction de la fraction massique des gaz brûlés – code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB, $p_o$=1 bar, $T = T'_o$

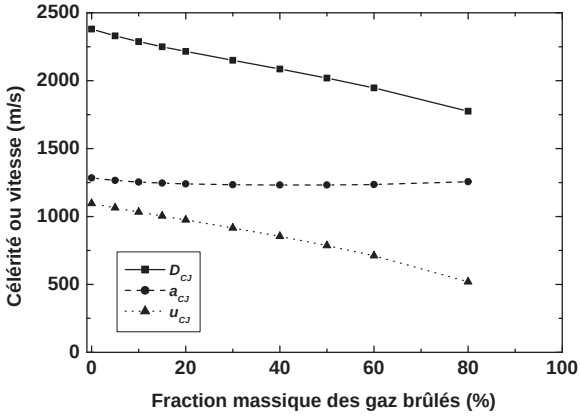


FIG. 4.34 – Célérité, vitesse du son et matérielle de détonation CJ en fonction de la fraction massique des gaz brûlés – code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB, $p_o$=1 bar, $T = T'_o$

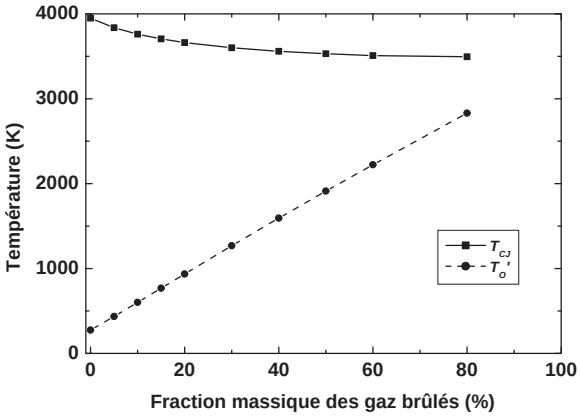


FIG. 4.35 – Température de détonation CJ et température initiale en fonction de la fraction massique des gaz brûlés – code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB, $p_o$=1 bar, $T = T'_o$

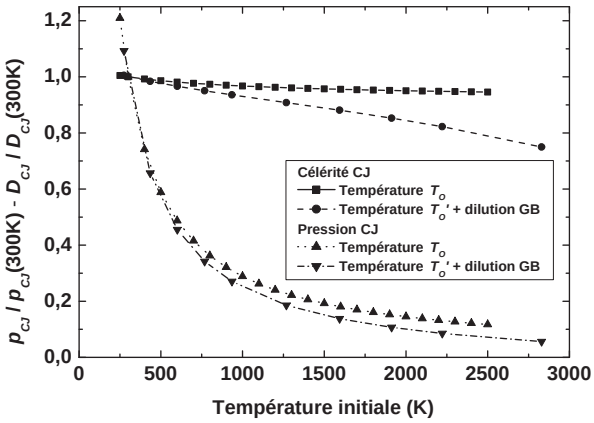


FIG. 4.36 – Rapports $\frac{p_{CJ}}{p_{CJ}(300\text{K})}$ et $\frac{D_{CJ}}{D_{CJ}(300\text{K})}$ en fonction de la température initiale $T_o$ (code *Gaseq*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$) et en fonction de la température initiale $T'_o$ induite par la dilution du mélange avec ses gaz brûlés (code *TDS*, mélange $C_2H_4$+$3O_2$+$x$GB) - $p_o$=1 bar

La décroissance des caractéristiques de détonation CJ en fonction de la fraction massique de gaz brûlés est similaire à celle observée dans le cas d'une augmentation de $T_o$ sans modification de la composition du mélange (voir Chapitre 4.2.2). La figure 4.36 donne les variations de $p_{CJ}$ et $D_{CJ}$ adimensionnées par leur valeur à une température initiale de 300 K dans deux cas :

- augmentation de la température initiale $T_o$ sans modification de la composition du mélange ;
- augmentation de la température initiale $T'_o$ induite par la dilution du mélange avec ses gaz brûlés (voir Figure 4.35 la relation linéaire entre $T'_o$ et la fraction massique des gaz brûlés).

Quand la température initiale $T'_o$ augmente de 300 K (1% de gaz brûlés) à 1000 K (22% de gaz brûlés), la pression $p_{CJ}$ diminue de 75%, la célérité $D_{CJ}$ et la température $T_{CJ}$ de 7%. Ces valeurs sont supérieures de quelques pourcents à celles obtenues en ne tenant compte que de l'augmentation de température (respectivement 71,1 et 3,3%). L'écart, notamment sur la célérité de détonation CJ, s'amplifie avec l'augmentation de la fraction massique $\alpha_{GB}$ de gaz brûlés. L'inversion de tendance observée sur la courbe de température Figure 4.31 a ainsi disparu.

### 4.2.4 Influence de la richesse

L'évolution des trois principales caractéristiques de détonation Chapman - Jouguet (pression, célérité et température) a été déterminée avec le code *Gaseq* pour un mélange éthylène/oxygène aux CATP (298 K, 1 bar) de richesse comprise entre 0,5 et 3 (Figures 4.37 à 4.39).

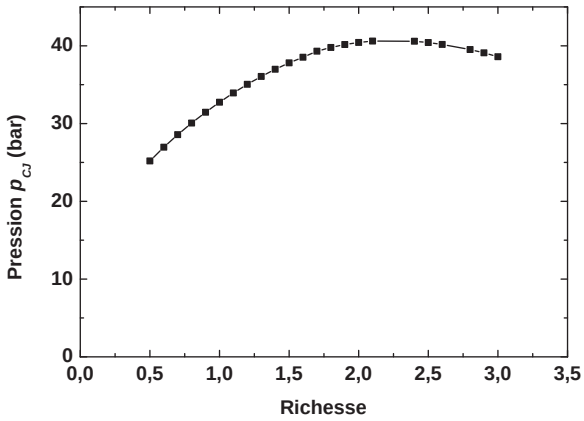


FIG. 4.37 – Evolution de $p_{CJ}$ en fonction de la richesse – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o = 1$ bar, $T_o = 298$ K

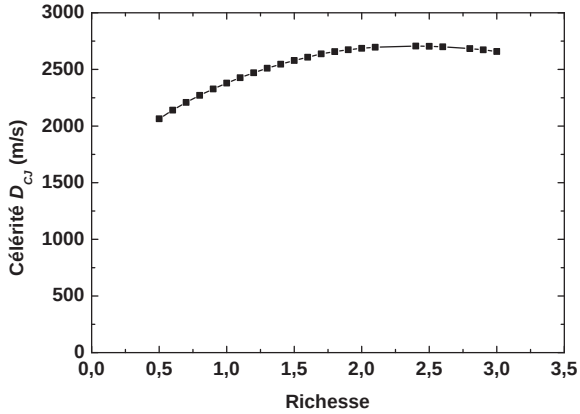


FIG. 4.38 – Evolution de $D_{CJ}$ en fonction de la richesse – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o = 1$ bar, $T_o = 298$ K

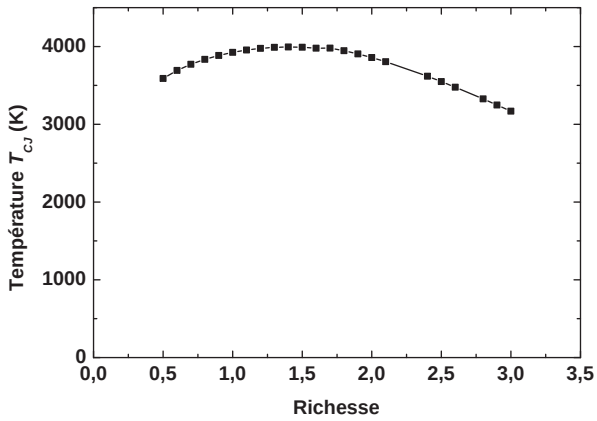


FIG. 4.39 – Evolution de $T_{CJ}$ en fonction de la richesse – code *Gaseq*, mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o = 1$ bar, $T_o = 298$ K

$p_{CJ}$ et $D_{CJ}$ passent par un maximum entre les richesses 2 et 2,5, alors que le maximum de température se situe vers une richesse de 1,5. D'après ces courbes, si le mélange est injecté à une richesse de 2,5, la pression et la célérité Chapman - Jouguet sont maximales alors que la température chute de 450 K par rapport à son maximum.

## 4.3 Modélisation analytique de l'injection

Pour que l'injection de combustible ou d'oxydant se fasse convenablement quelles que soient les conditions à la sortie de la chambre, il faut que l'écoulement soit sonique au niveau de la fente d'injection. En effet, si le nombre de Mach est égal à 1 en une section de l'écoulement, alors le débit massique est indépendant des conditions de sortie.

Considérons un gaz parfait en écoulement isentropique. La pression génératrice $p_t$ (ou pression de réservoir) est donnée par l'équation 4.7.

$$p_t = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \; p = C^{ste} \tag{4.7}$$

Pour une détente adiabatique, on a

$$h_t = C_p \; T + \frac{V^2}{2} = C^{ste} \tag{4.8}$$

Sachant que la vitesse du son est donnée par

$$a^2 = \gamma \; r \; T \tag{4.9}$$

et que pour un gaz parfait

$$C_p = \frac{\gamma \; r}{\gamma - 1} \tag{4.10}$$

l'équation 4.8 peut s'écrire

$$\frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{V^2}{2} = C_p \; T_t \tag{4.11}$$

ou encore sous la forme de l'équation 4.12 de Saint Venant.

$$\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right) \; T = C^{ste} = T_t \tag{4.12}$$

Dans la section sonique où $M = 1$, les propriétés thermodynamiques sont les suivantes :

$$p_c = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \; p_t \tag{4.13}$$

$$T_c = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right) \; T_t \tag{4.14}$$

$$a_c = \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} C_p \; T_t} \tag{4.15}$$

L'équation 4.15 est déduite de l'équation 4.11 car $V_c = a_c$

Le débit massique à travers cette section est donné par

$$\dot{M}_c = \rho_c \; a_c \; S_c \tag{4.16}$$

Les équations 4.9 à 4.11 et 4.13 à 4.16 permettent d'aboutir après calcul à l'équation 4.17

$$\dot{M}_c = p_t \; S_c \sqrt{\frac{\gamma \mathcal{M}}{\mathcal{R} T_t}} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{4.17}$$

Pour un gaz donné de coefficient isentropique $\gamma = \left.\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho}\right|_S$, le débit massique à travers une section sonique de surface $S_c$ ne dépend donc que des conditions génératrices $p_t$ et $T_t$.

Partant de cette formule, il est possible de calculer le débit injecté dans le moteur à travers les fentes d'injection dans le cas où l'écoulement est sonique. Ces fentes sont d'épaisseur réglable avec une précision de 10 $\mu$m, et décrivent un cercle de diamètre 100 mm pour l'oxygène et 95 mm pour l'éthylène. La figure 4.40 illustre la dépendance linéaire entre le débit d'oxygène injecté dans le moteur à travers cette fente d'épaisseur $\varepsilon$ variable et la pression génératrice, quand la condition de sonicité est vérifiée. L'oxygène, de coefficient isentropique $\gamma$=1,396 et de masse molaire 32 g/mol, est pris à une température génératrice de 300 K.

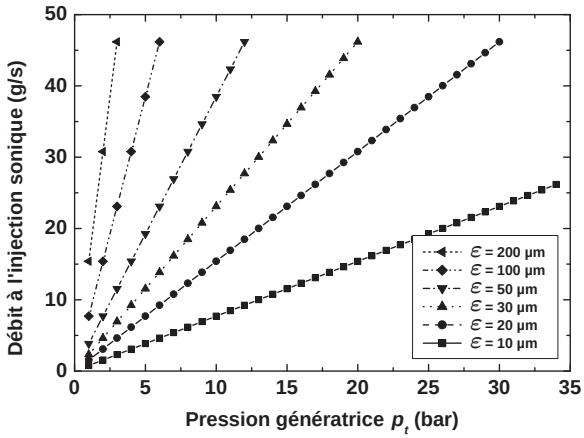


FIG. 4.40 – Débit d'oxygène injecté dans le moteur à travers une fente d'injection sonique d'épaisseur $\varepsilon$ – $T_t$=300 K

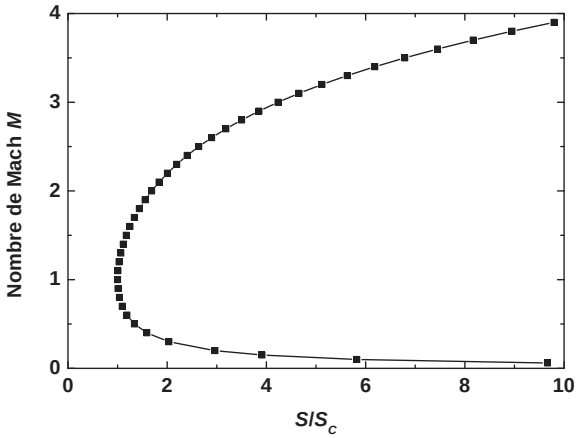


FIG. 4.41 – Relation de dépendance entre le rapport de section $S/S_c$ et le nombre de Mach de l'écoulement – $\gamma$=1,4

Le même diagramme peut être tracé pour l'éthylène, les courbes sont très similaires. Le diamètre du cercle que décrit la fente d'injection de l'éthylène étant plus petit, et la masse molaire du gaz étant inférieure à celle de l'oxygène, on constate une diminution du débit d'éthylène de 14,7% par rapport au débit d'oxygène pour une même pression génératrice et des fentes d'épaisseurs identiques.

Par conservation du débit massique entre une section quelconque de l'écoulement et une section sonique, on a

$$\rho \; S \; V = \rho_c \; S_c \; V_c \tag{4.18}$$

soit

$$\frac{S}{S_c} = \frac{1}{M} \frac{\rho_c}{\rho} \frac{a_c}{a} \tag{4.19}$$

De $P\ V^{\gamma} = C^{ste}$ (évolution isentropique) et $\frac{P}{\rho\ T} = C^{ste}$ pour un gaz parfait donné, on aboutit à $T\ \rho^{1-\gamma} = C^{ste}$. Cette équation couplée avec l'équation 4.12 donne

$$\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}\ \rho = \rho_t \tag{4.20}$$

De l'équation 4.9, on arrive à

$$a\ \sqrt{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} = a_t \tag{4.21}$$

En utilisant les équations 4.20 et 4.21, l'équation 4.19 devient

$$\frac{S}{S_c} = \frac{1}{M}\ \left(\frac{2}{\gamma + 1}\ \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{4.22}$$

Cette dépendance est représentée Figure 4.41 pour $\gamma = 1,4$.

Cette courbe illustre très bien la relation d'Hugoniot évoquée Chapitre 3.1.6. Dans un écoulement subsonique, si la section de passage augmente, la vitesse du fluide diminue. Par contre, dans un écoulement supersonique, le comportement est inversé : une augmentation de section entraîne une augmentation de la vitesse d'écoulement du fluide. D'où l'intérêt des tuyères à col sonique.

Les relations de dépendance entre les grandeurs totales ou génératrices ($p_t$ et $T_t$) et les grandeurs statiques ($p$ et $T$) sont données par les équations 4.7 et 4.12 et représentées Figures 4.42 et 4.43 en fonction du nombre de Mach de l'écoulement pour différentes valeurs de la pression totale, et pour une température totale de 300 K.

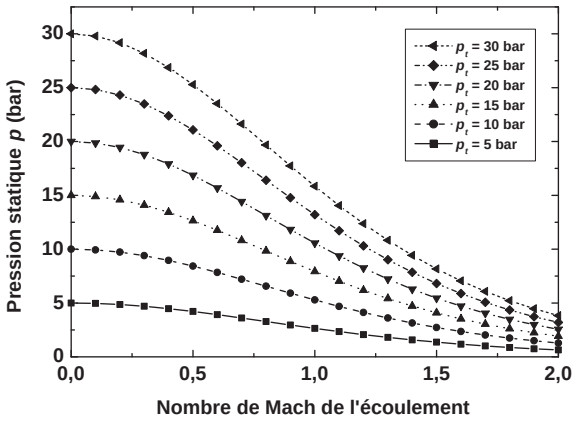


FIG. 4.42 – Pression statique en fonction du nombre de Mach de l'écoulement – $T_t$=300 K

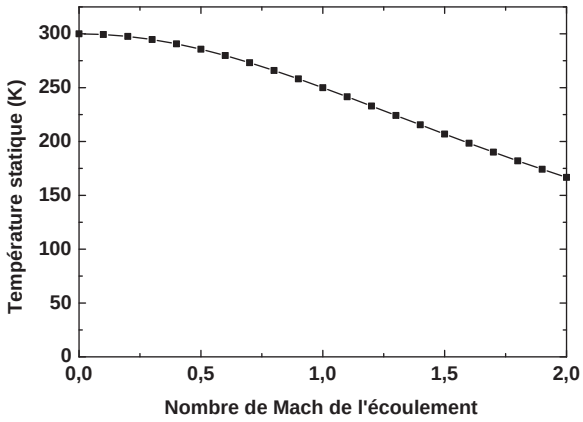


FIG. 4.43 – Température statique en fonction du nombre de Mach de l'écoulement – $T_t$=300 K

On peut ainsi constater que dans la section sonique, la pression statique est quasiment la moitié de la pression génératrice et la température statique égale à 250 K (-20°C) pour une température génératrice de 300 K, soit une chute de 50 K.

## 4.4 Modèle analytique des performances du moteur avec tuyère

### 4.4.1 Configuration modélisée

La configuration modélisée est la suivante : une chambre annulaire cylindrique de diamètre intérieur $\varnothing_{int}$=93 mm et diamètre extérieur $\varnothing_{ext}$=104 mm prolongée par une tuyère convergente - divergente (voir Chapitre 3.1.6) munie d'un col de diamètre 12 mm et de diamètre de sortie 110 mm. Ces dimensions sont identiques à celles de la chambre utilisée pour l'étude expérimentale. Le milieu réactif est principalement un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène, éventuellement dilué avec les gaz brûlés, mais les performances des mélanges à base d'hydrogène, de méthane ou d'acétylène sont aussi analysées. Le tableau 4.2 synthétise des caractéristiques des mélanges utilisés. La combustion s'effectue selon deux régimes, la détonation autonome Chapman - Jouguet d'une part et la combustion isobare adiabatique d'autre part. La pression ambiante varie de 1 mbar à 1 bar. Le débit massique $\dot{M}$ est égal au débit critique $\dot{M}_{crit,tuy}$ d'établissement d'un col sonique dans la tuyère.

| Mélanges stœchiométriques | $p_o$ (bar) | $T_o$ (K) | Fraction massique des gaz brûlés (GB) | Régimes de combustion |
|---|---|---|---|---|
| $C_2H_4/O_2$ | 0,5 à 20 | 275 | 0% | – Détonation CJ<br>– Combustion isobare |
| $C_2H_4/O_2$ + GB | 1 | 275 à 2830 selon dilution en GB | 0 à 80% | – Détonation CJ |
| – $H_2/O_2$<br>– $CH_4/O_2$<br>– $C_2H_2/O_2$<br>– $C_2H_4/O_2$ | 10 | 200 | 0% | – Détonation CJ<br>– Combustion isobare |

Tab. 4.2 – Caractéristiques des mélanges utilisés dans le modèle de performances

### 4.4.2 Expression de la poussée et de l'impulsion spécifique

La poussée $F$ fournie par un système propulsif dépend du débit massique total de mélange $\dot{M}$, de la vitesse matérielle $V_e$ et de la pression $p_e$ dans la section d'éjection des gaz brûlés, de la surface $S_e$ de cette section et de la pression ambiante $p_a$ suivant la relation 4.23.

$$F = \dot{M}\ V_e + (p_e - p_a)\ S_e \tag{4.23}$$

L'impulsion spécifique $I_{sp}$ est le rapport entre la poussée et le débit-poids de combustible et d'oxydant injecté (Equation 4.24). C'est essentiellement ce paramètre qui est utilisé pour quantifier les performances d'un système propulsif.

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{M}\ g} = \frac{V_e}{g} + \frac{(p_e - p_a)\ S_e}{\dot{M}\ g} \tag{4.24}$$

L'écoulement est supposé isentropique depuis la zone de réaction jusqu'à la section de sortie. La vitesse matérielle d'éjection est donnée par la relation 4.25 issue des équations 4.7, 4.9 et 4.12 en partant de $M_e = \frac{V_e}{a_e}$ :

$$V_e = M_e \sqrt{\frac{\gamma\ \mathcal{R}\ T_t}{\mathcal{M}\ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} {M_e}^2\right)}} \tag{4.25}$$

La poussée peut donc s'exprimer sous la forme suivante :

$$F = \dot{M}\ M_e \sqrt{\frac{\gamma\ \mathcal{R}\ T_t}{\mathcal{M}\ \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} {M_e}^2\right)}} + \left(p_t \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} {M_e}^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} - p_a\right) S_e \tag{4.26}$$

Connaissant la valeur du coefficient isentropique $\gamma = \left.\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho}\right|_S$ [1] des gaz brûlés, le diamètre du col et le diamètre de sortie de la tuyère, le nombre de Mach de l'écoulement $M_e$ dans la section de sortie est déterminé par dichotomie à partir de l'équation 4.27 établie au chapitre 4.3.

$$\frac{S_e}{S_c} = \frac{1}{M_e} \left(\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2\right)\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{4.27}$$

Pour déterminer complètement les performances du moteur, il est nécessaire de connaître les conditions totales de pression et de température. Elles dépendent d'une part du régime de combustion, détonation autonome Chapman - Jouguet ou combustion isobare adiabatique, et d'autre part du débit massique total de combustible et d'oxydant, sonique au niveau du col de la tuyère.

### 4.4.3 Calcul du débit sonique $\dot{M}_{crit,\,tuy}$

Le débit massique $\dot{M}$ est égal à la valeur minimale $\dot{M}_{crit,\,tuy}$ nécessaire à l'établissement du col sonique dans la tuyère, il dépend alors des conditions thermodynamiques dans la chambre suivant la relation 4.28 établie dans le chapitre 4.3, $\gamma$ étant le coefficient isentropique des gaz brûlés ($\gamma = \left.\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho}\right|_S$)[1].

$$\dot{M} = \dot{M}_{crit,\,tuy} = p_t\ S_c \sqrt{\frac{\gamma\ \mathcal{M}}{\mathcal{R}\ T_t}} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{4.28}$$

**<u>Détonation Chapman - Jouguet</u>**

Si la combustion est effectuée en régime de détonation autonome, les conditions Chapman - Jouguet de pression, température, vitesse matérielle et célérité du son en fin de zone de réaction sont connues. La pression totale $p_t$ et la température totale $T_t$ sont alors calculées. La poussée fournie par le moteur fonctionnant en régime de détonation est donc déterminée par le système d'équations 4.29.

[1] Les calculs, effectués avec le coefficient isentropique $\gamma$ des gaz brûlés à l'équilibre, pourraient aussi être effectués avec le coefficient isentropique $\gamma$ des gaz brûlés à l'état figé.

$$\begin{cases} F = \dot{M}\ M_e \sqrt{\dfrac{\gamma\ \mathcal{R}\ T_t}{\mathcal{M}\ \left(1+\frac{\gamma-1}{2}{M_e}^2\right)}} + \left(p_t\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{2}{M_e}^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} - p_a\right)\ S_e \\ \dot{M} = p_t\ S_c\sqrt{\dfrac{\gamma\ \mathcal{M}}{\mathcal{R}\ T_t}}\ \left(\dfrac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \\ p_t = p_{CJ}\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{2}\ \left(\dfrac{u_{CJ}}{a_{CJ}}\right)^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ T_t = T_{CJ}\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{2}\ \left(\dfrac{u_{CJ}}{a_{CJ}}\right)^2\right) \\ \dfrac{S_e}{S_c} = \dfrac{1}{M_e}\ \left(\dfrac{2}{\gamma+1}\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{2}M_e^2\right)\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \end{cases} \tag{4.29}$$

**Combustion isobare adiabatique**

Dans le cas d'une combustion isobare adiabatique, les conditions de pression et température totales ne sont pas immédiatement calculables. Le nombre de Mach $M_P$ de l'écoulement réactif en fin de zone de réaction est déterminé par conservation du débit dans la chambre annulaire de section $S_{cc}$ (Equation 4.30 où $p_P$ et $T_P$ sont la pression et la température de combustion isobare).

$$M_P = \frac{\dot{M}}{p_P\ S_{cc}}\sqrt{\frac{\mathcal{R}\ T_P}{\gamma\ \mathcal{M}}} \tag{4.30}$$

La pression totale $p_t$, la température totale $T_t$ et le débit sonique $\dot{M} = \dot{M}_c$ sont alors liés par le système d'équations 4.31.

$$\begin{cases} \boldsymbol{p_t} = p_P\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{2}\ \left(\dfrac{\boldsymbol{\dot{M}}}{p_P\ S_{cc}}\right)^2 \dfrac{\mathcal{R}\ T_P}{\gamma\ \mathcal{M}}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \boldsymbol{T_t} = T_P\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{2}\ \left(\dfrac{\boldsymbol{\dot{M}}}{p_P\ S_{cc}}\right)^2 \dfrac{\mathcal{R}\ T_P}{\gamma\ \mathcal{M}}\right) \\ \boldsymbol{\dot{M}} = \boldsymbol{p_t}\ S_c\sqrt{\dfrac{\gamma\ \mathcal{M}}{\mathcal{R}\ \boldsymbol{T_t}}}\ \left(\dfrac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \end{cases} \tag{4.31}$$

Le remplacement par leurs formulations de $p_t$ et $T_t$ dans l'expression de $\dot{M}$ aboutit à l'équation

$$\frac{\chi}{{S_c}^2} = \left(\frac{2}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\frac{\chi}{{S_{cc}}^2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tag{4.32}$$

où $\chi = \left(\frac{\dot{M}}{p_P}\right)^2 \frac{\mathcal{R}\ T_P}{\gamma\ \mathcal{M}}$. Cette équation est résolue par la méthode de dichotomie pour déterminer $\dot{M}$. Les grandeurs $p_t$ et $T_t$ sont ensuite calculées.

Les équations 4.22 et 4.26 complètent ce système d'équations pour déterminer complètement les performances d'un moteur fonctionnant en régime de combustion isobare adiabatique.

Le débit massique sonique $\dot{M}_{crit,tuy}$ est donné Figure 4.44 en fonction de la pression initiale $p_o$ du mélange réactif et du régime de combustion (détonation CJ ou combustion isobare adiabatique). Son augmentation en fonction de la pression initiale $p_o$ est très rapide. Le débit massique critique $\dot{M}_{crit,cc}$ d'établissement d'une section sonique à l'intérieur même de la chambre de combustion annulaire est reporté sur la même figure, il est nettement supérieur à $\dot{M}_{crit,tuy}$. L'écoulement est subsonique dans la chambre, sonique au col de la tuyère et supersonique dans la partie divergente de la tuyère.

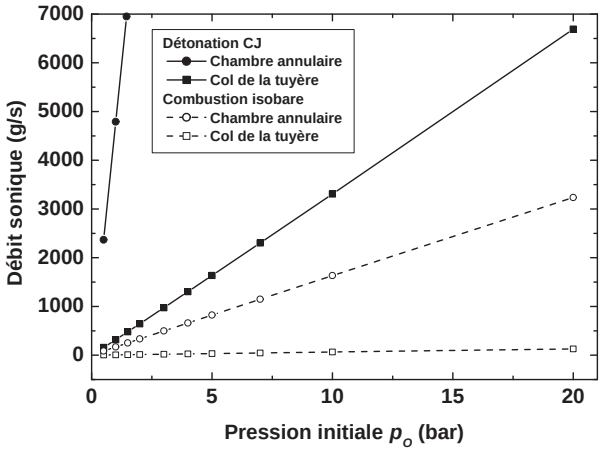


FIG. 4.44 – Débit massique sonique en fonction de la pression initiale $p_o$ du mélange réactif, du régime de combustion (détonation CJ ou combustion isobare adiabatique) et de la section considérée (chambre annulaire ou col de la tuyère) – mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $T_o$=275 K

### 4.4.4 Résultats

L'impulsion spécifique $I_{sp}$ est tracée Figure 4.45 en fonction de la pression initiale $p_o$ du mélange $C_2H_4$+$3O_2$ injecté avec un débit $\dot{M} = \dot{M}_{crit,tuy}$ sonique. $I_{sp}$ augmente avec la pression initiale et tend de façon asymptotique vers 370 s et 420 s respectivement dans le cas d'une combustion isobare adiabatique et d'une détonation autonome Chapman - Jouguet, soit 13,5% d'écart. L'augmentation d'impulsion spécifique en fonction de $p_o$ est essentiellement due à l'augmentation de la vitesse d'éjection $V_e$ en sortie de tuyère induite par une légère augmentation du coefficient isentropique $\gamma$ des gaz brûlés. Une élévation de la pression ambiante $p_a$ a pour effet de diminuer l'impulsion spécifique. Cette diminution est moins marquée si $p_o$ augmente et avec l'utilisation du régime de détonation. En effet, le débit $\dot{M}_{crit,tuy}$ augmente avec $p_o$ et est plus élevé pour la détonation que pour la combustion isobare adiabatique. Le terme $\frac{(p_e - p_a)\ S_e}{\dot{M}\ g}$ de l'équation 4.24 diminue donc alors que le terme $\frac{V_e}{g}$ ne dépend pas de $p_a$. La pression d'éjection $p_e$ est de l'ordre de quelques millibars à quelques dizaines de millibars, voire un peu plus si la pression initiale $p_o$ est élevée. Si la pression ambiante est supérieure à $p_e$, comme aux basses valeurs de $p_o$ et à pression ambiante élevée, cela entraîne une dégradation des performances nettement visible Figure 4.45.

L'effet de la dilution du mélange $C_2H_4$+$3O_2$ avec ses gaz brûlés a été analysé au chapitre 4.2.3. Les caractéristiques de détonation CJ alors obtenues pour $p_o$=1 bar ont été intégrées dans

ce modèle de performances (Figure 4.46). L'impulsion spécifique est sensiblement égale à la valeur calculée sans dilution avec les gaz brûlés car la vitesse d'éjection ne diminue pas beaucoup. En effet, le coefficient isentropique $\gamma$ ne diminue pas beaucoup avec l'augmentation de la fraction massique de gaz brûlés $\alpha_{GB}$. Le terme $-\frac{p_a}{\dot{M}}\frac{S_e}{g}$ joue un rôle négatif plus important sur $I_{sp}$ si $\alpha_{GB}$ augmente car $\dot{M}_{crit,tuy}$ devient alors plus petit.

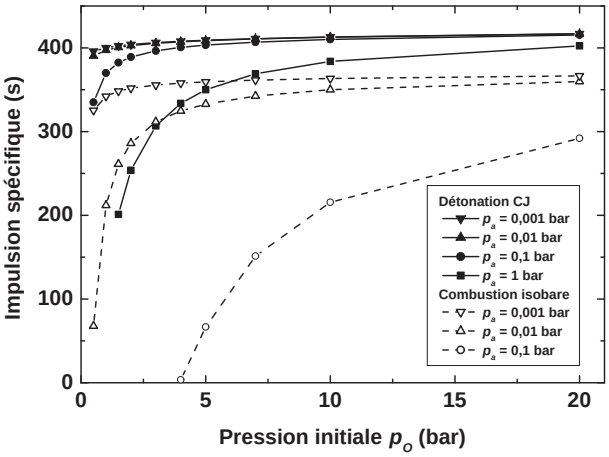


FIG. 4.45 – Impulsion spécifique en fonction de $p_o$, régimes de détonation CJ et de combustion isobare adiabatique – mélange $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$ variable, $T_o$=275 K

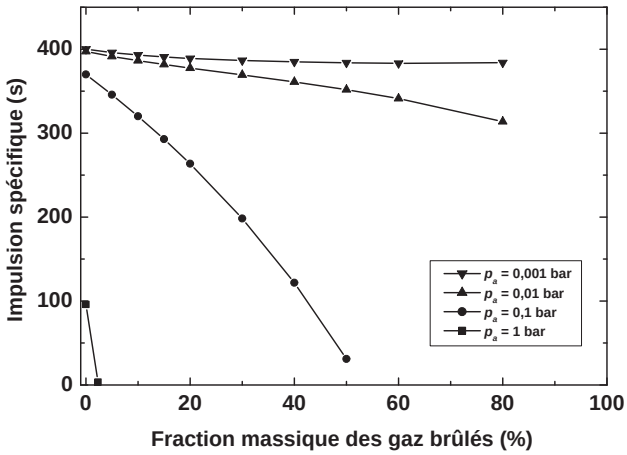


FIG. 4.46 – Régime de détonation CJ dans un mélange $C_2H_4$+$3O_2$ dilué avec ses gaz brûlés, impulsion spécifique en fonction de la fraction massique $\alpha_{GB}$ des gaz brûlés – $p_o$=1 bar

En vue d'une éventuelle application propulsive, les performances des mélanges stœchiométriques $H_2/O_2$, $CH_4/O_2$ et $C_2H_2/O_2$ ont été comparées avec celles du mélange $C_2H_4/O_2$ à $p_o$=10 bar et $T_o$=200 K. La figure 4.47 donne l'évolution d'impulsion spécifique en fonction de la pression ambiante $p_a$. L'effet de la pression ambiante est plus marqué sur les performances du régime de combustion isobare pour des raisons qui ont déjà été évoquées dans ce chapitre. Les valeurs d'$I_{sp}$ pour ces mélanges sont données Tableau 4.3 pour $p_a$=1 mbar.

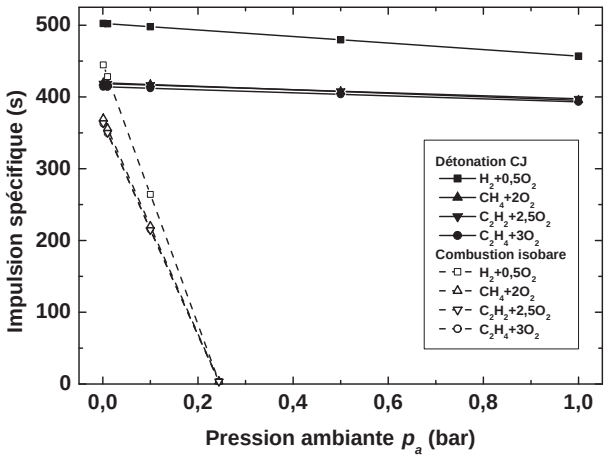


FIG. 4.47 – Impulsion spécifique pour les régimes de détonation CJ et de combustion isobare adiabatique – mélanges réactifs divers, $p_o$=10 bar, $T_o$=200 K, $p_a$ variable

| Régime de combustion | $H_2/O_2$ | $CH_4/O_2$ | $C_2H_2/O_2$ | $C_2H_4/O_2$ |
|---|---|---|---|---|
| Détonation CJ | 502,4 s | 419,7 s | 418,6 s | 414,2 s |
| Combustion isobare | 444,7 s | 369,8 s | 363,6 s | 362,6 s |

TAB. 4.3 – Impulsion spécifique pour des mélanges stœchiométriques à base d'oxygène – $p_o$=10 bar, $T_o$=200 K, $p_a$=1 mbar

Les écarts d'impulsion spécifique sur les hydrocarbures sont très petits, entre cinq et huit secondes. En revanche, la combustion de l'hydrogène génère une impulsion spécifique supérieure de 18 à 20% par rapport aux hydrocarbures. Celle-ci atteint 445 s avec une combustion isobare adiabatique et 502 s avec une détonation CJ, soit un écart de 13%. Dans le cas de la combustion isobare, l'impulsion spécifique ainsi obtenue est quasiment identique à celle délivrée par les moteurs *Vulcain* et HM7B (voir Tableau 2.3).

Ce modèle analytique des performances du moteur indique donc une augmentation d'impulsion spécifique d'environ 13% si la combustion isobare adiabatique est remplacée par la détonation autonome Chapman - Jouguet.

## 4.5 Conclusion partielle

Une onde de détonation transverse se propageant dans une couche de mélange de hauteur $h$ a été modélisée numériquement. Si $h$ diminue, la célérité et la pression de l'onde diminuent et le profil de détente arrière est plus brutal. Quand l'air qui constitue le milieu adjacent est remplacé par des gaz brûlés, la pression de détonation augmente, l'onde de détonation se propage plus rapidement et son expansion latérale est plus rapide, d'où un redressement de l'onde de choc attachée au front réactif.

Les calculs d'équilibre thermochimique permettent de quantifier l'évolution des caractéristiques de détonation Chapman - Jouguet en fonction de la température initiale, de la richesse et de la composition du mélange réactif. La célérité de détonation diminue quand la température du milieu réactif augmente sous l'effet d'une dilution de ce mélange avec ses propres gaz brûlés. Cet effet est encore plus accentué sur la pression de détonation.

Un modèle analytique apporte une estimation des performances propulsives du moteur muni d'une tuyère convergente - divergente avec écoulement sonique en son col. Les résultats montrent que l'impulsion spécifique augmente d'environ 13% si la combustion isobare adiabatique est remplacée par la détonation autonome Chapman - Jouguet. Dans ces deux cas, l'impulsion spécifique augmente et tend respectivement vers 370 s et 420 s si la pression initiale du milieu réactif augmente. Les performances sont évidemment meilleures quand la pression ambiante diminue. Enfin, l'impulsion spécifique subit une augmentation de 18 à 20% si l'hydrogène est utilisé comme combustible à la place d'un hydrocarbure, elle atteint 500 s pour un moteur fonctionnant en régime de détonation.

# Chapitre 5

# Résultats expérimentaux et analyse

# Chapitre 5

# Résultats expérimentaux et analyse

Ce chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude. Dans un premier temps sont présentées les observations d'ordre général sur les régimes et conditions de fonctionnement du moteur à détonation continue rotative. Cela permet d'introduire les méthodes spécifiques qui ont été mises au point pour l'exploitation des signaux. Ces méthodes ont été largement utilisées dans les études paramétriques portant sur l'influence — principalement sur la célérité de propagation des fronts réactifs — des paramètres suivants :

- le débit total et la richesse du mélange injecté dans le moteur ;
- la largeur $\delta$ et la longueur $L$ de la chambre de combustion ;
- la dimension des blocages arrières.

Les performances du moteur ont fait l'objet d'une première évaluation en terme de poussée, températures de paroi et vibrations. Une analyse plus poussée du comportement des fronts réactifs est faite à partir des résultats sur les profils de pression, les célérités de propagation, le nombre de fronts et leur sens de rotation.

Une synthèse des résultats expérimentaux est enfin donnée, ainsi que les perspectives ouvertes par ce travail.

## 5.1 Régimes et conditions de fonctionnement du moteur

### 5.1.1 Régime de fronts rotatifs

Un régime de fronts réactifs rotatifs a pu être observé dans la chambre de combustion. Il s'établit quelques millisecondes après l'initiation du mélange réactif dans le tube de pré-détonation (Figure 5.1). Les signaux de pression montrent des variations périodiques régulières (Figure 5.2) caractérisées par un temps de montée très court compris entre 3 et 4 $\mu$s et une décroissance plus lente. La fréquence de ce phénomène est de l'ordre de 10 à 30 kHz. La pression absolue varie entre un minimum de 0,8 – 1 bar et un pic de 2 – 2,5 bar en l'absence de tuyère ou de blocage arrière.

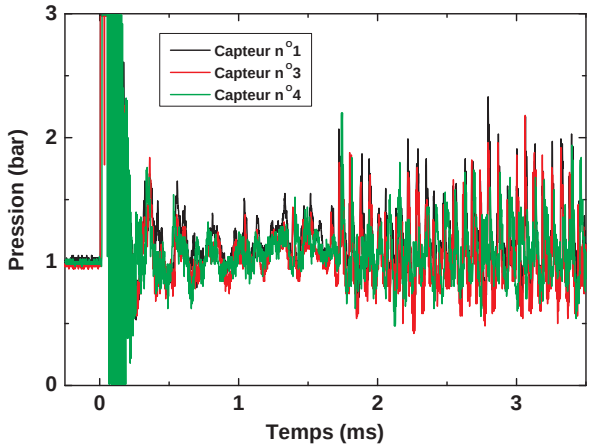


FIG. 5.1 – Signaux de pression des capteurs *Kistler* 603B n°1, 3 et 4 – Tir 192 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

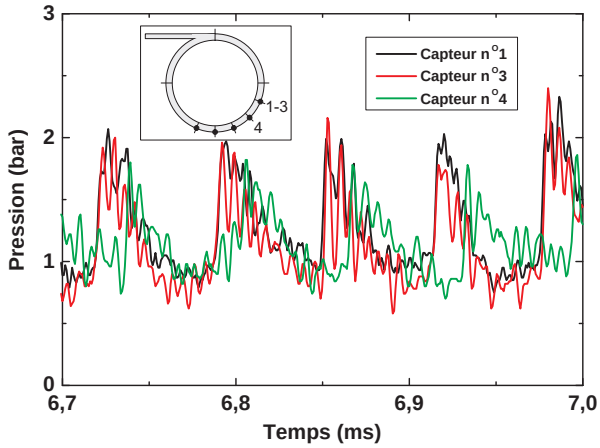


FIG. 5.2 – Signaux de pression des capteurs *Kistler* 603B n°1, 3 et 4 – Tir 192 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

La comparaison des signaux délivrés par des capteurs qui ne sont pas positionnés sur une même génératrice (par exemple les capteurs n°3 et 4) montre qu'il ne s'agit pas d'un phénomène uniforme dans la chambre : il y a un déphasage proportionnel à la distance longitudinale entre les capteurs considérés. Selon la position des capteurs, et s'ils sont suffisamment rapprochés, le sens de rotation des fronts est même connu : sens normal sur la figure 5.3 ou sens contraire sur la figure 5.4. Le sens dit "normal" est celui qui est privilégié par l'orientation tangentielle du tube de pré-détonation, voir Figures 3.26 et 3.27.

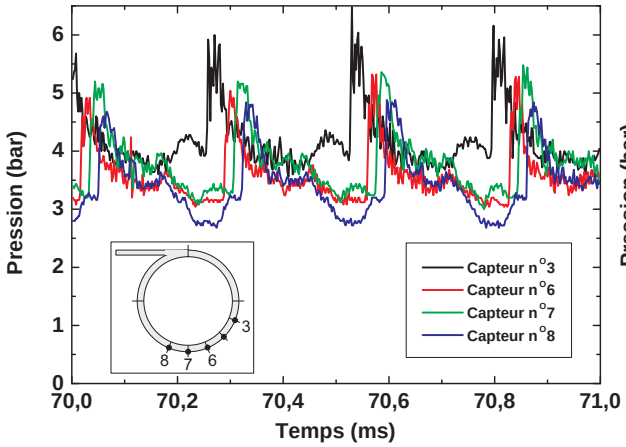


FIG. 5.3 – Capteurs de pression *Kistler* 603B n°6, 7 et 8 et capteur *Kistler* 6031 n°3 – Tir 342 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

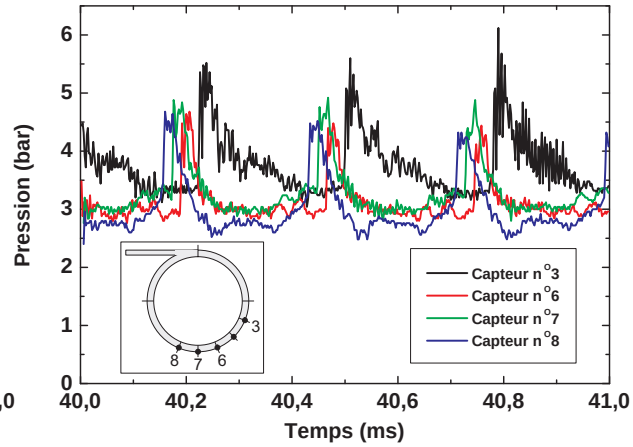


FIG. 5.4 – Capteurs de pression *Kistler* 603B n°6, 7 et 8 et capteur *Kistler* 6031 n°3 – Tir 342 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

Les signaux de pression enregistrés sur une même génératrice, c'est à dire une même position angulaire autour de l'axe du moteur (capteurs n°1, 3 et 5 ou n°2 et 4, voir Figures 3.26, 5.2 et 5.58), sont en phase. Plus précisément, le déphasage entre les signaux est petit devant le temps

de réponse des capteurs. Dans les limites géométriques de la chambre, le front réactif et l'onde de choc attachée à ce front sont donc quasiment alignés suivant cette génératrice, ce que confirme la photo 5.5 obtenue avec la caméra *Thomson* en mode "visualisation par fente" (la position des capteurs de pression P1 à P5 est indiquée à droite de la photo). La paroi extérieure de la chambre de combustion, en Inox, est bleuie sur une zone annulaire comprise entre 5 et 13 mm à partir des fentes d'injection en oxygène et éthylène (Figures 5.49 et 5.50). Cette zone correspond à la portion de la chambre soumise au flux de chaleur le plus élevé, et détermine donc les positions extrêmes des fronts réactifs. Les mesures de température en paroi de chambre confirment cette observation (Chapitre 5.3.2). Les fronts ne peuvent pas s'établir plus près des fentes car le mélange entre le combustible et l'oxydant n'y est probablement pas suffisamment réactif du fait d'une richesse trop basse ou trop élevée. La hauteur $h$ des fronts, fonction entre-autres du débit de mélange, est inférieure ou égale à la largeur de la zone bleuie, soit 8 mm. Il n'est cependant pas possible de la déterminer plus précisément avec une autre méthode.

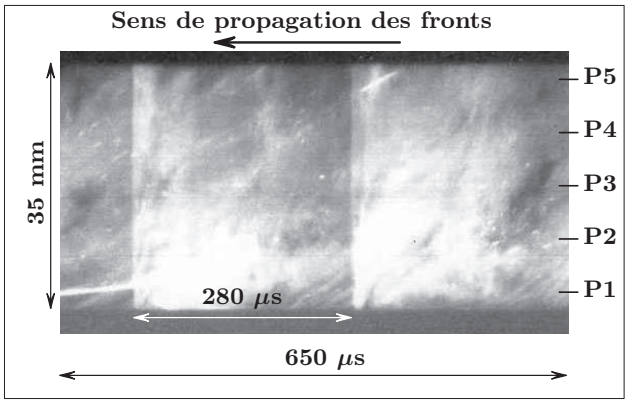


FIG. 5.5 – 2 fronts réactifs successifs en vue latérale, injection par le bas et éjection par le haut – Tir 346 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 – Caméra *Thomson* TSN 506N, lumière directe, mode *streak*, balayage 800 $\mu$s (62,5 m/s), fente 0,2 mm

FIG. 5.6 – 8 fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 142 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2 – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels

Les toutes premières visualisations ont été effectuées avec la caméra rapide intensifiée *Hamamatsu* positionnée dans l'axe même du moteur. Les meilleurs résultats sont obtenus avec un temps de pause de 100 ns, une intensification de 80% et un gain caméra de 170 (Figure 5.6).

Des fronts très lumineux sont clairement visibles lors des premiers dixièmes de seconde de fonctionnement. Les fronts sont cependant moins discernables pendant la suite de l'essai (Figure 5.7). Leur nombre est généralement compris entre 4 et 8, il dépend par exemple des conditions de débit et de richesse du mélange injecté. Chaque zone lumineuse s'étend en moyenne sur environ 20 mm, elle est séparée de la zone suivante par une distance sensiblement identique. Un surplus de gaz est injecté dans le moteur lors de la phase de démarrage ; sa combustion à la sortie du moteur est visible quand le retard d'acquisition n'est pas trop élevé (Figure 5.8).

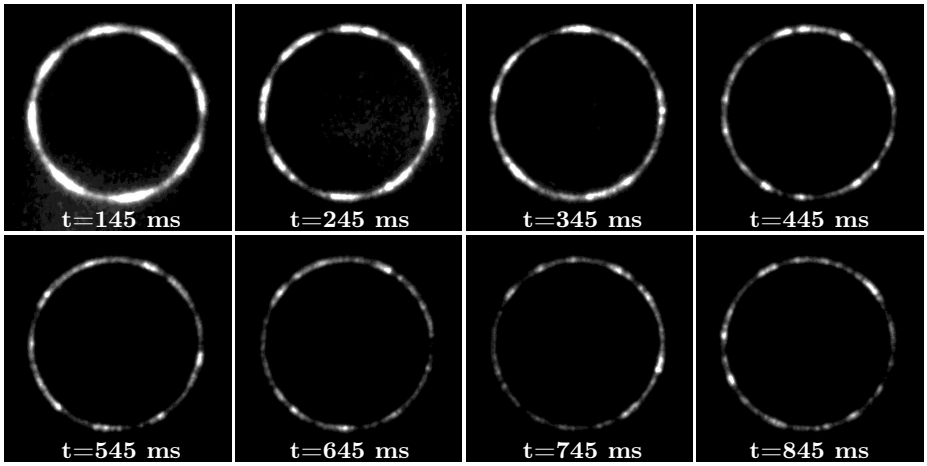


FIG. 5.7 – Fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 41 : $\delta$=3,5 mm, débit 28 – 35 g/s, richesse 0,75 – 1,1, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels

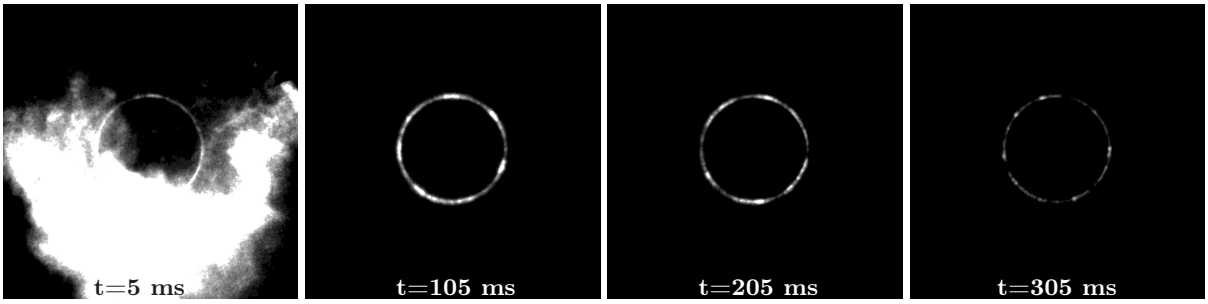


FIG. 5.8 – Fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 54 : $\delta$=3,5 mm, débit 22 – 29 g/s, richesse 0,9 – 1,1, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels

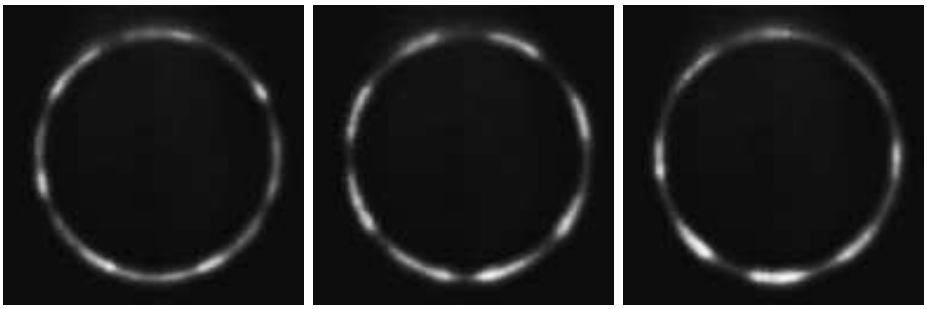

FIG. 5.9 – Fronts réactifs en vue arrière axiale, séquence de 3 images espacées de 14,3 $\mu$s – Tir 92 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 – Caméra *Photron* APX RS3000, lumière directe, temps d'exposition 2 $\mu$s, cadence 70 000 images/seconde, objectif 17 mm, 128 × 128 pixels

La caméra *Photron* APX RS3000, testée au cours d'une dizaine d'essais, a confirmé la présence de fronts réactifs se déplaçant à l'intérieur du moteur. A cause de son encombrement, elle était

positionnée à 90° par rapport à l'axe du moteur, un miroir assurant le renvoi de la vue arrière du moteur vers l'objectif de la caméra. La cadence d'acquisition des images utilisée a été de 45 000, 70 000 ou 180 000 images par seconde. L'analyse de ces films est particulièrement délicate. Une tendance apparaît cependant assez clairement : la présence de deux zones de fronts rotatifs de sens de rotation contraires. Sur la figure 5.9, les fronts réactifs se propagent dans le sens positif sur la partie gauche des images et en sens négatif sur la partie droite. Les zones lumineuses sur les images de la figure 5.10 ne sont pas uniformes, surtout dans la partie basse de la chambre. La portion la plus lumineuse correspond à la zone réactive et l'autre partie atteste de la présence de gaz brûlés à haute température juste derrière le front. Chaque zone lumineuse se propage alors dans le sens du gradient positif de luminosité, c'est à dire selon un sens différent selon la zone droite ou gauche considérée. Les fronts collisionnent entre eux dans la partie basse de la chambre annulaire. Le processus d'initiation de ces fronts dans la partie haute de la chambre ne peut pas être déterminé à partir de ces visualisations.

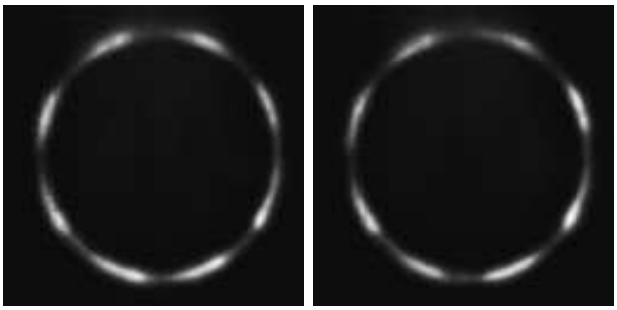

FIG. 5.10 – Fronts réactifs en vue arrière axiale – Tir 92 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 – Caméra *Photron* APX RS3000, lumière directe, temps d'exposition 2 $\mu$s, cadence 70 000 images/seconde, objectif 17 mm, 128 × 128 pixels

Des visualisations latérales de la sortie de la chambre (Figure 5.11) n'apportent pas d'éléments supplémentaires à la compréhension du phénomène de fronts rotatifs.

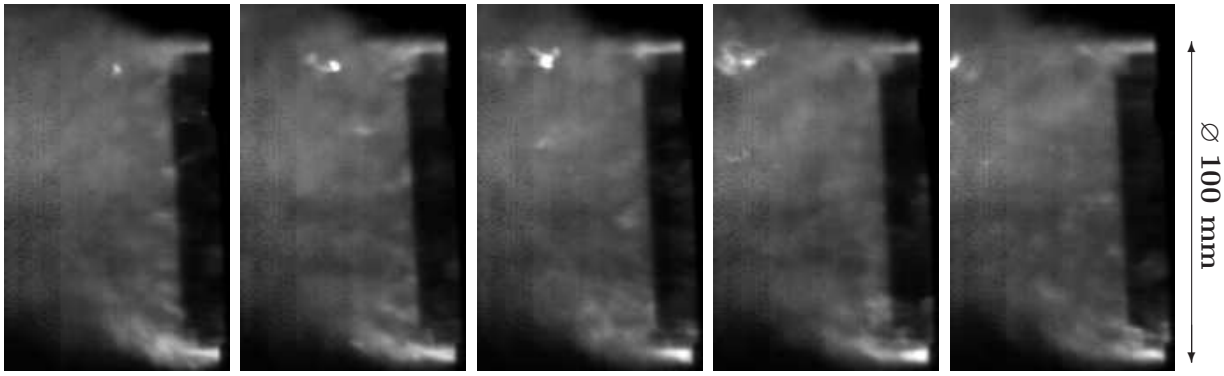


FIG. 5.11 – Vue latérale de l'éjection des gaz brûlés, séquence de 5 images espacées de 66,7 $\mu$s – Tir 93 : $\delta$=3,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2 – Caméra *Photron* APX RS3000, lumière directe, temps d'exposition 10 $\mu$s, cadence 45 000 images/s, objectif 17 mm, 128 × 208 pixels

Quelques poches de gaz non réagi sont éjectées du moteur en même temps que les produits de réaction. Elles s'enflamment au contact de ces gaz chauds et sont donc visibles sur les images en lumière directe. Leur vitesse d'éjection, mesurée sur la séquence de la figure 5.11, est voisine de 140 m/s. Le panache de gaz brûlés est orienté vers le haut du fait des effets de gravité.

### 5.1.2 Conditions de fonctionnement

#### 5.1.2.1 Paramètres de la séquence d'allumage

Les paramètres de la séquence d'allumage sont rappelés Figure 5.12.

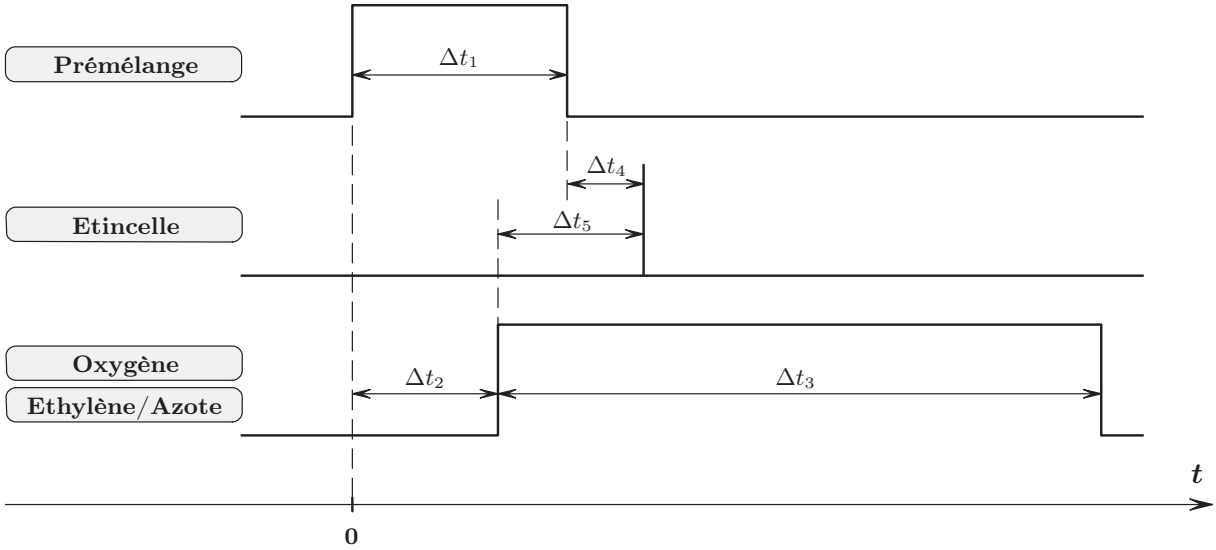


Fig. 5.12 – Séquence de fonctionnement : synchronisation des trois électrovannes (prémélange, oxygène et éthylène/azote) et de l'étincelle

La phase de mise au point du système d'allumage de la détonation dans le tube de pré-détonation a abouti aux réglages suivants, qui assurent un allumage systématique :

- pression dans le réservoir intermédiaire : 1800 à 2000 mbar ;
- durée d'ouverture de l'électrovanne d'alimentation en prémélange : $\Delta t_1$=300 ms ;
- retard de l'étincelle : $\Delta t_4$=30 ms.

Le retard $\Delta t_4$ ne peut être diminué en dessous de 30 ms car cette valeur correspond au temps de fermeture de l'électrovanne d'alimentation. Une flamme pourrait remonter au-delà de l'électrovanne et accroître le risque d'accident si le réservoir intermédiaire est resté connecté à la bouteille de prémélange. La durée moyenne d'initiation et de propagation de la détonation dans le tube de pré-détonation est de 150 $\mu$s.

L'alimentation en oxygène et en éthylène est assurée par deux électrovannes commandées par le même signal. L'ouverture se fait avec une avance $\Delta t_5$ par rapport à l'instant d'apparition de l'étincelle et pendant une durée $\Delta t_3$. Pour limiter le volume du surplus de gaz libéré avant

l'allumage, et donc pour éviter un démarrage brutal et trop bruyant du moteur à détonation rotative, la durée $\Delta t_5$ doit être la plus petite possible. Le moteur dans sa configuration basique fonctionne avec $\Delta t_5$=90 – 100 ms (soit $\Delta t_2$=230 – 240 ms). Avec la tuyère convergente - divergente, $\Delta t_5$=150 ms (soit $\Delta t_2$=180 ms). Enfin, si la section de sortie de la chambre est limitée par un blocage arrière, $\Delta t_5$ doit être comprise entre 90 et 150 ms. Plus précisément, $\Delta t_5$ augmente quand la section de sortie de la chambre diminue : le temps de chasse des gaz brûlés ou de l'air présent dans la chambre varie selon la dimension du blocage arrière ou du col de la tuyère.

#### 5.1.2.2 Tube de pré-détonation

De manière générale, le tube de pré-détonation est alimenté en prémélange stœchiométrique $C_2H_4$+$3O_2$ et équipé d'une spirale de Shchelkin. Cette configuration génère systématiquement une détonation en extrémité du tube et assure le démarrage du moteur, c'est à dire la propagation de plusieurs fronts.

Pour initier un prémélange $C_2H_4$+$3O_2$+$8N_2$, l'énergie délivrée par le générateur d'étincelles a été augmentée. Avec ce mélange et en l'absence de spirale, une détonation ne s'établit pas dans le tube de pré-détonation. Pourtant l'initiation d'un régime de fronts rotatifs a été obtenue, son établissement étant un peu plus tardif et plus silencieux que dans la configuration de base. Une courte phase de fonctionnement en régime de combustion turbulente peut être observée avant le régime rotatif. L'initiation d'un régime de fronts réactifs continus ne semble donc pas conditionnée par l'amorçage d'une détonation débouchant dans la chambre de combustion.

#### 5.1.2.3 Influence de l'alimentation principale sur le démarrage

Sur la gamme de débit mise en œuvre dans cette étude (10 à 35 g/s) et à richesse proche de 1, aucune influence du débit total injecté dans le moteur n'a été constatée sur la phase de démarrage du moteur.

Les proportions relatives du combustible et de l'oxydant jouent par contre un rôle essentiel. A basse richesse (0,4 – 0,6), le régime de front peut s'établir mais transite en moins d'une demi-seconde de fonctionnement vers un régime de combustion turbulente (voir aussi Chapitre 5.2.3). Par ailleurs, plus la richesse augmente au delà de 1 et plus l'apparition du régime de fronts est retardée ; ce retard atteint une seconde quand la richesse est supérieure à 3. Entre l'instant d'initiation et celui d'établissement du régime rotatif, la combustion est turbulente et se fait sur une longueur qui dépasse largement celle de la chambre de combustion : une flamme longue d'environ 60 à 80 cm est visible à la sortie du moteur pendant cette durée puis disparaît quand la combustion se fait par le biais d'ondes réactives transverses à l'intérieur du moteur.

#### 5.1.2.4 Fonctionnement à pression ambiante sub-atmosphérique

Quelques essais ont été réalisés à pression ambiante sub-atmosphérique. Dans un environnement à une pression initiale de 300 mbar, un régime de fronts réactifs en rotation dans le moteur a été établi. Ce régime ne présente pas de différence notable avec celui observé pour un fonctionnement à pression ambiante atmosphérique, toutes choses égales par ailleurs. Des mesures de pression par capteur *Kistler* 701A révèlent cependant que pendant le fonctionnement du moteur la pression dans l'enceinte expérimentale est très proche de la pression atmosphérique (Figure 5.13). Les gaz brûlés éjectés à haute température occupent un volume important, d'où cette élévation de pression ambiante. Quand ils se refroidissent, la pression redevient tout juste supérieure à la pression initiale de la cuve avant l'essai.

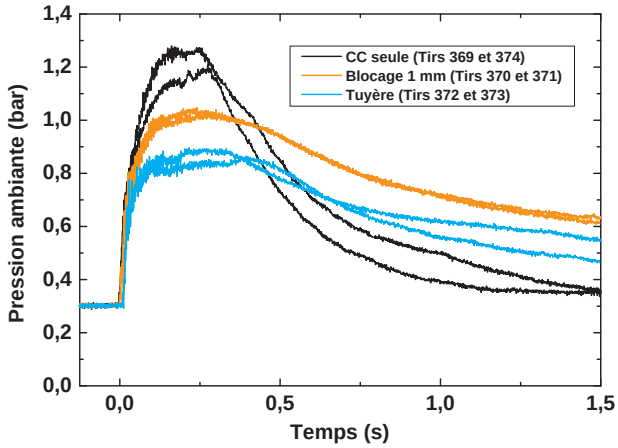


FIG. 5.13 – Pression ambiante dans l'enceinte expérimentale, capteur *Kistler* 701A – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=170 ms

En réduisant la durée $\Delta t_2$ d'ouverture de l'électrovanne de prémélange, l'initiation a pu être obtenue dans le tube de pré-détonation jusqu'à une pression ambiante de 100 mbar et en l'absence d'injection principale dans la chambre. Par contre, quand l'oxygène et l'éthylène sont injectés, la combustion n'a pas pu être transmise à la chambre principale dans le cas d'une pression ambiante inférieure à 250 mbar. Plusieurs explications sont possibles :

- la détonabilité diminue à cause de la baisse de pression ;
- le prémélange injecté dans le tube de pré-détonation est aspiré trop rapidement et le volume résiduel de gaz réactif est trop réduit ;
- l'injection principale de combustible ou d'oxydant dans la chambre génère un volume tampon de gaz non réactif en extrémité de tube de pré-détonation, ce qui provoque l'extinction du front réactif car celui-ci est déjà affaibli pour les deux premières raisons évoquées ci-dessus.

### 5.1.3 Méthodes d'exploitation des signaux périodiques

Deux méthodes ont été mises au point pour exploiter les signaux périodiques générés par le passage répété des fronts réactifs devant les systèmes de mesure. L'une est basée sur la transformée de Fourier rapide ou FFT, elle peut s'appliquer à tous les signaux périodiques. L'autre s'applique exclusivement aux signaux de pression et exploite les déphasages possibles. Ces méthodes ont pour objectif de déterminer la célérité des fronts et leur nombre.

#### 5.1.3.1 Transformée de Fourier rapide (FFT)

Le principe de la première méthode d'exploitation consiste à découper le signal périodique en segments réguliers de durée fixée, 2 ms en général. Une analyse spectrale est effectuée par transformée de Fourier rapide sur chaque segment puis la fréquence principale est déterminée. Cette méthode est entièrement automatisée par le biais d'un programme écrit en langage LabTalk® pour le logiciel Microcal Origin® (voir Annexe D). Pour chaque configuration étudiée, plusieurs essais sont effectués sans changement des paramètres de fonctionnement. Les signaux sont enregistrés en mode *Fast Frame* : au cours d'un même essai, l'acquisition n'est faite que pendant huit séquences de 10 ms espacées de 190 ms, soit des séquences périodiques de fréquence 5 Hz. En augmentant à chaque nouvel essai le retard d'acquisition entre 0 et 200 ms, un ensemble de séquences plus ou moins continues est constitué pour chaque condition de fonctionnement (Figure 5.14).

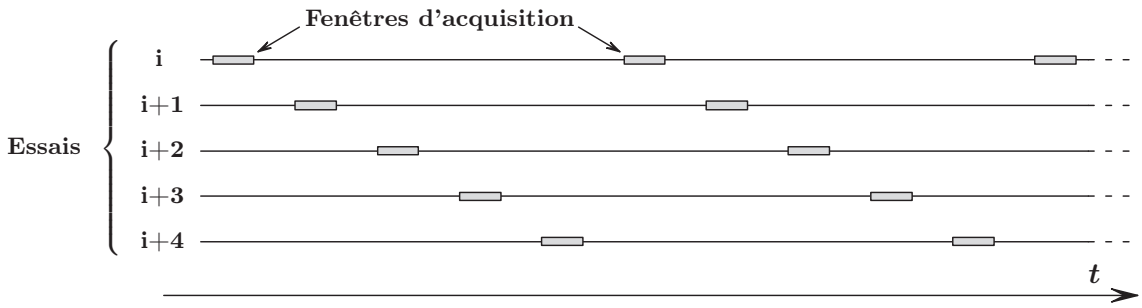


FIG. 5.14 – Principe de l'acquisition en mode *Fast Frame* avec retard variable

Sur la figure 5.15 sont reportés les valeurs de fréquence mises en évidence par FFT dans plusieurs signaux de luminosité acquis en mode *Fast Frame* lors du fonctionnement du moteur alimenté avec un mélange à richesse proche de 1 et à un débit total voisin de 15 g/s. Ces résultats obtenus pour plusieurs essais permettent de constater que le régime établi dans le moteur est parfaitement reproductible. Il est caractérisé par des paliers de fréquences bien distinctes. Au cours du fonctionnement du moteur, la fréquence de passage des fronts devant la fibre optique augmente progressivement par paliers, partant de 18 kHz au début de l'essai et atteignant 33 kHz dans un régime quasiment stabilisé. Quelques photos prises avec la caméra *Hamamatsu* (Figure 5.17) permettent d'identifier le nombre de fronts dans le moteur à certains instants précis, et donc d'associer à chaque palier de fréquence $f_n$ de la Figure 5.15 un nombre $n$ de fronts réactifs :

5 fronts pour le premier palier à 18 kHz, 6 fronts pour le second, etc. Par déduction plus que par l'analyse des images qui sont très délicates à interpréter vers le milieu ou la fin de l'essai, le palier de fréquence 33 kHz est associé à $n$=10. La moyenne temporelle de la célérité sur chaque segment est calculée avec la relation 5.1 en fonction de la fréquence principale $f_n$, du nombre de fronts $n$ associé à cette fréquence et du diamètre $\varnothing_{mes}$ sur lequel la mesure est faite ($\varnothing_{mes}$=97,5 mm pour la fibre optique et 104 mm pour les capteurs de pression et de vibrations).

$$D = \frac{f_n \ \pi \ \varnothing_{mes}}{n} \tag{5.1}$$

Les valeurs de célérité calculées à partir de la figure 5.15 sont données Figure 5.16. Elles montrent une évolution continue de la célérité au cours des essais jusqu'à stabilisation au bout de 0,8 s à environ 1000 m/s, ce qui justifie l'intérêt d'effectuer les essais sur plusieurs secondes. La reproductibilité des essais est à nouveau clairement visible.

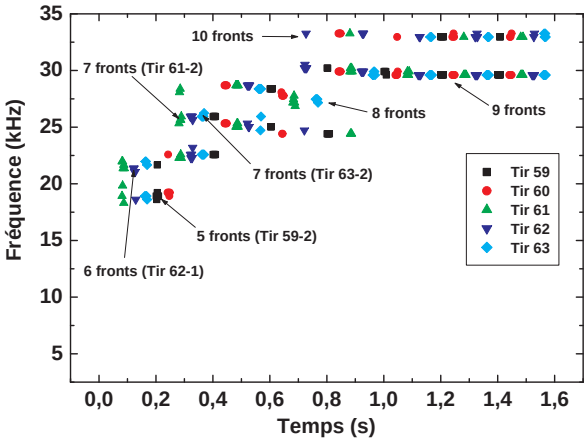


FIG. 5.15 – Niveaux de fréquence calculés par FFT sur des signaux de luminosité acquis en mode *Fast Frame* sur cinq essais consécutifs – $\delta$=3,5 mm, débit 13 – 16 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms

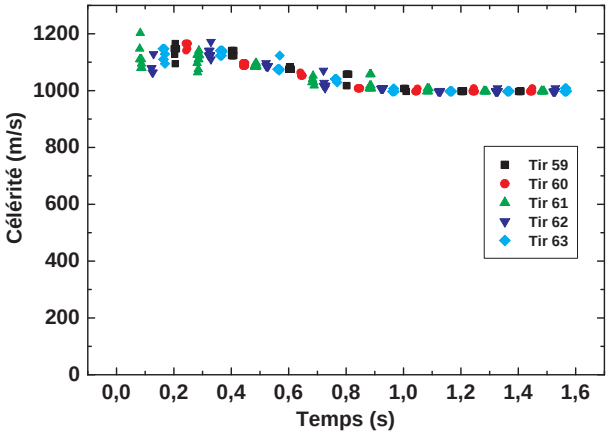


FIG. 5.16 – Célérités calculées à partir des images par caméra rapide et des calculs de FFT sur les signaux de luminosité – $\delta$=3,5 mm, débit 13 – 16 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms

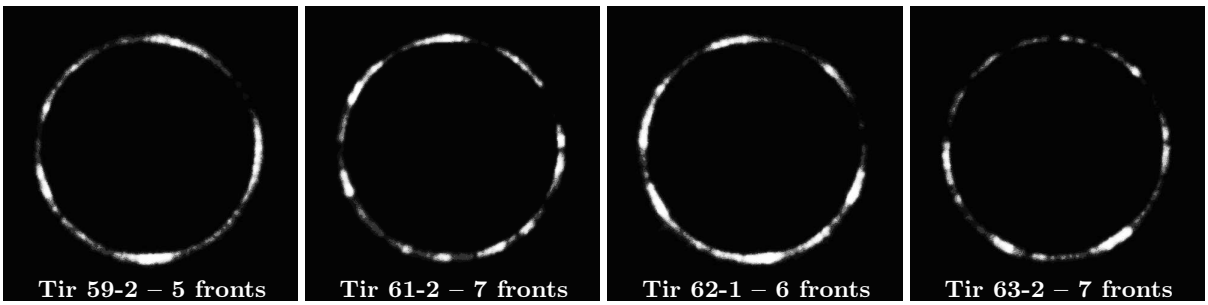


FIG. 5.17 – Fronts réactifs en vue arrière axiale – $\delta$=3,5 mm, débit 13 – 16 g/s, richesse 0,9 – 1,2 – Caméra *Hamamatsu*, lumière directe, temps d'exposition 100 ns, intensification 80%, gain caméra 170, 1024 × 1024 pixels

Cette méthode de calcul des fréquences dominantes a initialement été développée pour l'exploitation des signaux de luminosité. Elle a pu être appliquée aux signaux de pression et de vibrations car une très bonne concordance existe entre ces trois signaux (Figures 5.18 à 5.20).

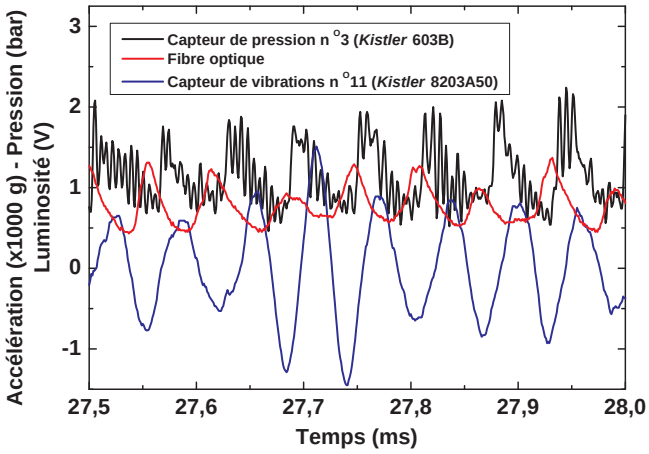


FIG. 5.18 – Signaux de pression, luminosité et vibrations simultanés, résolution de 0,8 à 1 $\mu$s – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

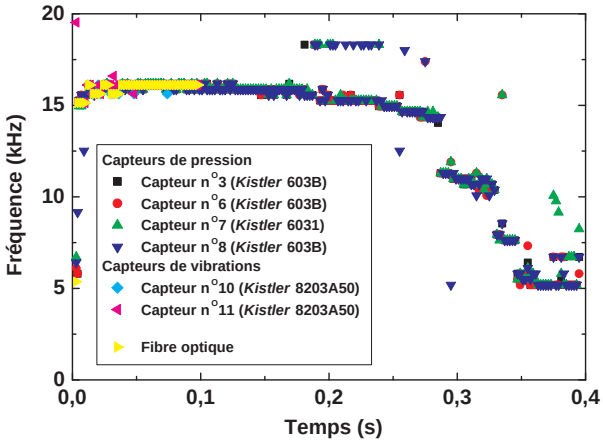


FIG. 5.19 – Niveaux de fréquence calculés par FFT sur plusieurs signaux de pression, vibrations et luminosité – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

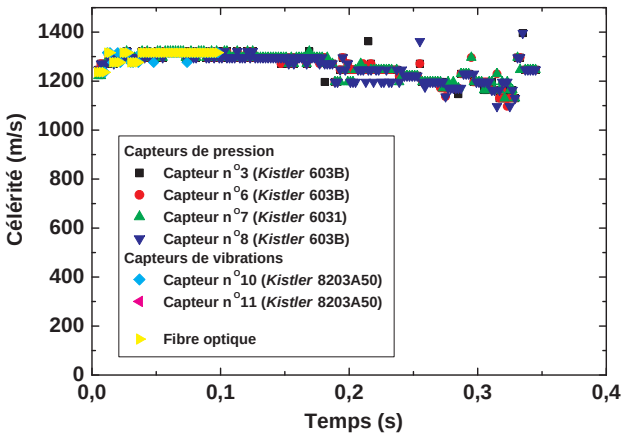


FIG. 5.20 – Célérités obtenues à partir des calculs de FFT sur plusieurs signaux de pression, vibrations et luminosité de la figure 5.19 – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

#### 5.1.3.2 Méthode des déphasages de pression

La seconde méthode a été mise au point pour exploiter les signaux de pression quand il n'est pas possible d'obtenir des images par caméra rapide *Hamamatsu*, par exemple en présence d'un blocage arrière. Elle est basée sur l'analyse des déphasages de pression entre des capteurs de pressions qui ne sont pas situés sur une même génératrice (ou position angulaire). Le cas idéal

consiste à traiter les signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8 (voir Figure 3.26). Cette méthode est ici illustrée par l'exemple des capteurs n°3 et 7 sur la Figure 5.21.

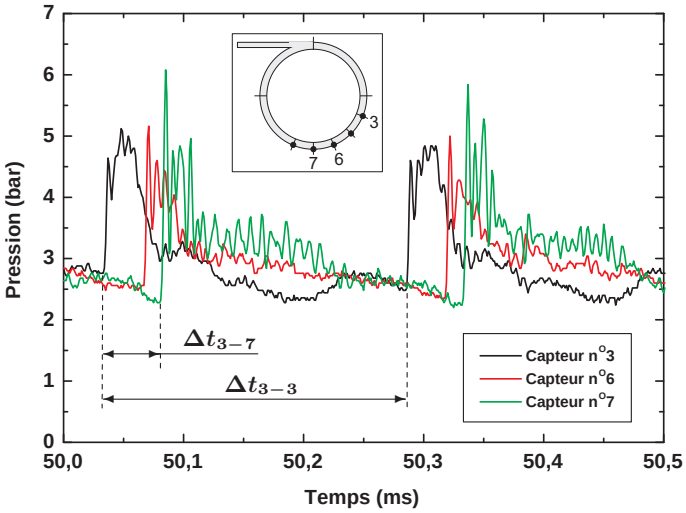


FIG. 5.21 – Signaux de pression et déphasages, capteurs *Kistler* 603B – Tir 314 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm (blocage arrière), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

A partir du déphasage $\Delta t_{\mathrm{i-j}}$ entre les signaux des capteurs de pressions n°i et j, la célérité $D$ des fronts est calculée par la relation 5.2 où $k$ est le nombre d'intervalles de longueur 20,4 mm entre les capteurs n°i et j ($k$=2 entre les capteurs n°3 et 6, $k$=3 entre les capteurs n°3 et 7, $k$=4 entre les capteurs n°3 et 8, voir Figure 3.26).

$$D = \frac{0,0204\ k}{\Delta t_{\mathrm{i-j}}} \tag{5.2}$$

La distance $d$ entre deux fronts réactifs consécutifs est donnée par l'équation 5.3 en fonction de la période $\Delta t_{\mathrm{i-i}}$ des signaux.

$$d = D\ \Delta t_{\mathrm{i-i}} = \frac{0,0204\ k\ \Delta t_{\mathrm{i-i}}}{\Delta t_{\mathrm{i-j}}} \tag{5.3}$$

Enfin, le nombre de fronts stabilisés dans le moteur est égal au rapport entre la circonférence extérieure du moteur et la distance entre deux fronts consécutifs (Equation 5.4). Il faut considérer le diamètre extérieur de la chambre car les capteurs de pression sont positionnés sur la paroi extérieure de la chambre de combustion.

$$n = \frac{\pi\ \varnothing_{ext}}{d} = \frac{\pi\ \varnothing_{ext}\ \Delta t_{\mathrm{i-j}}}{0,0204\ k\ \Delta t_{\mathrm{i-i}}} \tag{5.4}$$

Les figures 5.22 et 5.23 représentent les évolutions temporelles de célérité et du nombre de fronts calculés par la méthode des déphasages de pression pour l'essai déjà vu Figures 5.19 et 5.20. L'accord entre les deux méthodes qui viennent d'être présentées est très bon. La dispersion des résultats est légèrement plus élevée pour la méthode des déphasages car la célérité est calculée à chaque instant alors que la première méthode fournit une célérité moyennée sur une portion du signal.

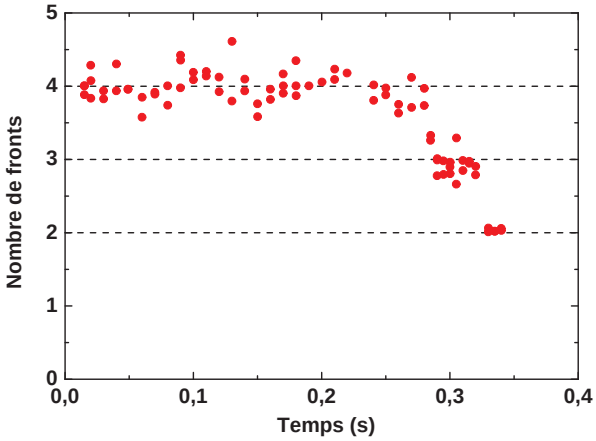


FIG. 5.22 – Nombre de fronts calculé à partir de la méthode des déphasages de pression – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

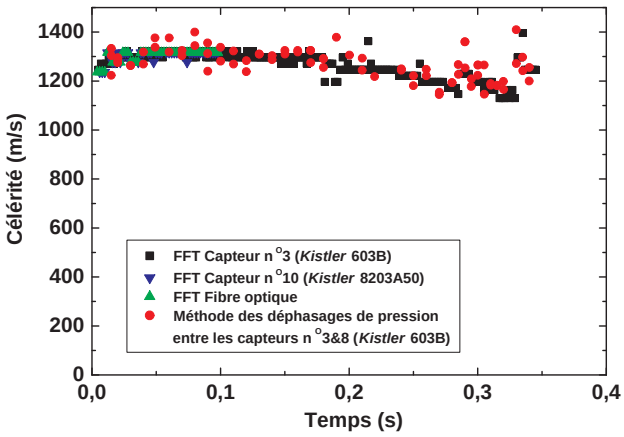


FIG. 5.23 – Comparaison des méthodes de calcul de la célérité – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

### 5.1.4 Tuyère convergente - divergente

Les essais menés avec la tuyère convergente - divergente ont mis en évidence un régime de fonctionnement particulier. Les signaux de pression des capteurs n°2, 3, 4 et 5 sont tous en phase et quasiment superposables (Figure 5.24). Le signal est de forme sinusoïdale et plutôt régulier. L'amplitude de ces oscillations peut cependant subir quelques variations (Figure 5.25).

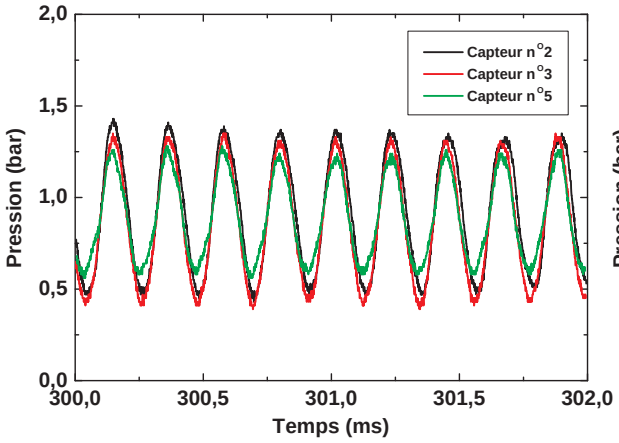


FIG. 5.24 – Signaux de pression (capteurs *Kistler* 603B) dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 181 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

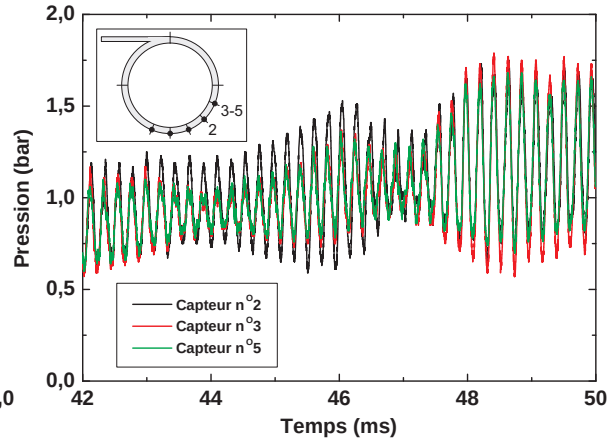


FIG. 5.25 – Signaux de pression (capteurs *Kistler* 603B) dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 182 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

Le capteur n°1 et la fibre optique, situés plus près de l'injection, n'ont par contre pas la même réponse, les signaux qu'ils délivrent sont majoritairement en complète opposition de phase avec

ceux des autres capteurs (Figure 5.26). Les cinq signaux de pression n'ont été observés en phase qu'à une seule occasion. La fréquence de ces signaux est généralement comprise entre 4 et 5 kHz, parfois voisine de 7 kHz. La transition d'une fréquence de 6,9 kHz vers une fréquence de 4,7 kHz a pu être observée, voir Figure 5.27, avec la disparition d'un pic de fréquence sur trois.

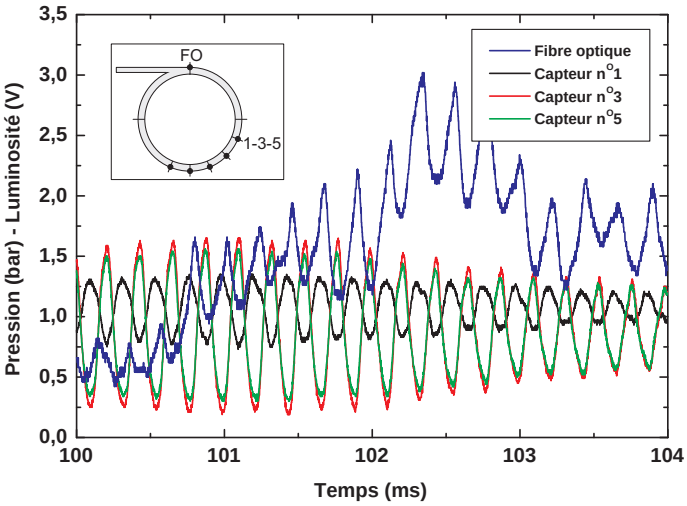


FIG. 5.26 – Signaux de pression (capteurs *Kistler* 603B) et de luminosité dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 183 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

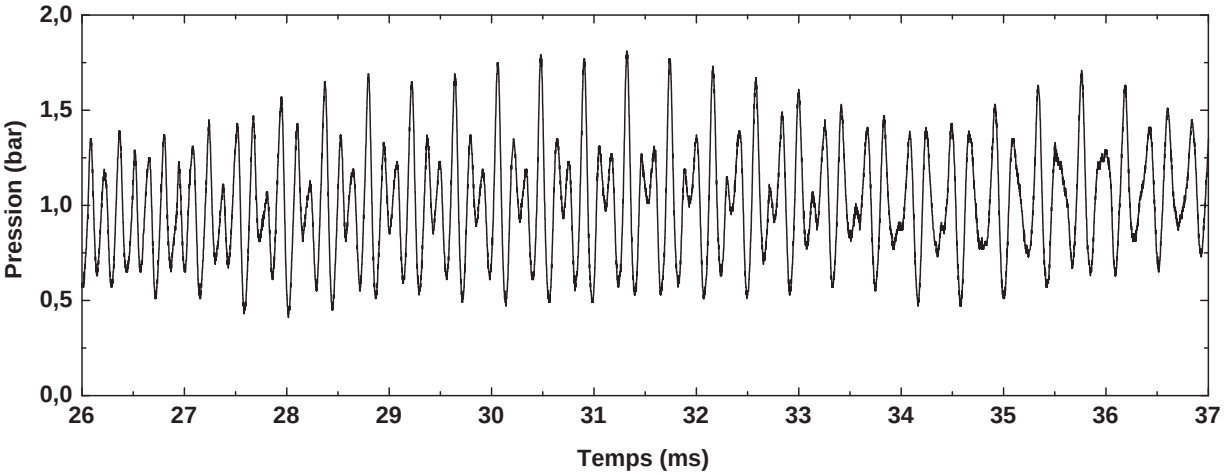


FIG. 5.27 – Changement de fréquence du signal de pression (capteur *Kistler* 603B) dans la chambre équipée de la tuyère convergente - divergente – Tir 182 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

Ce phénomène s'apparente à un régime de combustion pulsée, et l'existence d'une section sonique située près de l'injection pourrait expliquer l'opposition de phase entre le capteur n° 1 et les suivants. Ce régime n'a pas fait l'objet d'une étude plus approfondie car il diffère assez nettement du régime de fronts réactifs tournants.

## 5.2 Etudes paramétriques

### 5.2.1 Caractéristiques de détonation du mélange éthylène/oxygène

Pour mieux comprendre le fonctionnement du moteur, il est important de préciser les caractéristiques de détonation (taille de cellule, pression, célérité) du mélange éthylène/oxygène en fonction de la richesse. La détonabilité d'un mélange dépend étroitement de la largeur $\lambda$ de la cellule de détonation, voir Chapitre 2.4.3.1. Aux petites tailles de cellules $\lambda$, les mélanges sont très sensibles à la détonation et inversement pour les grandes valeurs de $\lambda$. La taille de la cellule de détonation du mélange éthylène/oxygène étant inférieure à 1 mm aux conditions normales de température et de pression, les essais ont été effectués à des pressions plus basses car cette taille suit la loi $\lambda \propto {p_o}^{-1,1}$ [1, 44] en fonction de la pression initiale $p_o$ du mélange.

Le mélange est injecté dans un tube à détonation (voir chapitre 3.6) à une pression initiale $p_o$=100 ou 200 mbar, à température ambiante et à une richesse comprise entre 0,6 et 2,2. Pour chaque essai, la pression et la célérité du front de détonation stabilisé sont déterminées et comparées aux valeurs $p_{CJ}$ et $D_{CJ}$ obtenues par calcul avec le code ZND[1] (Figures 5.28 et 5.29). Un coefficient correctif de valeur 0,65 est appliqué aux valeurs de pression pour tenir compte des effets de courbure du front de détonation au voisinage de la paroi comme expliqué Chapitre 3.6.

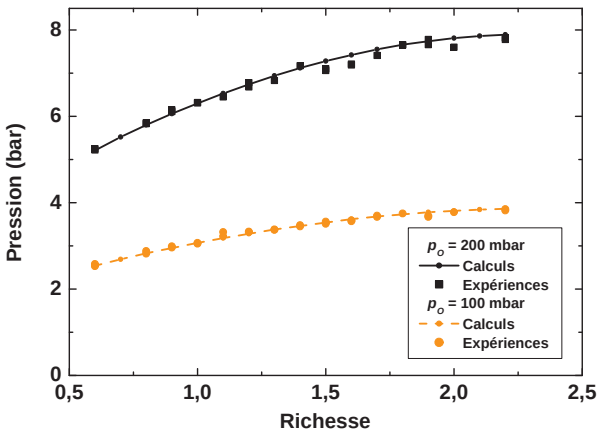


FIG. 5.28 – Pression de détonation en fonction de la richesse, comparaison entre calculs et expériences – Mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o$=100 et 200 mbar, température ambiante

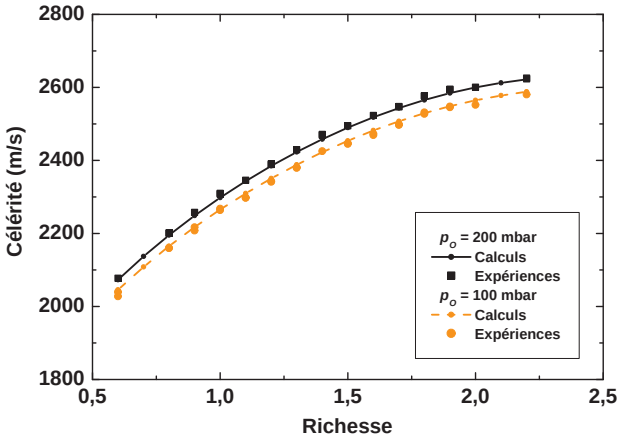


FIG. 5.29 – Célérité de détonation en fonction de la richesse, comparaison entre calculs et expériences – Mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o$=100 et 200 mbar, température ambiante

Les résultats expérimentaux concernant les pressions et les célérités sont en très bon accord avec les calculs. L'allure de la courbe de taille de cellules (Figure 5.30) correspond à ce qui était attendu, avec un minimum vers la richesse 1,5. En deçà de la richesse 1 et au delà de la richesse 2, la taille de cellule augmente de façon plus significative. Ces résultats indiquent une tendance qui pourra être prise en compte par la suite.

[1] ZND utilise la base de données thermochimiques CHEMKIN [42] pour la détermination des caractéristiques de détonation Chapman - Jouguet

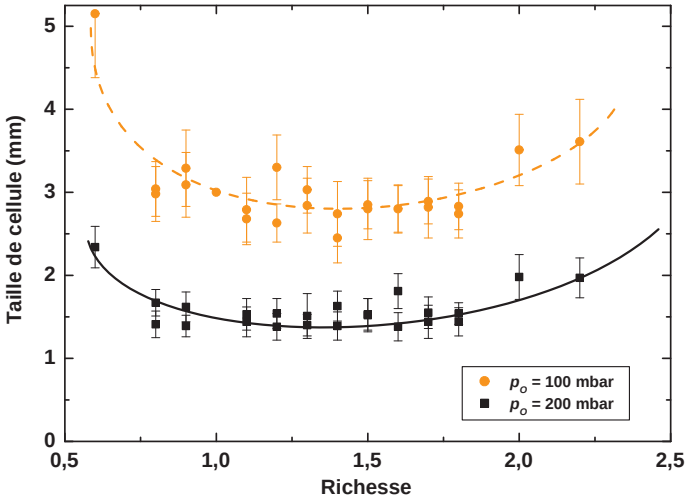


FIG. 5.30 – Taille de la cellule de détonation en fonction de la richesse, résultats expérimentaux – Mélange $C_2H_4/O_2$, $p_o$=100 et 200 mbar, température ambiante

Cependant, les valeurs obtenues ne reflètent pas les caractéristiques réelles du phénomène car les propriétés du mélange sont fortement altérées dans le moteur, par l'élévation de température et par la dilution avec les gaz brûlés.

### 5.2.2 Débit total de mélange

Pour caractériser l'influence du débit total sur le fonctionnement du moteur, des essais ont été faits à richesse constante proche de 1, pour un débit compris entre 10 et 35 g/s et à pression ambiante atmosphérique. Malgré les fluctuations du débit total et de la richesse inhérentes à la variation possible des débits d'oxygène et d'éthylène au cours du temps, les essais sont plutôt bien reproductibles. Pour chaque condition, cinq à dix tirs sont réalisés.

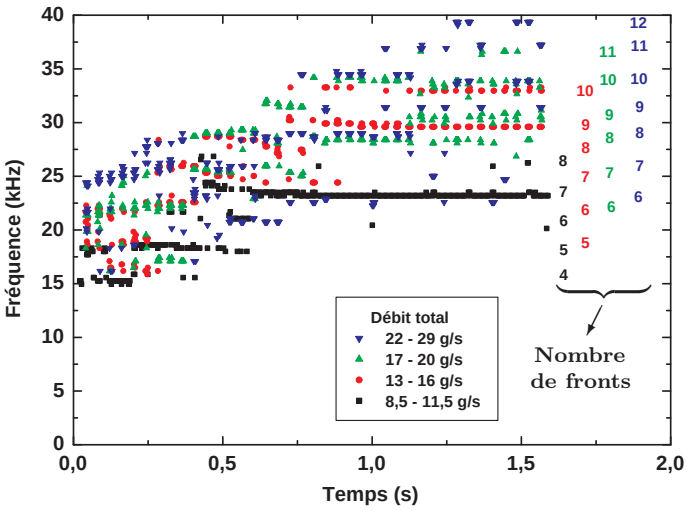


FIG. 5.31 – Fréquences de rotation (FFT sur signal de fibre optique) et nombre de fronts réactifs pour différents débits entre 8,5 et 29 g/s – $\delta$=3,5 mm, richesse $\approx$ 1

La fréquence et la célérité de rotation des fronts réactifs en fonction du temps sont données Figures 5.31 et 5.32. De manière générale, la fréquence augmente par paliers en fonction du temps, voir aussi Chapitre 5.1.3.1. Le nombre de fronts associé à chaque palier de fréquence est indiqué en vis-à-vis du palier dans la partie droite de la figure 5.31. Plus le débit augmente et plus le nombre de fronts augmente. Par ailleurs, pour un nombre de fronts donné, la fréquence de rotation des fronts augmente avec le débit total, ce qui implique un accroissement de la célérité. Cette augmentation est en effet perceptible sur la figure 5.33, elle ne dépasse cependant pas 5% : la célérité passe de 1050 m/s pour un débit d'environ 10 g/s à 1100 m/s pour un débit d'environ 30 g/s.

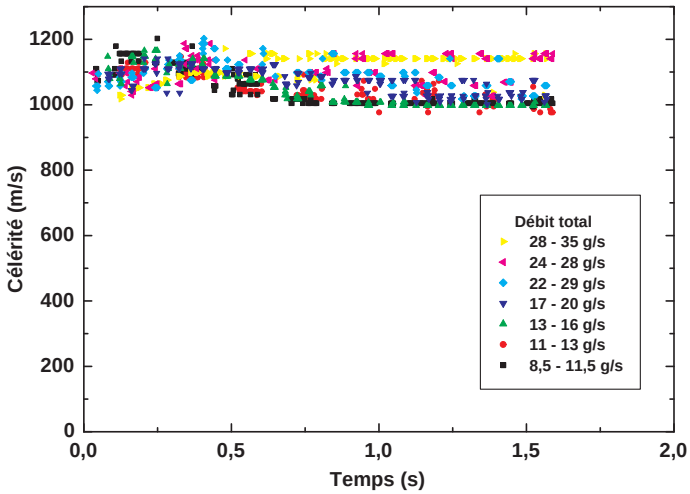


FIG. 5.32 – Célérité de rotation des fronts réactifs pour différents débits entre 8,5 et 35 g/s, calculs à partir de la figure 5.31 – $\delta$=3,5 mm, richesse $\approx$ 1

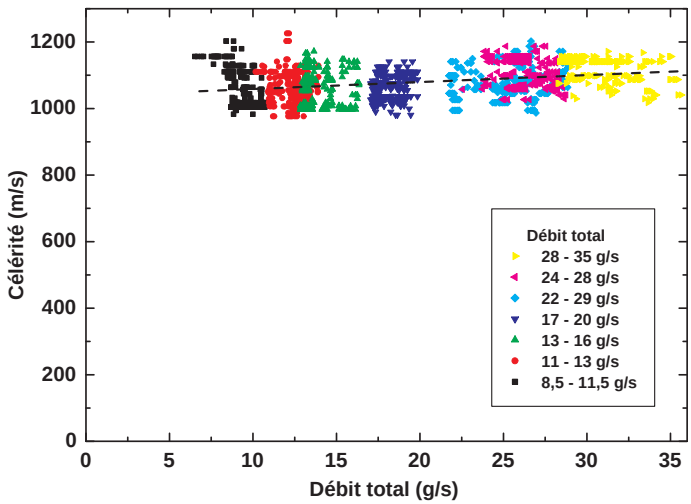


FIG. 5.33 – Célérité de rotation des fronts réactifs pour différents débits entre 8,5 et 35 g/s, calculs à partir de la figure 5.31 – $\delta$=3,5 mm, richesse $\approx$ 1

L'influence du débit total sur l'amplitude du pic de pression n'a pas été quantifiée car cette étude a été menée avec la chambre en cuivre refroidie dans laquelle il n'est pas possible de mesurer correctement la pression.

### 5.2.3 Richesse du mélange

Pour caractériser l'influence de la richesse sur le fonctionnement du moteur, des essais ont été effectués à débit total constant proche de 15 g/s, pour une richesse variant de 0,5 à 3,5 environ.

La fréquence et la célérité de rotation des fronts réactifs en fonction du temps sont données Figures 5.34 et 5.35. Le nombre de fronts associé à chaque palier de fréquence est indiqué en vis-à-vis du palier dans la partie droite de la figure 5.34.

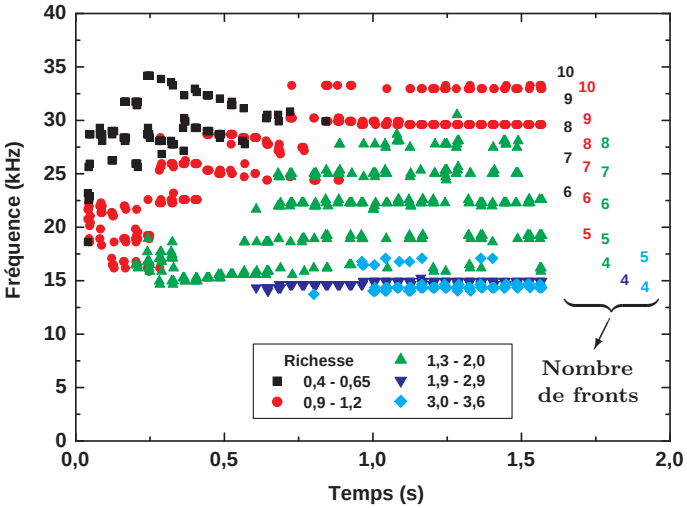


FIG. 5.34 – Fréquences de rotation (FFT sur signal de fibre optique) et nombre de fronts réactifs pour différentes richesses entre 0,4 et 3,6 – $\delta$=3,5 mm, débit total ≈ 15 g/s

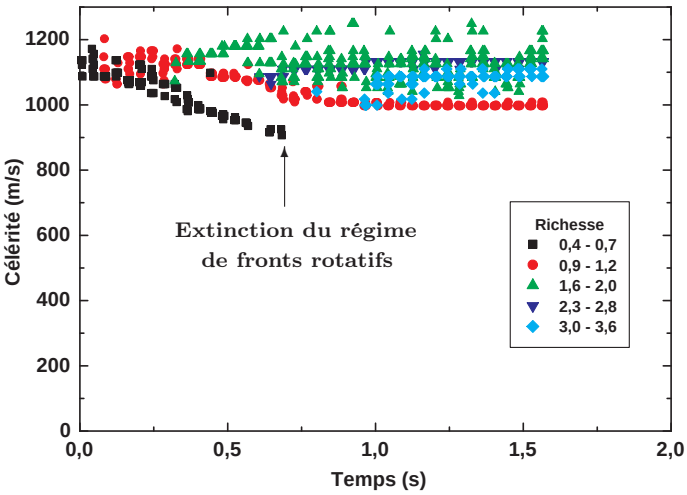


FIG. 5.35 – Célérité de rotation des fronts réactifs pour différentes richesses entre 0,4 et 3,6, calculs à partir de la figure 5.34 – $\delta$=3,5 mm, débit total ≈ 15 g/s

Pour une richesse de 0,5, il est possible d'observer un régime de 6 à 10 fronts mais leur célérité diminue rapidement. Après 700 ms de fonctionnement, alors que la célérité est de 900 m/s, ce régime multi-fronts transite vers un régime de combustion turbulente.

A richesse 1, la célérité diminue mais se stabilise à 1000 m/s après 700 ms de fonctionnement.

Quand la richesse augmente, le nombre de fronts diminue jusqu'à 4 pour une richesse comprise entre 2 et 3,5. La célérité reste cependant constante, à environ 1100 m/s. La tendance pour la célérité est d'augmenter jusqu'à une richesse proche de 2, puis une légère décroissance s'amorce (Figure 5.36). Cette décroissance doit vraisemblablement s'accentuer au delà de la richesse 3,5 car, la taille de la cellule de détonation augmentant avec la richesse, il devrait être de plus en plus difficile d'installer une détonation dans la chambre de combustion. Les essais à richesses élevées montrent que plus la richesse augmente, plus le régime de fronts rotatifs tarde à s'établir. Ce retard atteint 1 s quand la richesse est supérieure à 3.

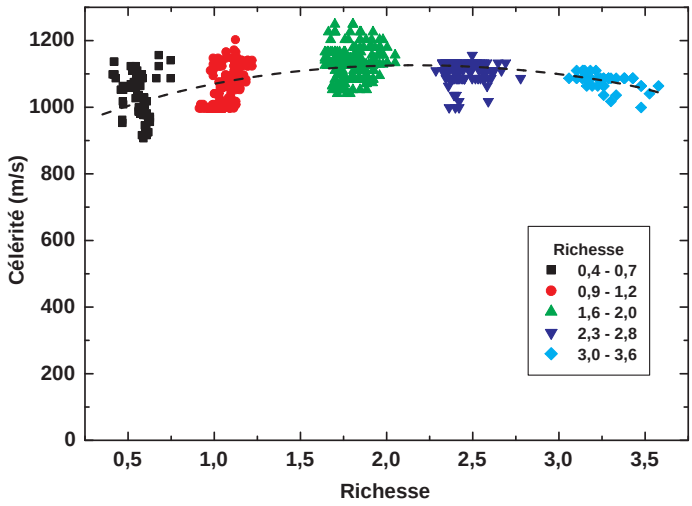


FIG. 5.36 – Célérité de rotation des fronts réactifs pour différentes richesses entre 0,4 et 3,6, calculs à partir de la figure 5.34 – $\delta$=3,5 mm, débit total $\approx$ 15 g/s

Cette tendance d'évolution de la célérité de propagation des fronts réactifs en fonction de la richesse est à la fois compatible avec :

- la courbe de dépendance de la taille de cellule de détonation (Chapitre 5.2.1) qui passe par un minimum au voisinage de la richesse 1,5 ;
- la courbe de dépendance de la célérité de détonation Chapman - Jouguet (Chapitre 4.2.4) dont le maximum se situe autour de la richesse 2,5.

L'influence de la taille de cellule de détonation doit cependant être relativisée car, la célérité de propagation des fronts réactifs n'étant égale qu'à la moitié de la célérité de détonation autonome Chapman - Jouguet, la combustion ne se fait pas en régime de détonation avec libération complète de l'énergie chimique du mélange réactif initial. Les mélanges mis en jeu ne sont probablement pas homogènes d'une part et ils sont dilués par les gaz brûlés chauds d'autre part.

L'influence de la richesse sur l'amplitude du pic de pression n'a pas été quantifiée car cette étude a été menée avec la chambre en cuivre refroidie dans laquelle il n'est pas possible de mesurer correctement la pression.

### 5.2.4 Largeur $\delta$ de l'espace annulaire

La célérité de propagation des fronts réactifs étant très inférieure à la célérité de détonation Chapman - Jouguet, le diamètre extérieur $\varnothing_{ext}$ de la chambre a été augmenté de 4 mm, faisant passer la largeur $\delta$ de l'espace annulaire de 3,5 à 5,5 mm. La figure 5.37 indique une augmentation sensible de la célérité des fronts en fonction de $\delta$. Cette modification se traduit aussi par une diminution très nette du nombre de fronts, qui est en général proche de 8 pour $\delta$=3,5 mm et voisin de 4 ou 5 pour $\delta$=5,5 mm (Figure 5.38). A débit constant, la diminution du nombre de fronts implique une augmentation de la hauteur $h$ de la couche de mélange dans laquelle le front se propage. C'est probablement cela qui entraîne l'augmentation de célérité (voir chapitre 5.4.4), augmentation également constatée par Bykovskii [10, 11] pour $\delta$ compris entre 1,25 et 5 mm.

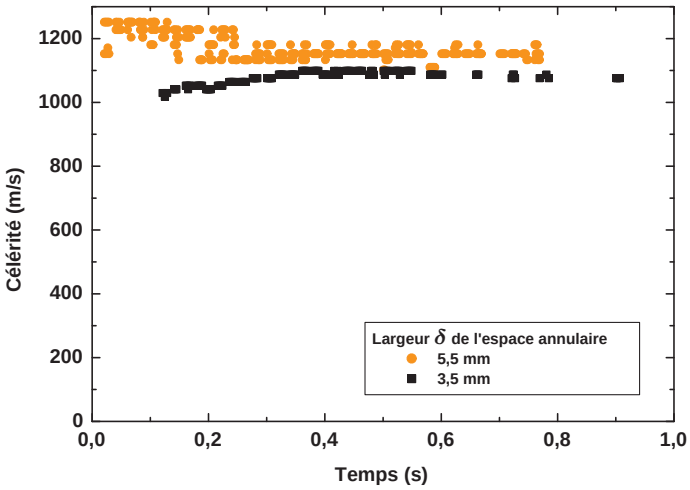


FIG. 5.37 – Célérité des fronts réactifs, calculs à partir de la figure 5.38 – $\delta$=3,5 mm (Tirs 33 à 43) et $\delta$=5,5 mm (Tirs 163 à 177), débit 28 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

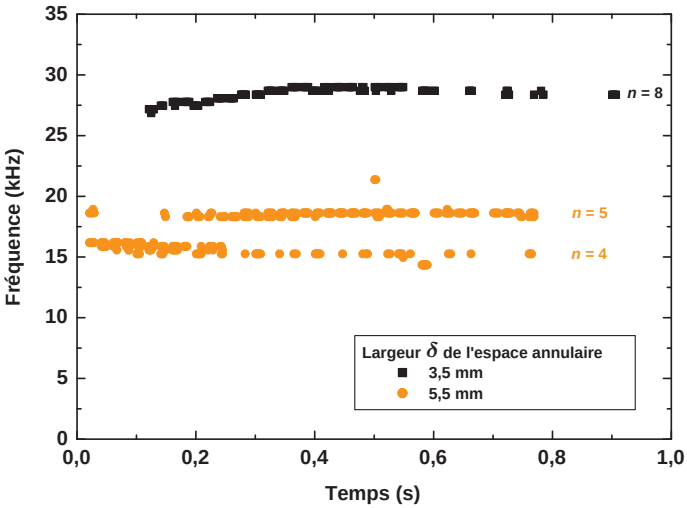


FIG. 5.38 – Fréquences de rotation (FFT sur signal de fibre optique) et nombre de fronts réactifs – $\delta$=3,5 mm (Tirs 33 à 43) et $\delta$=5,5 mm (Tirs 163 à 177), débit 28 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

### 5.2.5 Longueur $L$ de la chambre de combustion

Pour définir une tendance sur l'influence de la longueur $L$ de la chambre de combustion, deux séries d'essais ont été effectuées pour deux valeurs différentes. Quand la longueur $L$ passe de 47 à 100 mm, le nombre de fronts passe de 4 à 5 ou 6 (Figure 5.39). La célérité diminue d'environ 10% (Figure 5.40). L'écart de célérité constaté entre les deux configurations pour un même nombre de fronts ($n$=5) est inférieur à 3%, donc 7% de la diminution sont engendrés par l'augmentation du nombre de fronts (voir chapitre 5.4.4)

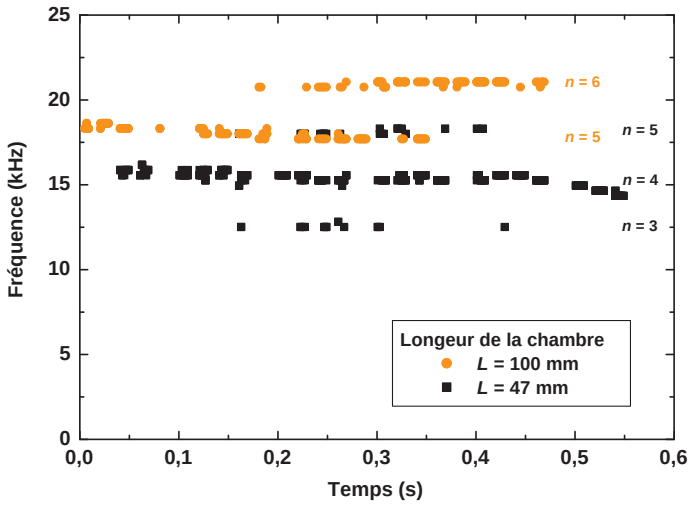


FIG. 5.39 – Fréquences de rotation (FFT sur signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8) et nombre de fronts réactifs – $\delta$=5,5 mm, $L$=47 mm (Tirs 329 à 332) et $L$=100 mm (Tirs 302 à 306), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

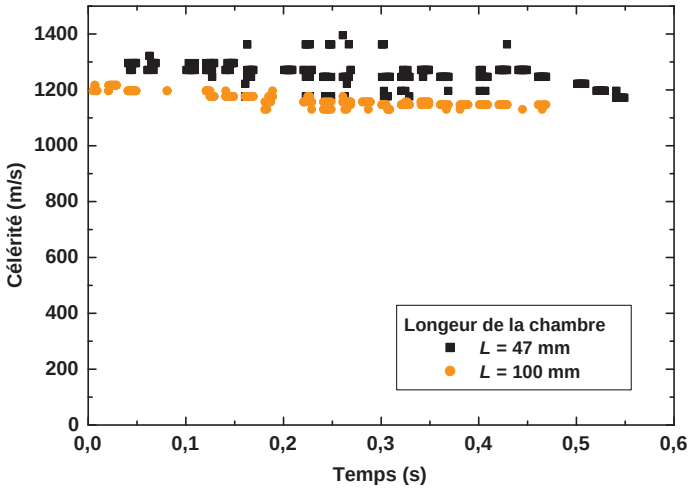


FIG. 5.40 – Célérité des fronts réactifs, calculs à partir de la figure 5.39 – $\delta$=5,5 mm, $L$=47 mm (Tirs 329 à 332) et $L$=100 mm (Tirs 302 à 306), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

### 5.2.6 Blocages arrières

Des blocages arrières ont été ajoutés à la sortie de la chambre de combustion, ils permettent de réduire l'espace annulaire de $\delta$=5,5 mm à $\delta'$=2, 1 ou 0,75 mm (voir schéma Figure 5.41). L'objectif est de limiter la section d'éjection des gaz brûlés de façon à élever la pression moyenne dans la chambre. Le régime de fronts réactifs tournants est maintenu dans les trois configurations de blocage testées (Figures 5.41 à 5.43), le sens de rotation de ces fronts pouvant être indifféremment positif ou négatif. La moyenne temporelle de la pression subit bien une augmentation si le rapport de blocage $1-\frac{\text{Section d'éjection}}{\text{Section de la chambre}}$ augmente (voir Tableau 5.1), la pression moyenne étant multipliée par trois si la section de sortie est divisée par huit. Un régime de fronts rotatifs est observé dans la chambre munie d'un blocage et d'une tuyère convergente - divergente alors que la combustion se fait selon un mode de combustion pulsée si la chambre est simplement équipée de la tuyère.

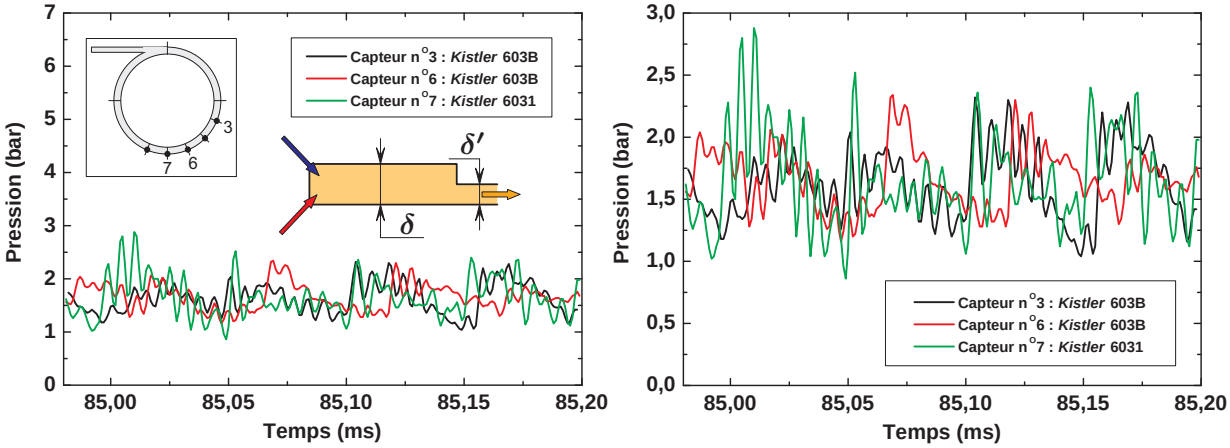


FIG. 5.41 – Signaux de pression dans la chambre avec blocage arrière $\delta'$=2 mm – Tir 214 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

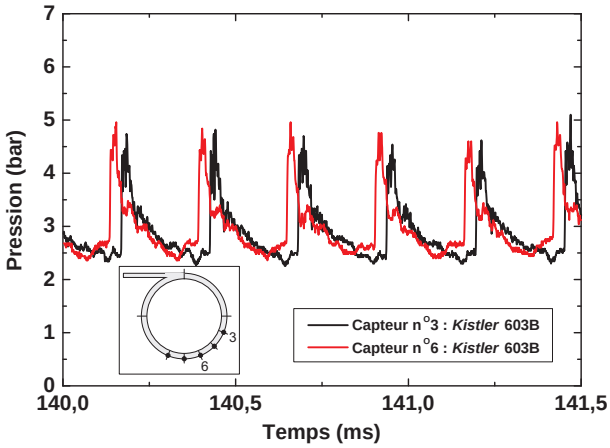


FIG. 5.42 – Signaux de pression dans la chambre avec blocage arrière $\delta'$=1 mm – Tir 317 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

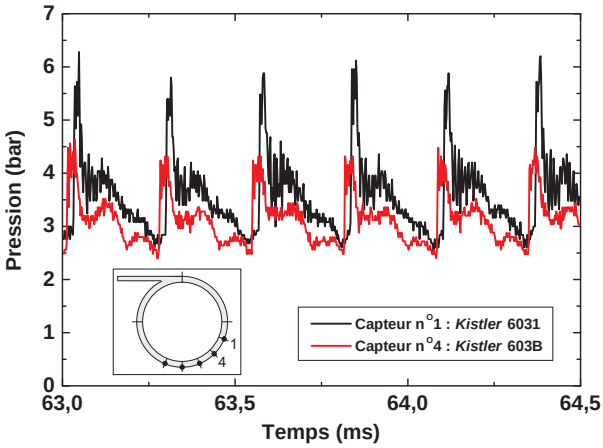


FIG. 5.43 – Signaux de pression dans la chambre avec blocage arrière $\delta'$=0,75 mm – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

| $\delta'$ (mm) | Rapport de blocage[a] (%) | Pression moyenne[b] (bar) | $n$ | $D$ (m/s) |
|---|---|---|---|---|
| 5,5[c] | 0 | $\approx$ 1,1 | 3 – 5 | 1150 – 1320 |
| 2 | 64,9 | $\approx$ 1,6 | 5 – 6 | 1120 – 1170 |
| 1 | 82,6 | $\approx$ 2,9 | 1 | 1290 – 1300 |
| 0,75 | 87 | $\approx$ 3,2 | 1 | 1200 – 1270 |

TAB. 5.1 – Caractéristiques de fonctionnement avec blocages – débit 30 – 35 g/s, richesse $\approx$ 1

[a] Rapport de blocage $= 1 - \frac{\text{Section d'éjection}}{\text{Section de la chambre}}$ [b] Intégration temporelle du signal du capteur de pression n°3
[c] Pas de blocage arrière (configuration de référence)

Le nombre de fronts, égal à 4 ou 5 en l'absence de blocage, évolue assez peu quand $\delta'$=2 mm ($n$=5 ou 6) (Figure 5.44). Une restriction plus importante — $\delta'$=1 ou 0,75 mm — impose $n$=1 sur toute la durée des essais. Un régime à deux fronts rotatifs a été constaté au début d'un essai ; il ne s'est maintenu que 1 ms puis a transité vers un régime à un seul front en moins de 3 ms. Cette transition est davantage détaillée Chapitre 5.4.4. Comme il n'existe qu'un front unique, le profil de pression de celui-ci est mieux défini que dans le cas d'un régime à plusieurs fronts. Ainsi, un processus d'inversion du sens de rotation a pu être observé, voir Chapitre 5.4.3.

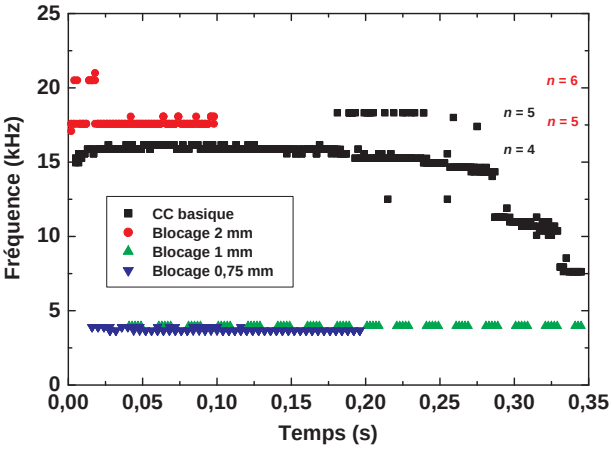


FIG. 5.44 – Fréquences de rotation, FFT sur les signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8 et de la fibre optique – $\delta$=5,5 mm, $\delta' = \delta$ (Tir 207), $\delta'$=2 mm (Tir 215), $\delta'$=1 mm (Tirs 315 à 319), $\delta'$=0,75 mm (Tir 347), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

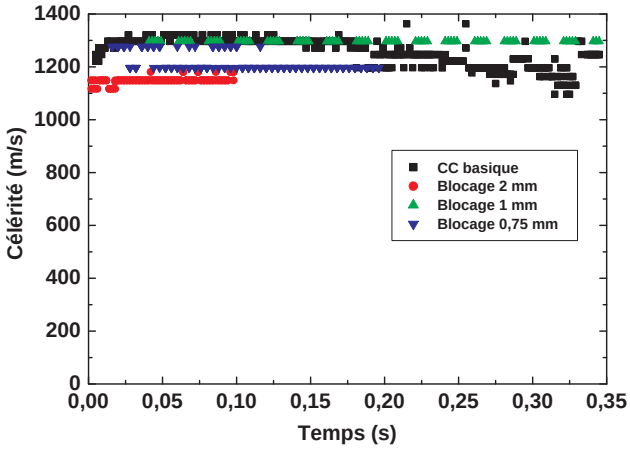


FIG. 5.45 – Célérité des fronts réactifs en fonction du temps, calculs à partir de la figure 5.44 – $\delta$=5,5 mm, $\delta' = \delta$ (Tir 207), $\delta'$=2 mm (Tir 215), $\delta'$=1 mm (Tirs 315 à 319), $\delta'$=0,75 mm (Tir 347), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

La célérité des fronts est globalement inférieure de 5 à 15% à celle calculée en l'absence de blocage arrière (Figure 5.45), elle se situe dans la gamme 1100 – 1250 m/s. La configuration $\delta'$=1 mm semble favoriser une célérité plus élevée par rapport aux deux autres configurations. Cependant la fréquence d'échantillonnage du signal de pression (2 $\mu$s) engendre une incertitude de 6% sur le calcul par FFT de la célérité. La méthode de calcul des célérités à partir des déphasages de pression ne contredit pas cette tendance mais la dispersion des points ne permet pas de conclure quant à l'existence d'un rapport de blocage optimal pour la célérité des fronts.

## 5.3 Performances

### 5.3.1 Poussée

La poussée du moteur à détonation continue a été mesurée avec un capteur à jauges de contraintes dans plusieurs configurations :

- chambre de combustion basique ;
- chambre de combustion avec un blocage arrière laissant un espace annulaire de largeur $\delta'$=2, 1 ou 0,75 mm ;
- chambre de combustion équipée de la tuyère convergente - divergente ;
- chambre de combustion munie d'un blocage arrière ($\delta'$=1 mm) suivi de la tuyère convergente - divergente.

L'allongement de la chambre (de $L$=47 mm à $L$=100 mm) n'ayant pas d'effet notable sur la poussée, cette configuration n'est pas comparée avec celles déjà citées.

Les essais sont effectués à pression ambiante atmosphérique ou sub-atmosphérique $p_a$=300 mbar. Les conditions d'alimentation sont maintenues constantes, le débit est compris entre 30 et 35 g/s, la richesse entre 0,8 et 1,2. Dans ces conditions, la poussée mesurée atteint 1 à 5 daN. La comparaison entre les différentes configurations est faite sur la base des valeurs d'impulsion spécifique — rapport entre la poussée et le débit-poids de combustible et d'oxydant. Pour tenir compte des variations possibles de débit au cours d'un essai, l'impulsion spécifique est calculée à chaque instant en fonction de la poussée et du débit massique total instantané.

Les courbes d'impulsion spécifique sont données Figure 5.46 et 5.47 respectivement pour les essais à pression atmosphérique et sub-atmosphérique. Lors des essais à pression atmosphérique, il apparaît un pic d'impulsion spécifique au moment du démarrage dû à la combustion brutale du mélange éjecté par le moteur avant l'initiation. Ce pic n'est pas présent dans le second cas car le surplus de mélange injecté est aspiré rapidement hors du moteur et donc plus rapidement dilué dans le milieu ambiant à basse pression. Pour ne pas endommager le moteur, pour éviter de surchauffer le système d'extraction des gaz brûlés à pression ambiante, ou encore pour éviter une élévation trop grande de pression dans l'enceinte fermée lors des essais à 300 mbar de pression ambiante initiale, la durée des essais a été limitée à 1,5 – 2 secondes. Cette durée est, dans certaines configurations, tout juste suffisante pour que la poussée soit stabilisée.

Pour les deux valeurs de pression ambiante, le maximum d'impulsion spécifique — 150 s environ — est obtenu quand la chambre est munie d'un blocage arrière laissant un espace annulaire de 1 mm prolongé par la tuyère convergente - divergente. Avec la tuyère seule, la même valeur est obtenue mais le niveau d'impulsion spécifique n'est pas stabilisé à la fin de l'essai alors que la poussée continue à diminuer. L'ajout du blocage avant la tuyère, qui a déjà pour effet de maintenir un régime de fronts rotatifs, assure également le maintien de la poussée à un niveau quasiment constant. Si par contre le blocage n'est pas suivi par la tuyère, une certaine stabili-

sation de l'impulsion spécifique est constatée à un niveau cependant bien plus bas, entre 50 et 75 s si $\delta'$=1 ou 0,75 mm. Pour $\delta'$=2 mm ou bien dans la configuration de base de la chambre, la poussée diminue constamment après le pic et s'annule avant même la fin de l'essai. La comparaison des résultats des essais à pression atmosphérique et sub-atmosphérique (Figure 5.48) montre qu'il n'existe pas d'écart significatif de poussée. Cela peut s'expliquer par l'élévation jusqu'à la pression atmosphérique de la pression dans l'enceinte due à l'éjection des gaz brûlés à haute température dans un volume fermé (Chapitre 5.1.2.4).

Compte tenu des faibles niveaux de pression et de célérité des fronts réactifs dans la chambre, la tuyère est surdimensionnée par rapport au débit massique d'alimentation en gaz réactif, voir aussi Figure 4.44. La section d'éjection n'est donc probablement pas sonique et sa réduction entraînerait une augmentation de poussée et d'impulsion spécifique.

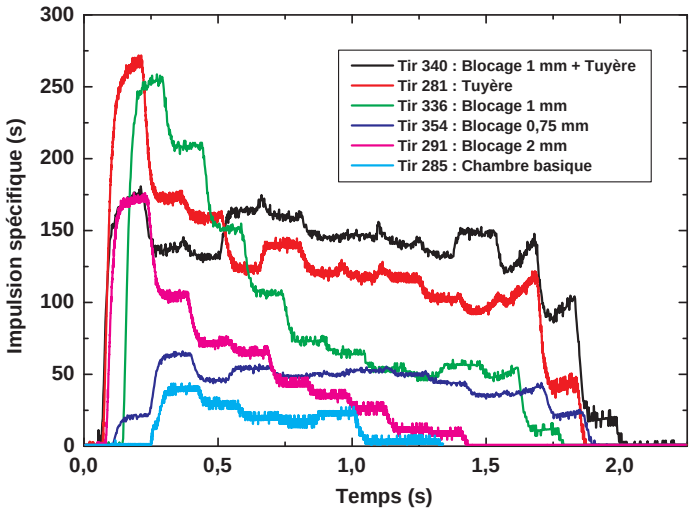


FIG. 5.46 – Impulsion spécifique pour plusieurs configurations à pression atmosphérique – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=1500 ms

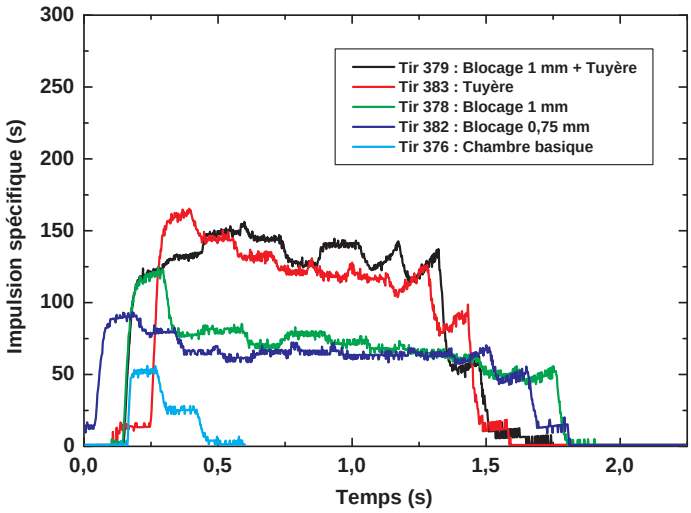


FIG. 5.47 – Impulsion spécifique pour plusieurs configurations à $p_a$=300 mbar – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=1010 ou 1500 ms

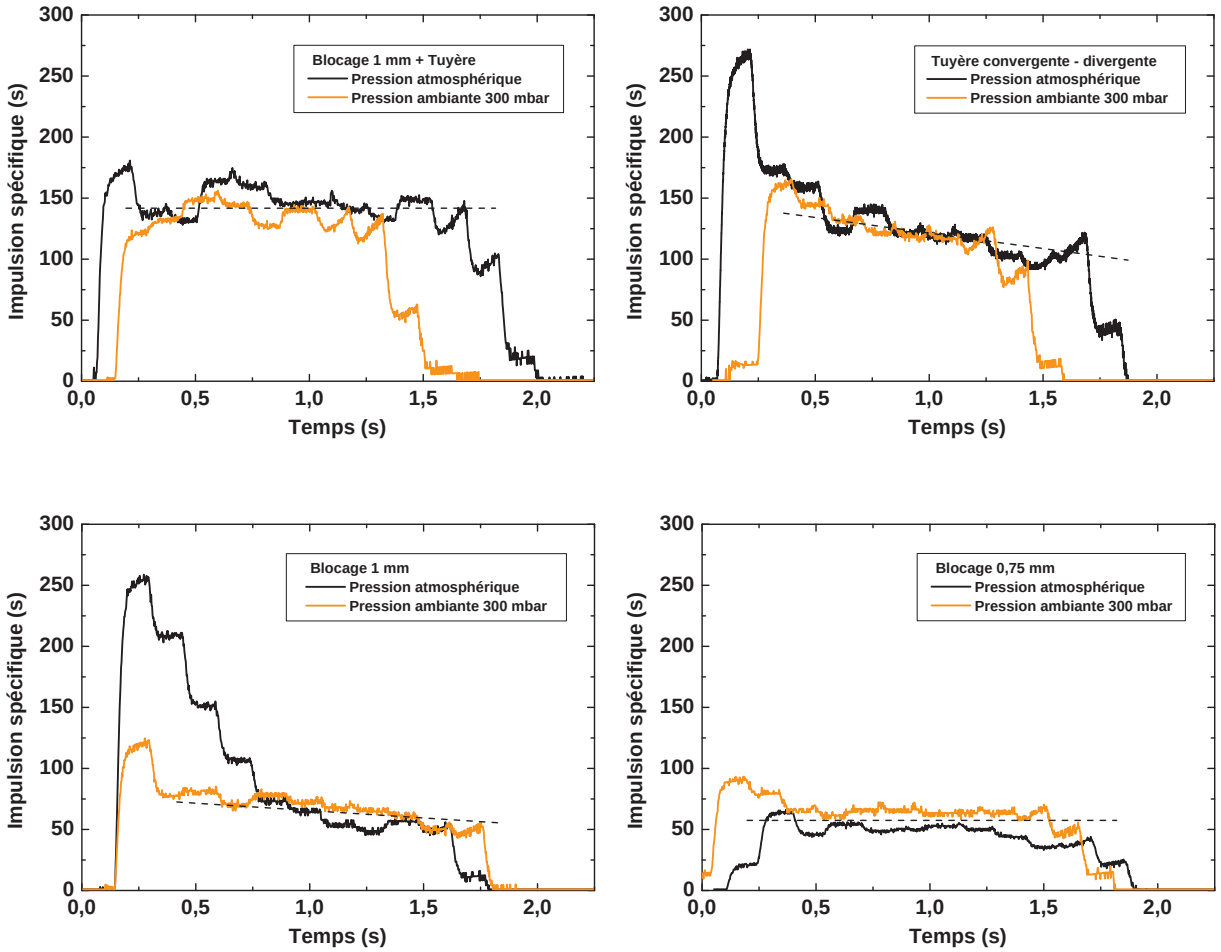


FIG. 5.48 – Comparaison des courbes des figures 5.46 et 5.47 – Essais à pression atmosphérique et à $p_a$=300 mbar

### 5.3.2 Température de paroi

La température est mesurée en paroi de chambre de combustion, à une profondeur d'environ 0,5 mm, par des thermocouples de type K à temps de réponse court (20 à 30 ms). Le positionnement de ces thermocouples est indiqué Figure 5.49 par rapport aux fentes d'injection de gaz en haut et à la sortie de la chambre en bas.

Les thermocouples T1 et T2 enregistrent les températures les plus élevées (Figure 5.51). Ceci est compatible avec l'observation de la paroi extérieure de la chambre en Inox (Figure 5.50) qui met en évidence une zone bleuie par le flux de chaleur sur une largeur de 8 mm environ précisément entre les capteurs T1 et T2. Plus loin de la zone d'injection, la température de paroi diminue. Elle est même identique au niveau des thermocouples T4 et T5. Etant implantés plus loin de la zone de fort dégagement de chaleur, ces capteurs mesurent l'élévation de température engendrée par les gaz brûlés en contact avec la paroi. La détente des gaz brûlés est moins rapide dans cette zone, le gradient de température y est donc moins important (voir Figures 4.4 et 4.6).

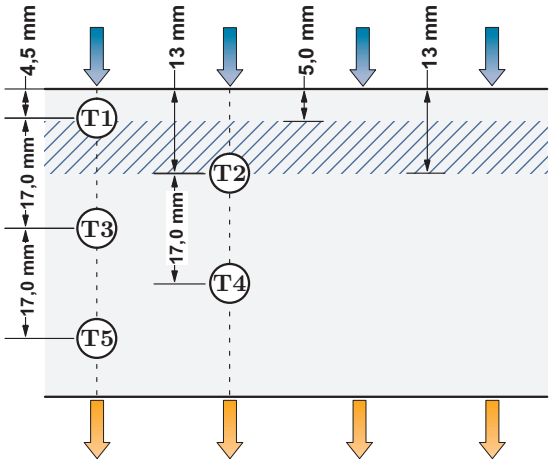


FIG. 5.49 – Positionnement des thermocouples T1 à T5 et de la zone bleuie, injection par le haut et éjection des gaz brûlés par le bas

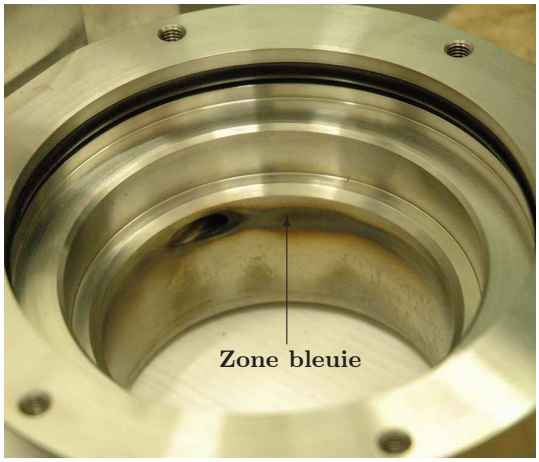


FIG. 5.50 – Photo de la paroi extérieure de la chambre en Inox, zone bleuie par le passage des fronts réactifs

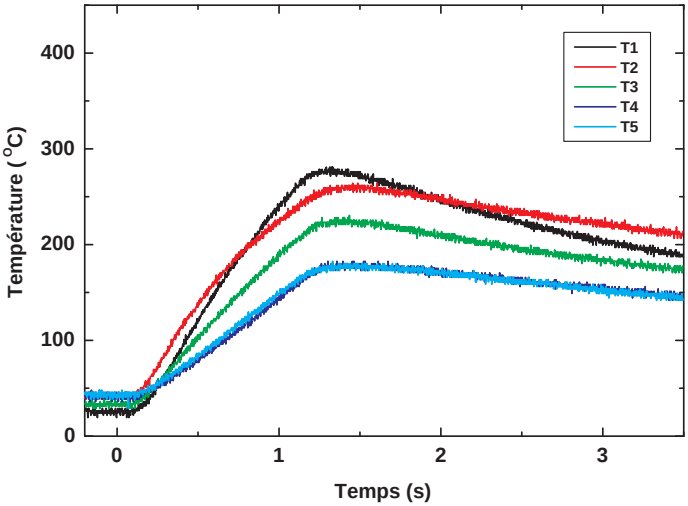


FIG. 5.51 – Evolution temporelle de la température en paroi de chambre en Inox non refroidie, thermocouples T1 à T5 – Tirs 164, 169, 172, 175 et 177 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, $\Delta t_3$=1010 ms

Pour évaluer l'intérêt du système de refroidissement, la température de paroi a été mesurée en un point précis de la chambre (capteur T1 à 5 mm de l'injection) dans deux cas :

- une paroi en Inox non refroidie ;
- une paroi en cuivre refroidie par une circulation continue d'eau à température ambiante.

L'évolution de la température est donnée Figure 5.52 pour des durées de fonctionnement comprises entre 0,4 et 1,9 s. Elle illustre l'intérêt que représente la combinaison d'une circulation d'eau avec le choix d'un matériau bon conducteur de chaleur comme le cuivre. Une interpolation exponentielle sur les signaux de température acquis lors d'essais longs (durée d'injection $\Delta t_3$=1990 ms) prévoit avec une bonne précision la stabilisation de la température mesurée par T1 à 590 et 180°C respectivement dans une paroi en Inox non refroidi et en cuivre refroidi.

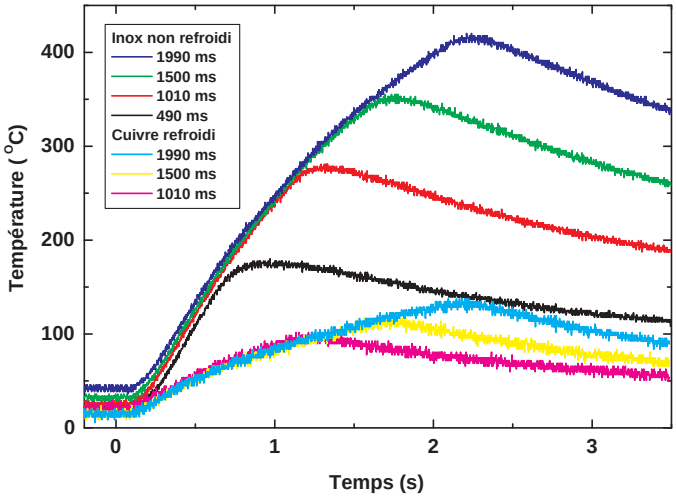


FIG. 5.52 – Evolution temporelle de la température en paroi de chambre, thermocouple T1 – $\delta$=3,5 mm (cuivre refroidi) et $\delta$=5,5 mm (Inox non refroidi, tirs 163 à 166), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, $\Delta t_3$=490, 1010, 1500 et 1990 ms

Le logiciel *CUTTER* de calculs instationnaires de température a été utilisé par Srey [66] pour évaluer les coefficients d'échange dans la chambre de combustion. Le matériau qui constitue la paroi de la chambre, de l'acier inoxydable 316L, est défini par les caractéristiques suivantes :

- masse volumique : 7900 kg/m$^3$ ;
- conductivité thermique : évolution linéaire de 16 W/m K à 373 K jusqu'à 27 W/m K à 1073 K ;
- chaleur spécifique : évolution linéaire de 500 J/kg K à 293 K jusqu'à 650 J/kg K à 1273 K.

La température totale des gaz brûlés utilisée dans la modélisation est celle de l'état Chapman - Jouguet, soit environ 4120 K pour un mélange réactif éthylène/oxygène à 1 bar et 275 K de pression et température initiales. Le coefficient d'échange au niveau de la paroi est constant, il tient compte des échanges par convection et par rayonnement. Il est ajusté pour que les courbes de température à 0,5 mm de profondeur dans la paroi de la chambre concordent avec les courbes expérimentales des figures 5.51 et 5.52 pour la chambre non refroidie en Inox.

Les tableaux 5.2 et 5.3 donnent les coefficients d'échanges dans les deux séries suivantes :

- durée d'injection $\Delta t_3$=1010 ms, thermocouples T1 à T5 (cf. Figure 5.51) ;
- thermocouple T1, durée d'injection $\Delta t_3$=490, 1010, 1500 et 1990 ms (cf. Figure 5.52).

Ces résultats montrent que le coefficient d'échange est le plus élevé près de l'injection, il est proche de 700 W/m$^2$ K. Il diminue jusqu'à environ 350 W/m$^2$ K quand le point de mesure est plus éloigné de l'injection, donc proche de la sortie. De plus, le coefficient d'échange calculé à 4,5 mm de l'injection s'élève de 15 à 20% quand la durée d'injection augmente de 490 à 1990 ms. Les pertes thermiques à la paroi ont été évaluées dans le premier cas (injection pendant 1010 ms) à 55 kW, soit 4,3% de l'énergie totale disponible en supposant un rendement de combustion de 1 pendant la durée de l'essai. Ces pertes sont du même ordre de grandeur que celles induites dans un moteur fusée.

| Thermocouple | Position (mm) | Coefficient d'échange ($W/m^2 K$) |
|---|---|---|
| T1 | 4,5 | 685 |
| T2 | 13 | 580 |
| T3 | 21,5 | 510 |
| T4 | 30 | 345 |
| T5 | 38,5 | 345 |

TAB. 5.2 – Coefficient d'échange en fonction de la position par rapport à l'injection – Calculs *CUTTER* à partir des données de la figure 5.51, $\Delta t_3$=1010 ms

| Durée $\Delta t_3$ (ms) | Coefficient d'échange ($W/m^2 K$) |
|---|---|
| 490 | 620 |
| 1010 | 685 |
| 1500 | 715 |
| 1990 | 725 |

TAB. 5.3 – Coefficient d'échange en fonction de la durée d'injection $\Delta t_3$ – Calculs *CUTTER* à partir des données de la figure 5.52, thermocouple T1

Enfin, quand la chambre en Inox non refroidi est munie d'un blocage arrière (ici $\delta'$=0,75 mm), la température suit une évolution semblable à celle de la figure 5.52, avec néanmoins une augmentation plus rapide à partir de 0,5 à 1 s de fonctionnement (Figure 5.53). La température atteinte dans la paroi en fin d'essai est plus élevée de 10 à 15% par rapport à la configuration de chambre basique, sans blocage. L'élévation de la pression moyenne dans la chambre due à la restriction de section (Chapitre 5.2.6) explique cette augmentation de température.

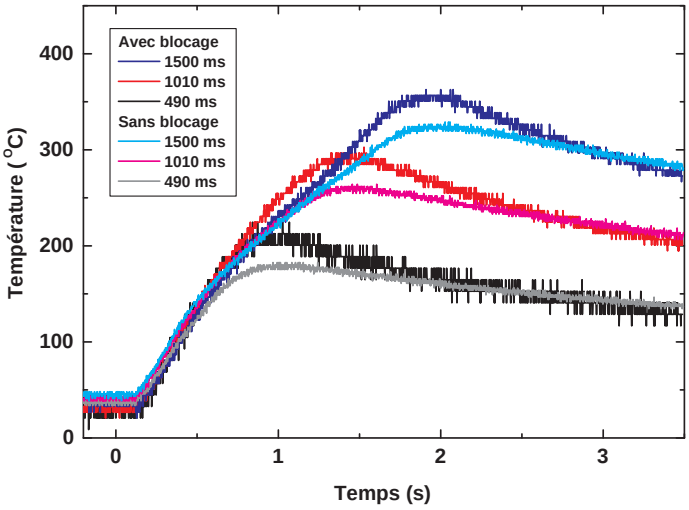


FIG. 5.53 – Evolution temporelle de la température en paroi de chambre en Inox non refroidi, avec et sans blocage arrière, thermocouple T2 – $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=5,5 mm (tirs 168 à 170) et $\delta'$=0,75 mm (tirs 350, 351 et 354), débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, $\Delta t_3$=490, 1010 et 1500 ms

### 5.3.3 Vibrations

Deux accéléromètres sont implantés sur la chambre de combustion, ils mesurent les vibrations radiales du moteur. Sur une chambre basique, la fréquence mesurée est la fréquence de passage des fronts réactifs (Figures 5.18 et 5.54). Les capteurs de vibrations permettent donc de mesurer

la célérité de rotation des fronts en appliquant à leurs signaux une transformée de Fourier rapide et en visualisant par caméra rapide le nombre de fronts. Ces capteurs sont plus simples à utiliser que les capteurs de pression car ils n'ont pas besoin d'une protection thermique. Par contre, si la chambre est munie d'un blocage arrière ou d'une tuyère, la fréquence des signaux de vibrations peut être égale à la fréquence de passage des fronts ou parfois en être très différente. Cela peut venir de vibrations au niveau du contact métallique entre la chambre et le blocage ou la tuyère.

Les niveaux de fréquences enregistrés sont élevés. Le spectre en fréquence (Figure 5.55) issu d'une FFT sur un signal de vibrations n'indique pas de valeurs inférieures à 8 kHz, et surtout pas de basses fréquences de l'ordre de 100 à 200 Hz dangereuses pour la structure des lanceurs. Les paliers de fréquences visibles sur la figure 5.54 sont clairement identifiés sous la forme de pics dans le spectre en fréquence.

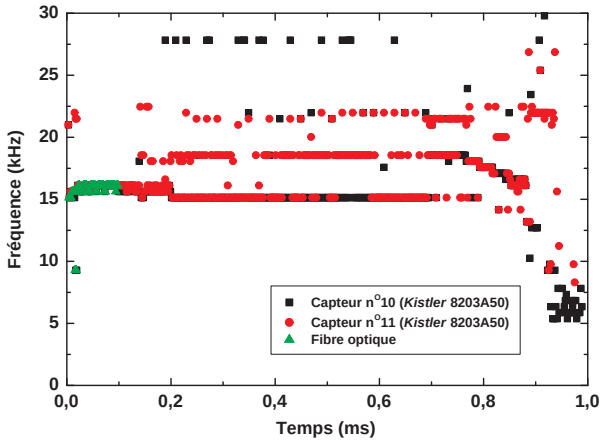


FIG. 5.54 – Fréquences de rotation, FFT sur les signaux des capteurs de vibrations n°10 et 11 et de la fibre optique – Tir 209 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=800 ms

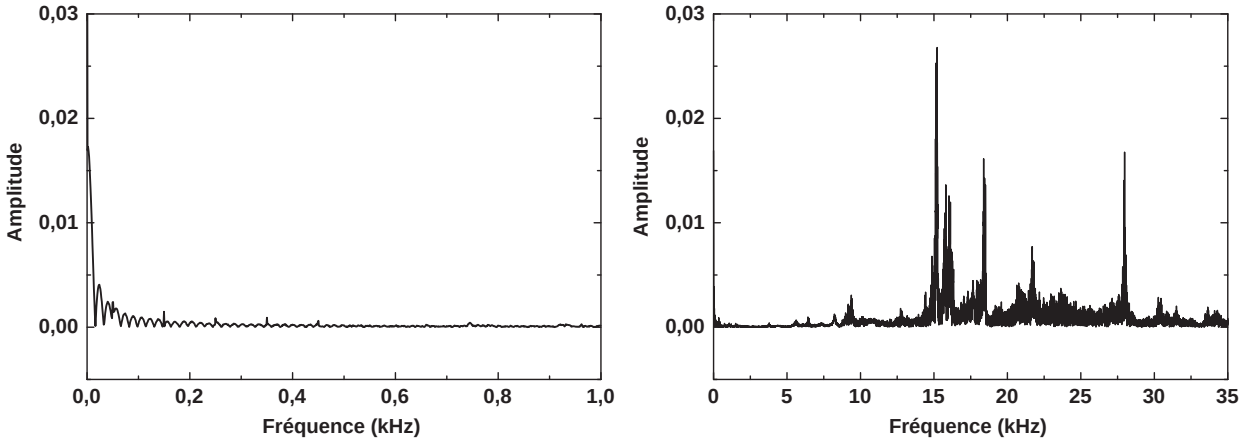


FIG. 5.55 – FFT sur le signal du capteur de vibrations n°10 – Tir 209 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, $\Delta t_3$=800 ms

## 5.4 Analyse du régime de détonation continue

Cette partie amène une analyse plus poussée du comportement des fronts réactifs dans la chambre annulaire sur la base des profils de pression, des célérités de propagation, du nombre de fronts et de leur sens de rotation.

### 5.4.1 Profils de pression

Les profils de pression mesurés en différents points de la chambre confirment l'existence d'un régime de fronts rotatifs observé systématiquement par visualisations en lumière directe ou enregistrements dans les configurations suivantes :

– chambre de combustion en configuration de base, de dimensions $\delta$ et $L$ variables ;
– chambre de combustion munie d'un blocage arrière de dimension $\delta'$ variable ;
– chambre de combustion munie d'un blocage arrière et d'une tuyère convergente - divergente.

Dans la chambre de combustion munie d'une tuyère convergente - divergente, ce régime est remplacé par un mode de combustion pulsée à une fréquence de plusieurs kilohertz.

A l'exception des phases transitoires d'apparition des fronts continus (Figure 5.56), les pics de pression associés au passage des fronts ont un temps de montée court compris entre 3 et 5 $\mu$s.

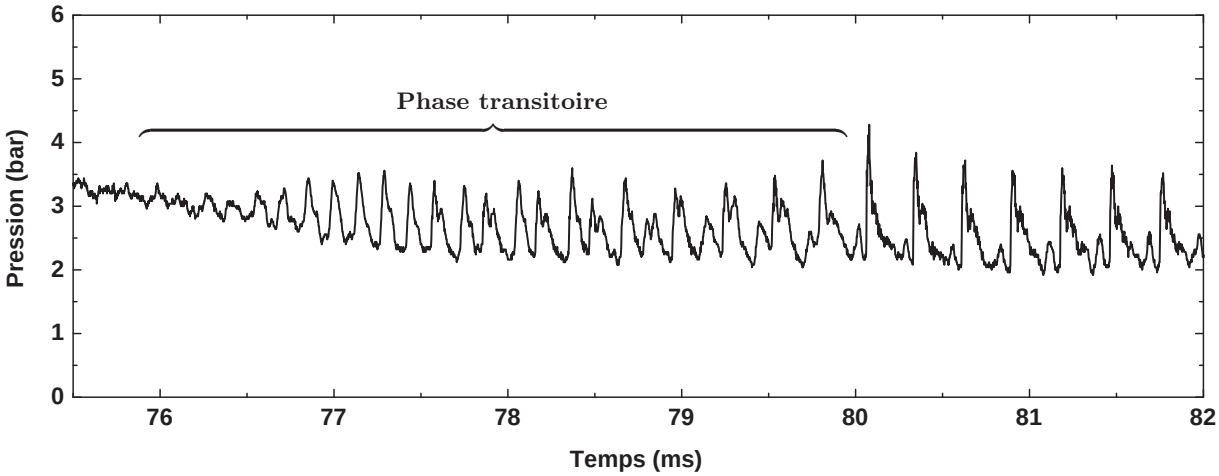


Fig. 5.56 – Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°2 – Tir 346 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

L'évolution de la moyenne temporelle sur 5 à 10 ms de la pression est donnée Figure 5.57 dans le cas de la configuration de base. La pression moyenne est plus élevée au voisinage du fond d'injection (capteur n°1), elle décroît progressivement quand la mesure est faite plus près de la section de sortie. La figure 5.58 illustre sur une distance de 3 cm cette décroissance de l'amplitude de la discontinuité et de la pression moyenne alors que l'inclinaison du choc reste faible. La pression moyenne évolue en fonction du temps, elle passe par un maximum peu de temps après le début du fonctionnement puis diminue progressivement. Cette diminution est en partie ou complètement due aux effets thermiques sur les capteurs de pression. Leur impact

dépend de la durée de l'essai, de la position du capteur dans la chambre — les capteurs situés près de la zone de réaction sont plus exposés — et de l'épaisseur de la protection thermique, donc de la durée de fonctionnement cumulée du capteur avec sa protection thermique en silicone. La protection n'est plus du tout efficace au bout de une à trois secondes de fonctionnement cumulé.

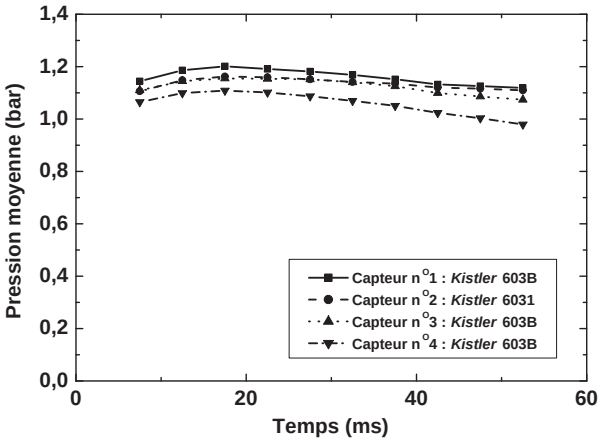


FIG. 5.57 – Evolution de la moyenne temporelle de pression des capteurs n°1 à 4 – Tir 190 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

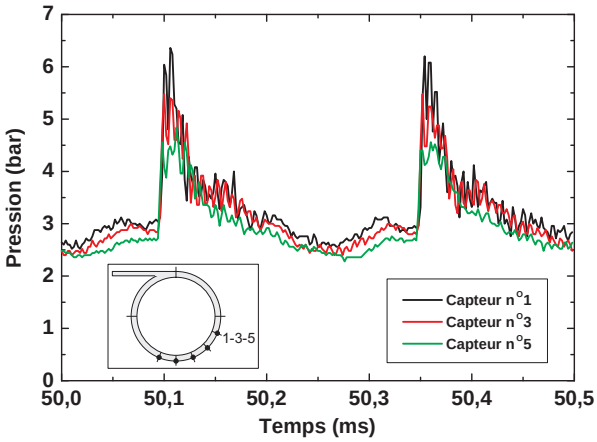


FIG. 5.58 – Signaux des capteurs *Kistler* 6031 n°1 et *Kistler* 603B n°3 et 5 situés sur une même génératrice – Tir 334 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

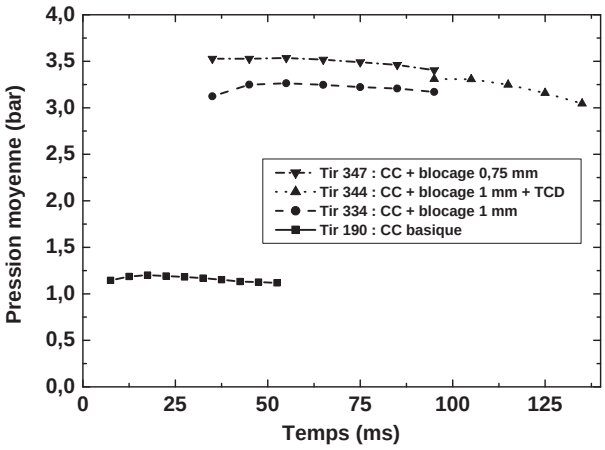


FIG. 5.59 – Evolution de la moyenne temporelle de pression du capteur n°1 – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

| Blocage $\delta'$ (mm) | Pression mini[a] (bar) | Pression moyenne[b] (bar) | Pression de pic[a] (bar) |
|---|---|---|---|
| 5,5[c] | 0,8 – 1 | ≈ 1,1 | 2 – 2,5 |
| 2 | 1,25 – 1,5 | ≈ 1,6 | 2,5 – 3 |
| 1 | 2,5 – 3 | ≈ 2,9 | 5,5 – 6,5 |
| 0,75 | 2,5 – 3 | ≈ 3,2 | 6 – 6,5 |

TAB. 5.4 – Influence du blocage $\delta'$ – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

[a] Capteur de pression n°1 [b] Intégration temporelle sur le capteur de pression n°3 [c] Pas de blocage arrière

La pression moyenne est d'autant plus élevée que la section de sortie est réduite si la chambre de combustion est munie d'un blocage arrière (Figure 5.59). Les valeurs de pression de pic et de pression minimale mesurées sur les signaux délivrés par le capteur n°1 suivent une évolution semblable (Tableau 5.4). Le saut de pression, rapport entre ces deux pressions, est quasiment invariant : il est toujours compris entre 2 et 2,5, voire 3 dans des phases de fonctionnement un peu plus intenses. Ce niveau peu élevé peut être expliqué par deux phénomènes :

- la dégradation des propriétés du mélange réactif, qui a un effet très prononcé sur la pression de détonation. Voir le chapitre 5.4.2 pour plus de détails.
- l'intégration de pression sur la membrane du capteur *Kistler* de diamètre 5 mm environ. La figure 5.60 illustre à partir d'une modélisation numérique (voir Chapitre 4.1) la différence entre une mesure de pression moyennée sur 5,2 mm et la mesure locale au centre de la portion considérée. Le maximum de pression moyenne est inférieur d'environ 40% au pic de pression locale, cet écart serait d'autant plus grand que la hauteur $h$ de la couche de mélange est faible car la détente est alors plus rapide derrière le front réactif.

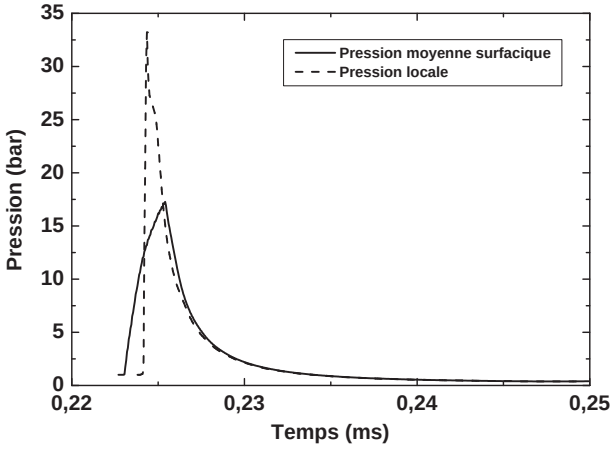


FIG. 5.60 – Profils de pression moyenne surfacique ou locale derrière le front de détonation, mesure sur la surface inférieure, calculs avec le code EFAE – Mélange réactif $C_2H_4$+$3O_2$, $p_o$=1 bar, $T_o$=298 K, $h$=2 mm – milieu adjacent : gaz brûlés, $p_o$=1 bar, $T_o$=2570 K

### 5.4.2 Célérité de propagation

Sur l'ensemble des configurations étudiées, les célérités de propagation des fronts réactifs sont comprises entre 1000 et 1300 m/s, soit un déficit de 45 à 55% par rapport à la célérité de détonation CJ du mélange $C_2H_4$+$3O_2$ aux conditions ambiantes $D_{CJ} \approx 2380$ m/s.

Ce déficit de célérité peut être expliqué par plusieurs phénomènes, souvent couplés entre eux :

- **le mélange entre combustible et oxydant n'est pas homogène.** Le front réactif est positionné à plus de 5 mm des fentes d'injection. Cela signifie que les conditions de mélange y sont suffisantes pour que sa propagation soit possible, mais il n'est pas certain que ces conditions soient optimales. Voir aussi Chapitres 4.2.4, 5.2.1 et 5.2.3 l'influence de la richesse sur les caractéristiques de détonation.

- **les propriétés réactives du mélange frais sont altérées.** Le brassage et le contact avec les gaz brûlés va élever la température initiale du mélange et modifier sa composition ; le mélange est alors constitué de gaz frais et de gaz brûlés déjà réagis. Or ces deux effets entraînent une diminution de célérité et de pression, voir Chapitres 4.2.1, 4.2.2 et 4.2.3.
- **le débit d'alimentation en gaz est trop bas.** La hauteur $h$ de la couche de mélange réactif injecté entre deux passages des fronts est donc trop réduite pour qu'une détonation puisse s'y propager à la célérité de détonation Chapman - Jouguet. Compte tenu du débit de gaz réactif injecté dans la chambre, un calcul simple pour trois fronts se propageant à 1300 m/s montre que la hauteur $h$ de chaque front n'est que de 1 mm dans le cas idéal, c'est à dire en l'absence de brassage avec les gaz brûlés. Une augmentation de la hauteur $h$ signifie également que la proportion de mélange dilué avec les gaz brûlés sera plus faible.
- **le mélange réactif utilisé n'a pas des propriétés de détonabilité suffisantes.** Compte tenu des modifications subies par le mélange avant l'arrivée du front, la taille de cellule de détonation peut devenir grande au point de modifier la propagation de l'onde du fait de la faible dimension de la hauteur $h$ par rapport à la largeur de cellule $\lambda$.
- **la composition des vitesses** est telle que la célérité $D$ des fronts réactifs dans le repère du laboratoire est inférieure à la célérité relative de ces fronts par rapport au milieu frais injecté. Chaque front réactif se propage vraisemblablement dans un écoulement contraire car comme le montrent les profils des simulations numériques, la vitesse matérielle positive juste derrière le front de détonation précédent devient rapidement négative (Figure 4.17). La pression derrière le front est encore très élevée (supérieure à 10 bar) quand la vitesse matérielle $u_x$ s'annule pour devenir négative. Ainsi, la vitesse matérielle $u_x$ est largement négative (plusieurs centaines de m/s) quand la pression redevient égale à la pression atmosphérique. Ceci doit assurer une mise en vitesse du mélange frais selon la direction des $x$ négatifs, d'où l'orientation contraire de la vitesse $u_o$ d'injection des gaz sur la figure 5.61. Le front devrait être légèrement incliné pour s'adapter à l'orientation de l'écoulement de gaz réactif.

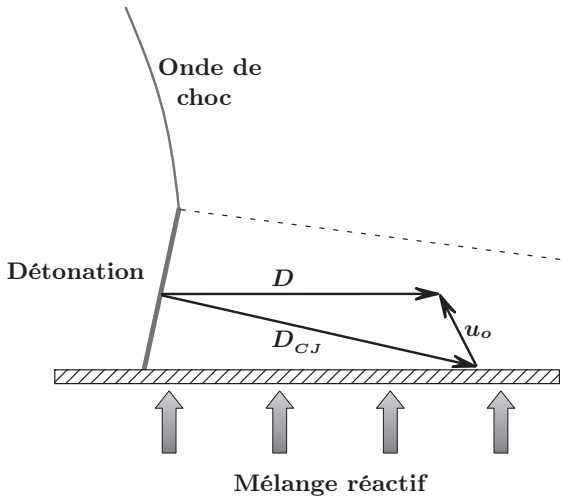


Fig. 5.61 – Composition des vitesses au niveau du front de détonation

### 5.4.3 Sens de rotation des fronts réactifs

Le tube de pré-détonation est orienté de façon à favoriser un sens de rotation dit “normal” (sens négatif sur la figure 3.27), voir Figure 5.62. Il arrive cependant régulièrement que les fronts tournent dans l’autre sens alors qualifié de sens “inverse” (Figure 5.63). La position des capteurs de pression est indiquée sur chaque figure.

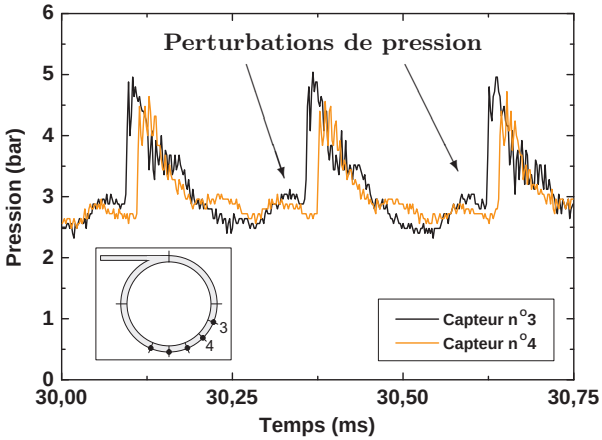


FIG. 5.62 – Rotation en sens normal – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

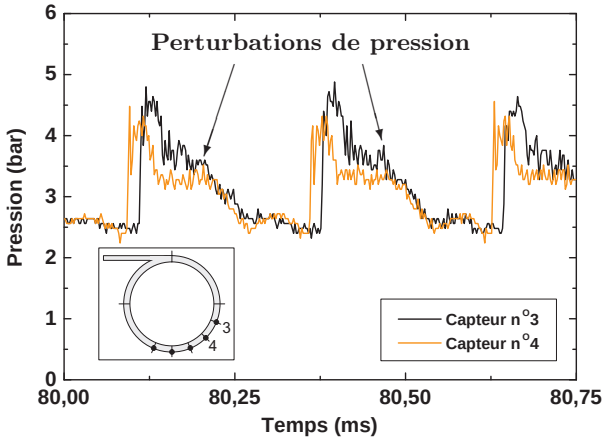


FIG. 5.63 – Rotation en sens inverse – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

Au cours du fonctionnement du moteur, une inversion du sens de rotation a été observée plusieurs fois. Ces observations sont toujours faites dans une chambre munie d’un blocage arrière ($\delta'$=1 ou 0,75 mm) car un seul front réactif y est présent, ce qui facilite l’interprétation des signaux de pression. Comme les deux sens de rotation ont pu être mis en évidence dans une chambre basique, il est possible que ce processus d’inversion soit plus général et puisse également s’y effectuer. L’inversion de sens de rotation passe par une phase contra-rotative où les pics de pression sont d’amplitude légèrement moins élevée. Les signaux de pression (Figures 5.64) semblent montrer l’existence de deux fronts réactifs dans les moitiés supérieure et inférieure de la chambre. Leurs sens de rotation sont opposés et changent à chaque passage au niveau des capteurs de pression. La zone de collision entre ces fronts est en général située à mi-hauteur de la chambre (Figure 5.66-b) mais peut subir un décalage allant jusqu’à 90°, ce qui est compatible avec les visualisations effectuées avec la caméra *Photron* (Figures 5.9 et 5.10). Ce fonctionnement contra-rotatif n’est pas si différent des régimes de propagation en sens normal ou inverse. L’analyse des signaux de pression révèle en effet l’existence de pics secondaires (Figures 5.62 et 5.63) qu’il est possible d’associer à des perturbations de pression se propageant dans le sens contraire au front principal (Figure 5.65). Les figures 5.66-a et 5.66-c illustrent ce processus, mais il n’est pas possible de déterminer précisément le mode de propagation des fronts et/ou des perturbations dans la partie haute de la chambre faute de points de mesure.

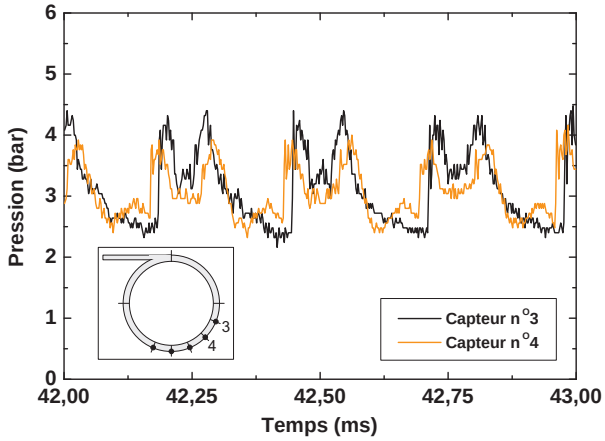


FIG. 5.64 – Mouvement contra-rotatif – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

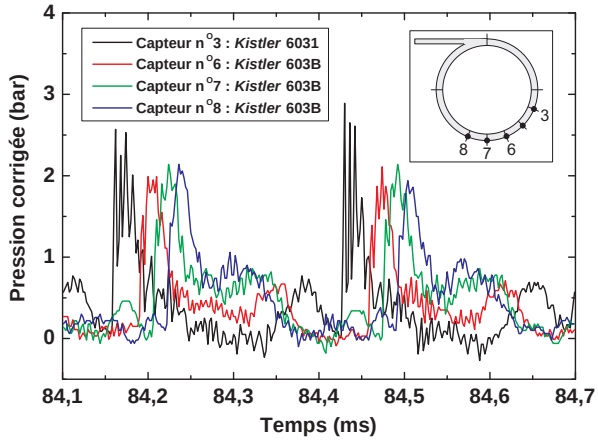


FIG. 5.65 – Rotation en sens normal – Tir 343 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, blocage arrière + tuyère, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

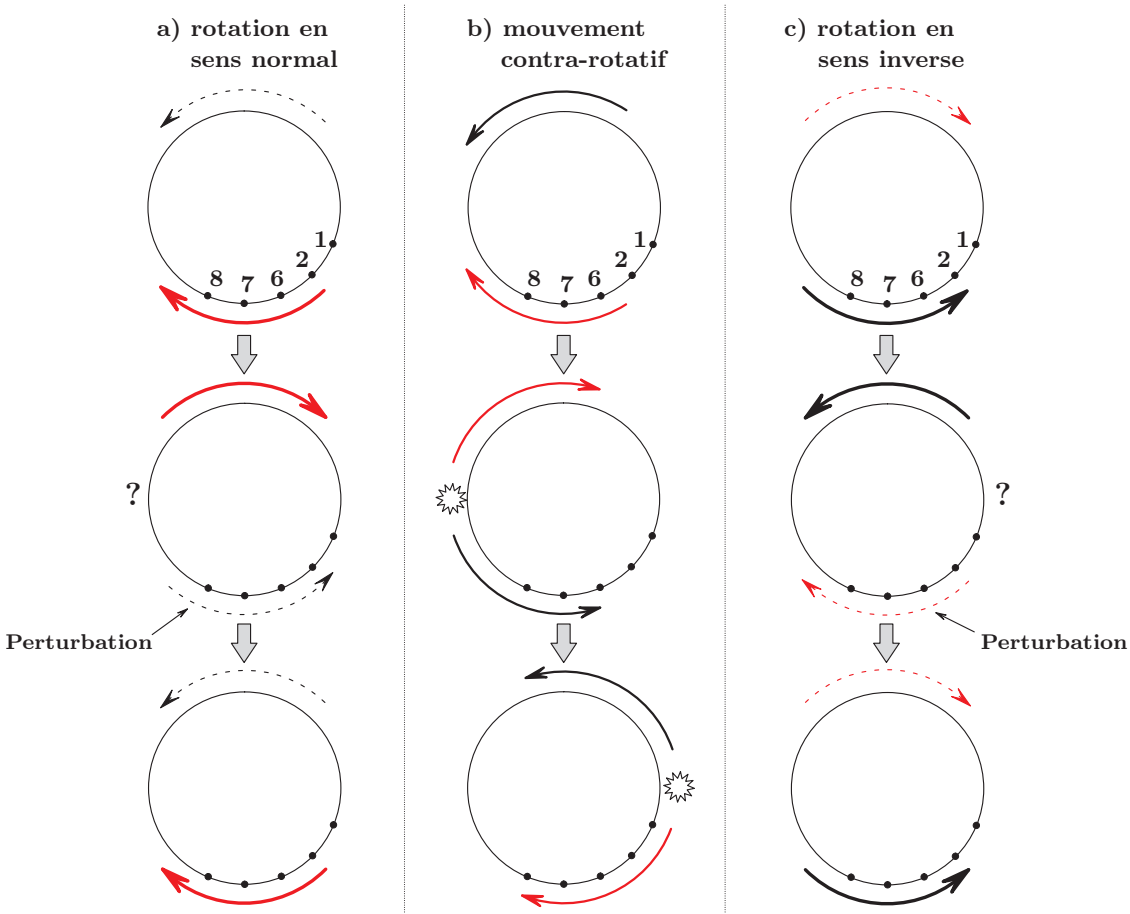


FIG. 5.66 – Régimes de rotation des fronts réactifs dans la chambre de combustion munie d'un blocage arrière, l'épaisseur des flèches est fonction de l'amplitude du pic ou de la perturbation de pression

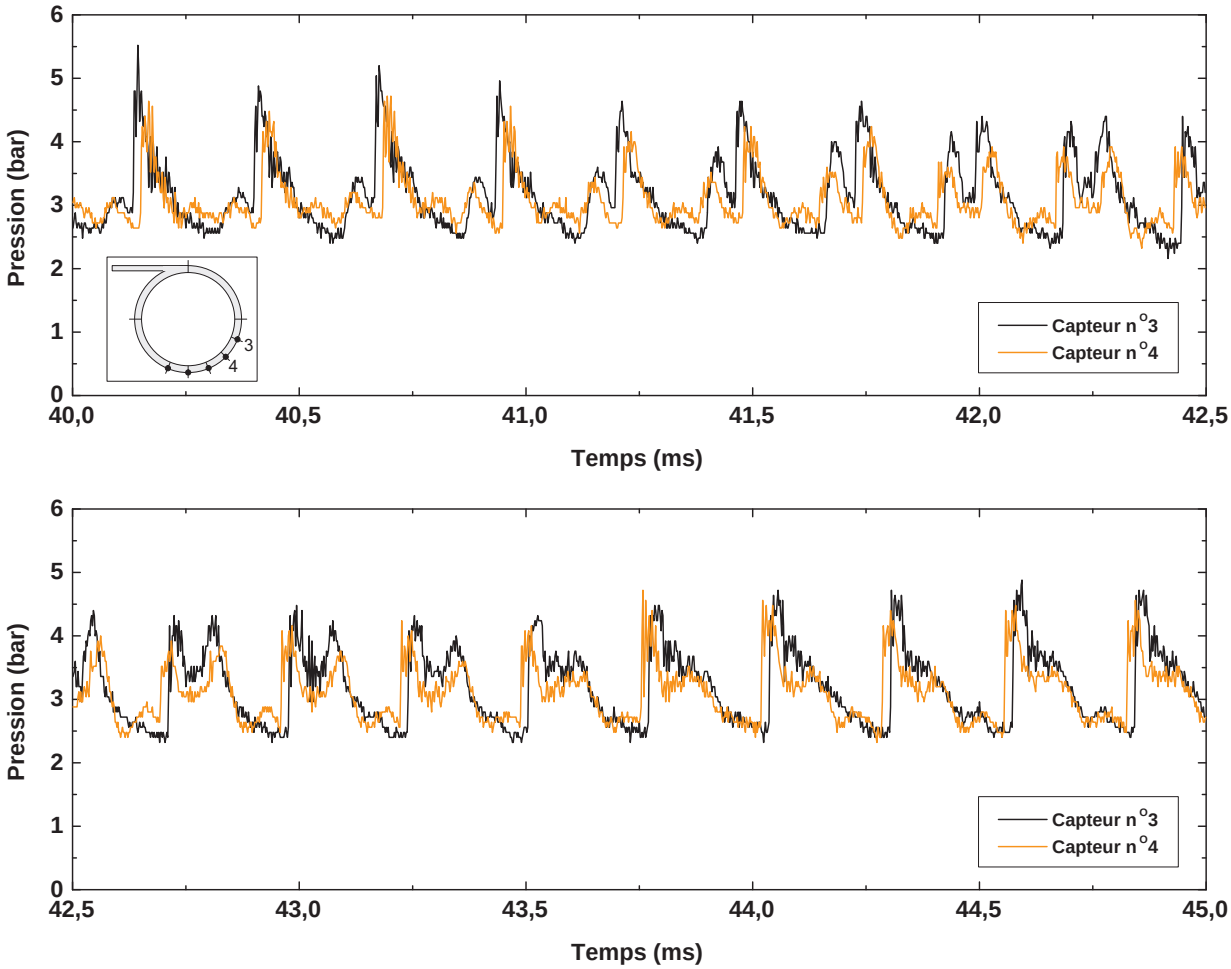


FIG. 5.67 – Transition rotation en sens normal → mouvement contra-rotatif → rotation en sens inverse – Tir 347 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

L'origine de ces perturbations n'est pas connue. Deux explications sont toutefois avancées :

- au moment de l'allumage du moteur, la détonation est initiée dans le sens privilégié par l'orientation tangentielle du tube de pré-détonation mais une zone réactive part dans l'autre sens et s'accélère pour devenir une perturbation de pression. Ces deux ondes continuent à se propager en sens inverses et se croisent périodiquement.
- une irrégularité de la paroi de la chambre de combustion engendre par réflexion une perturbation de pression à chaque passage du front réactif.

Au cours de l'inversion de sens de rotation, l'amplitude de la perturbation de pression devient de plus en plus grande alors que celle du pic diminue (Figure 5.67). Le régime contra-rotatif est établi quand les deux amplitudes sont semblables. Puis ce processus continue, la perturbation devient un pic de pression bien défini avec un temps de montée de quelques microsecondes alors que le pic devient une perturbation de pression. Cette inversion se fait généralement en quelques millisecondes, sans variation significative du niveau de pression moyenne. A ce stade de l'analyse, aucune cause bien précise n'explique la transition d'une rotation dans un sens bien déterminé

vers un mouvement contra-rotatif. La transition inverse a pu être un peu plus approfondie avec l'analyse du mouvement contra-rotatif sur 4 à 5 ms avant sa transition vers une rotation en sens inverse. Les figures 5.68 et 5.69 indiquent les variations du nombre de fronts et de célérité d'une part pour la phase contra-rotative en distinguant le front tournant en sens normal de celui tournant en sens inverse, d'autre part le régime de propagation en sens inverse. Pendant la phase de mouvement contra-rotatif, le nombre de fronts oscille autour de deux à une fréquence proche de 1 kHz. Cela signifie que la distance parcourue par les fronts réactifs entre les deux points de collision subit des variations. Les deux points de collision se rapprochent et s'éloignent périodiquement. L'amplitude de ces oscillations augmente de plus en plus jusqu'au moment où la transition s'effectue. Le régime contra-rotatif est donc très instable. Alors que la célérité du front se propageant en sens normal est plutôt régulière, celle de l'autre front présente des variations cycliques et une plus grande dispersion. C'est ce front qui s'impose progressivement. La célérité a globalement tendance à diminuer, mais cela est peut-être tout simplement lié à la phase d'extinction du moteur.

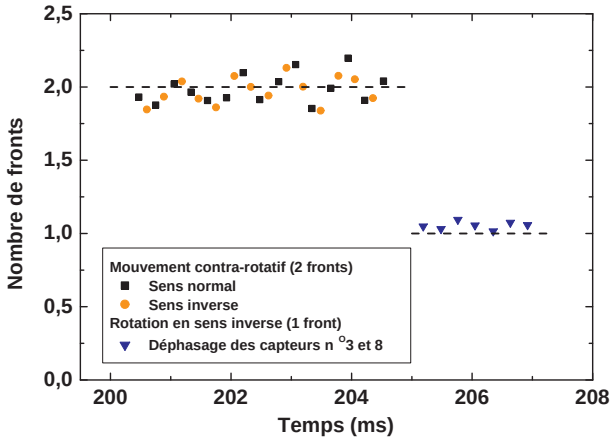


FIG. 5.68 – Transition 2 fronts en mouvement contra-rotatif → 1 fronts en rotation en sens inverse, nombre de fronts calculé par la méthode des déphasages des signaux de pression – Tir 361 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

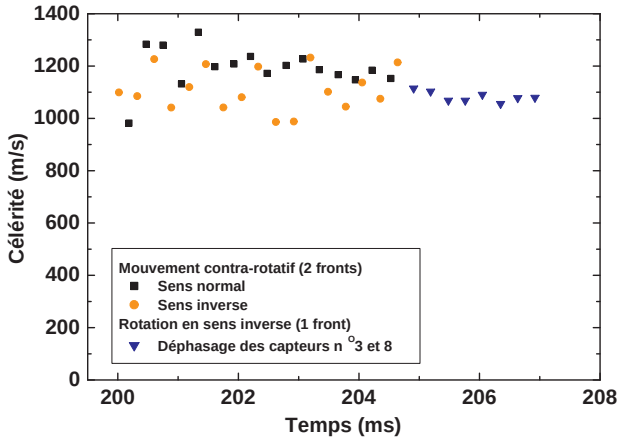


FIG. 5.69 – Transition 2 fronts en mouvement contra-rotatif → 1 fronts en rotation en sens inverse, célérité calculée par la méthode des déphasages des signaux de pression – Tir 361 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=0,75 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

Le cas particulier d'une inversion ratée du sens de rotation a pu être observé. La perturbation de pression s'amplifie jusqu'au régime contra-rotatif, puis elle décroît au lieu de s'amplifier davantage. Le mécanisme de sélection du front qui deviendra le front principal est probablement lié aux irrégularités de la paroi de la chambre : la surface n'est pas plane au niveau des capteurs de pression car la protection thermique en silicone se consume, et l'extrémité du tube de prédétonation constitue une cavité importante. Les éventuelles irrégularités ou non-uniformités de l'injection de gaz réactif doivent aussi intervenir.

### 5.4.4 Adaptation du nombre de fronts

Pendant la phase de démarrage du moteur à détonation continue, plusieurs fronts réactifs s'établissent à l'intérieur de la chambre sans intervention extérieure alors qu'une seule détonation est initiée dans le tube de pré-détonation. Les mesures de pression ou de luminosité dans la chambre n'ont pas permis de comprendre en détail ce mécanisme, les signaux n'étant pas très réguliers pendant cette première phase. Il semble cependant que le régime de fronts rotatifs puisse être amorcé en moins d'une demi-milliseconde, comme le montrent les oscillations du signal de pression sur la figure 5.70.

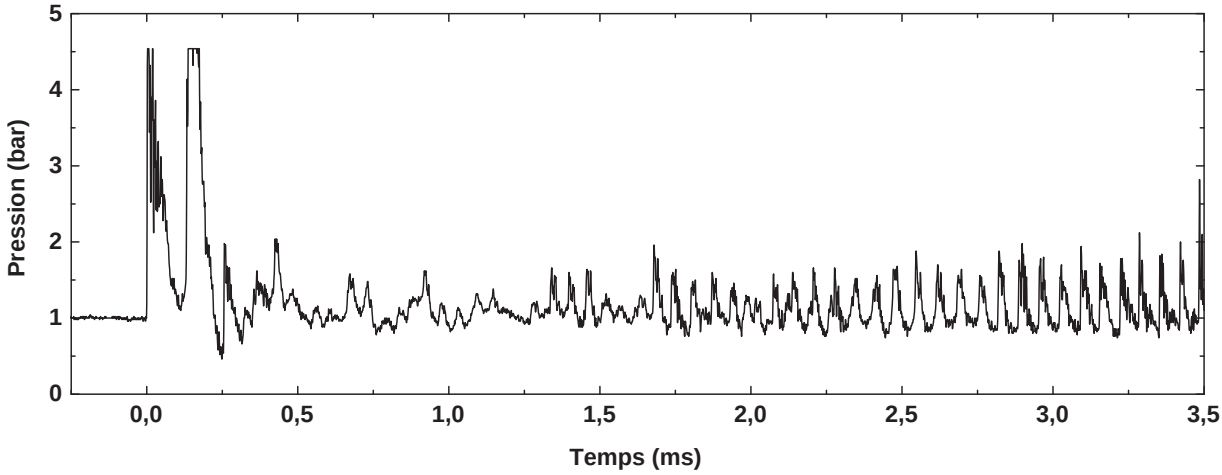


FIG. 5.70 – Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°1 pendant la phase de démarrage – Tir 191 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2

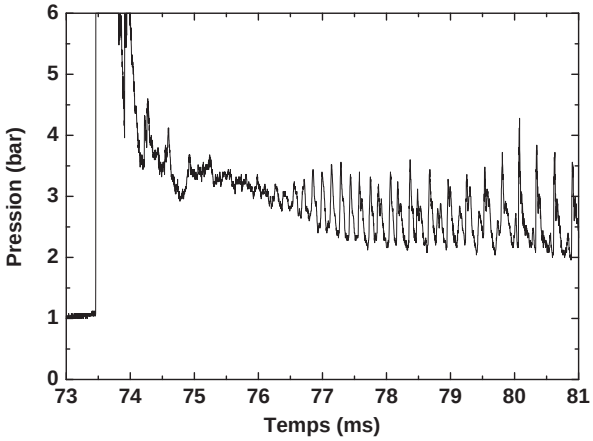


FIG. 5.71 – Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°2 – Tir 346 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

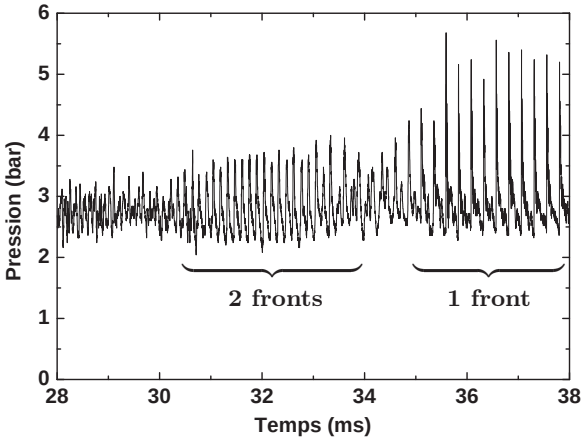


FIG. 5.72 – Signal de pression du capteur *Kistler* 603B n°6 – Tir 314 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

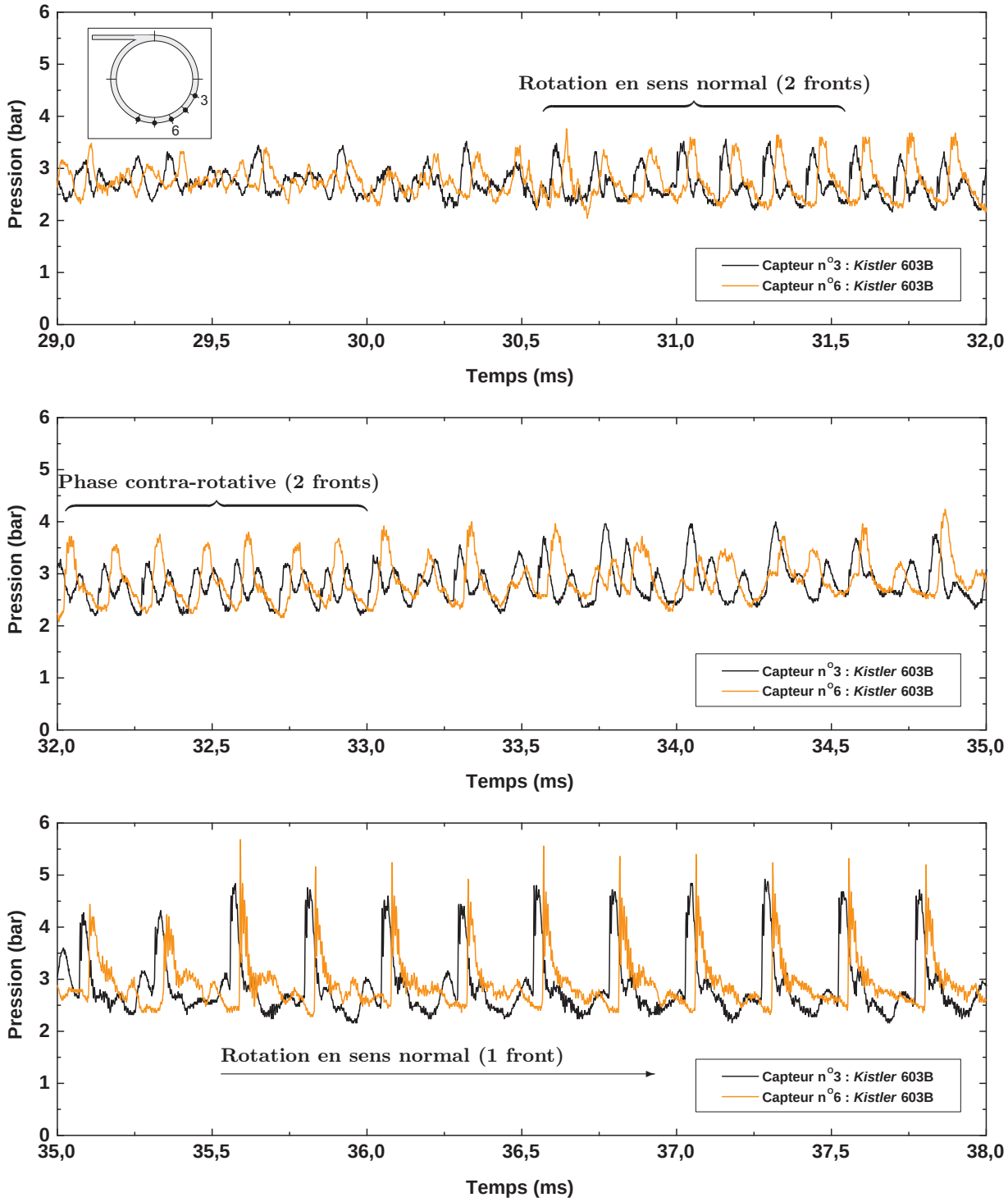


FIG. 5.73 – Signaux de pression des capteurs n°3 et 6 – Tir 314 : $\delta$=5,5 mm, $\delta'$=1 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

Les courbes 5.71 et 5.72 montrent une particularité observée dans la chambre munie d'un blocage arrière : l'apparition d'un régime à deux fronts rotatifs, puis la transition au bout de quelques millisecondes vers un régime à un seul front rotatif. L'analyse détaillée de l'un de ces

signaux (Figure 5.73) aboutit à la chronologie suivante :

- $t$=30,5 ms : naissance de deux fronts réactifs tournant dans le sens normal ;
- $t$=31 ms : début de transition vers un régime contra-rotatif ;
- 32 ms $< t <$ 33 ms : régime contra-rotatif ;
- 33 ms $< t <$ 34,5 ms : phase un peu chaotique pendant laquelle l'un des deux fronts semble prendre le dessus sur le second et l'absorber ;
- 34,5 ms $< t <$ 35,5 ms : il reste maintenant un front en rotation en sens normal qui prend de l'amplitude et se raidit, et une perturbation de pression qui s'affaiblit de plus en plus en tournant en sens inverse ;
- à partir de $t$=35,5 ms, un seul front se propage en sens normal alors que la perturbation est quasiment inexistante.

Dans le cas de la chambre munie d'un blocage arrière, le nombre de fronts est égal à 1, il est très probablement déterminé par un phénomène de couplage acoustique. Bykovskii [11] avait obtenu le même résultat avec une chambre de géométrie similaire ($\varnothing_{ext}$=40 mm, $\delta$=5 mm, $\delta'$=2,5 mm, $L$=45 mm).

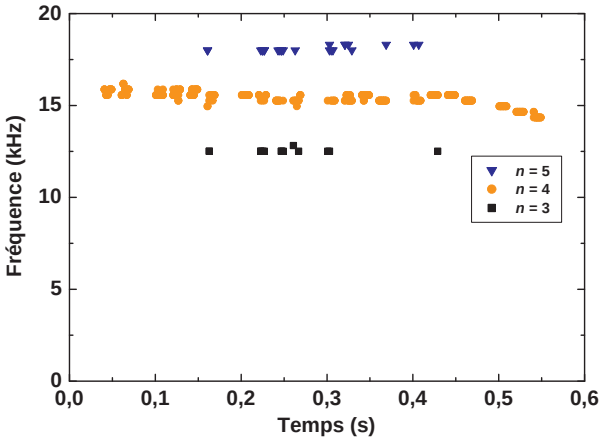


FIG. 5.74 – Fréquences de rotation (FFT sur signaux des capteurs de pression n°3, 6, 7 et 8) et nombre $n$ de fronts – Tirs 329 à 332 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

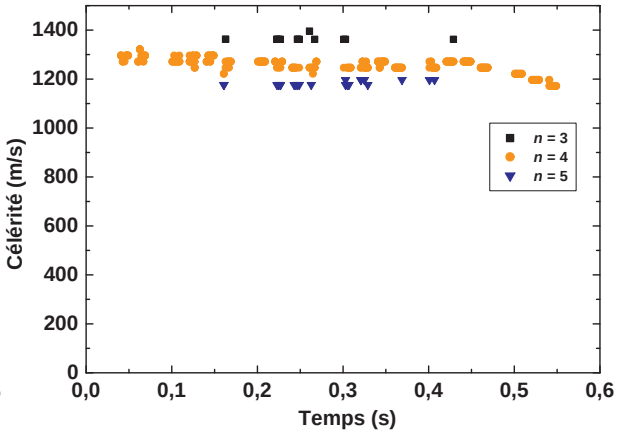


FIG. 5.75 – Célérité de rotation et nombre $n$ de fronts réactifs, calculs à partir de la figure 5.74 – Tirs 329 à 332 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

Dans la configuration de base, le nombre de fronts est généralement compris entre 3 et 10. Il augmente avec le débit total de gaz réactif et tend à diminuer si la richesse augmente au delà de 1. Dans la gamme de conditions étudiées, le processus de combustion est caractérisé par une célérité quasiment constante. Les figures 5.74 et 5.75 montrent que pour un débit donné (30 à 35 g/s) la célérité des fronts augmente si le nombre $n$ de fronts diminue. Pour un nombre de fronts constant, une augmentation de débit entraîne une augmentation de célérité car la hauteur $h$ de mélange réactif consommé par chaque front devient plus grande (voir Chapitre 5.4.2). Il semble qu'ici le nombre de fronts — et donc la hauteur $h$ — s'adapte aux conditions d'alimentation pour maintenir ce régime de propagation à une célérité comprise entre 1000 et 1300 m/s. Ce

phénomène est particulièrement bien visible Figures 5.76 et 5.77, où l'on voit le nombre de fronts $n$ et la célérité diminuer à la fin de l'essai quand le débit diminue. A chaque diminution de $n$, la célérité augmente brusquement, puis elle poursuit sa diminution jusqu'au prochain changement de nombre de fronts.

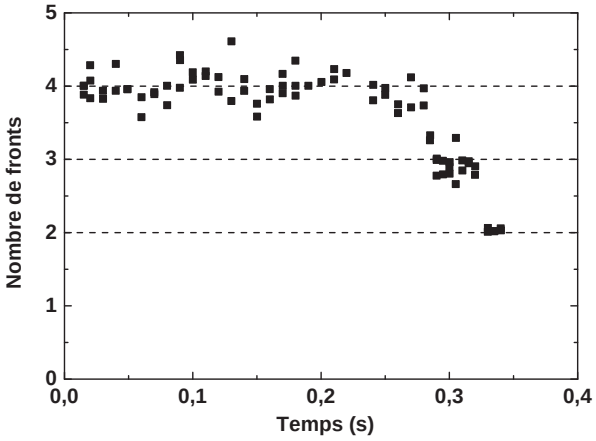


FIG. 5.76 – Nombre de fronts calculé à partir de la méthode des déphasages de pression – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

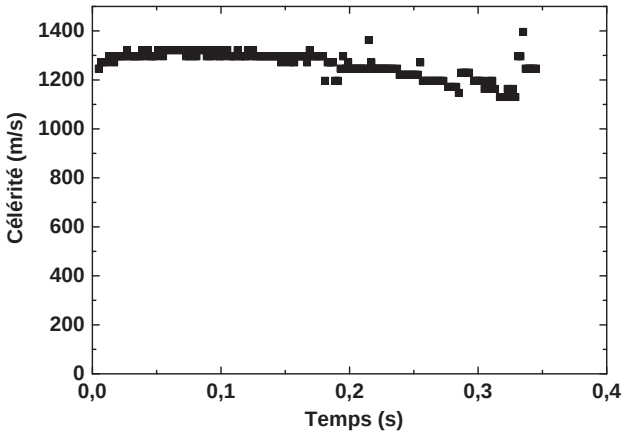


FIG. 5.77 – Célérité calculée par FFT sur le signal de pression du capteur Kistler 603B n°3 – Tir 207 : $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,9 – 1,2, durée d'injection $\Delta t_3$=210 ms

## 5.5 Synthèse et perspectives

### 5.5.1 Synthèse des données

Les tableaux 5.5 à 5.9 synthétisent les gammes de célérité et de nombre de fronts calculées ou observées dans les études paramétriques sur les effets du débit et de la richesse du mélange injecté, de la largeur $\delta$ et de la longueur $L$ de la chambre, et enfin de la largeur $\delta'$ de l'espace annulaire laissé par un blocage arrière.

| Débit total (g/s) | Célérité (m/s) | $n$ |
|---|---|---|
| 8,5 – 11,5 | 1000 – 1130 | 4 – 8 |
| 11 – 13 | 980 – 1130 | 4 – 9 |
| 13 – 16 | 990 – 1160 | 5 – 10 |
| 17 – 20 | 1010 – 1130 | 6 – 11 |
| 22 – 29 | 1020 – 1180 | 6 – 11 |
| 24 – 28 | 1050 – 1160 | 6 – 10 |
| 28 – 35 | 1050 – 1160 | 6 – 8 |

TAB. 5.5 – Influence du débit – $\delta$=3,5 mm, $L$=47 mm, richesse ≈ 1

| Richesse | Célérité (m/s) | $n$ |
|---|---|---|
| 0,4 – 0,7 | 920 – 1120 | 6 – 10 |
| 0,9 – 1,2 | 990 – 1160 | 5 – 10 |
| 1,6 – 2,0 | 1050 – 1220 | 4 – 8 |
| 2,3 – 2,8 | 1040 – 1140 | 4 |
| 3,0 – 3,6 | 1020 – 1110 | 4 – 5 |

TAB. 5.6 – Influence de la richesse – $\delta$=3,5 mm, $L$=47 mm, débit total ≈ 15 g/s

| Largeur $\delta$ (mm) | Célérité (m/s) | $n$ |
|---|---|---|
| 3,5 | 1050 – 1160 | 6 – 8 |
| 5,5 | 1150 – 1320 | 3 – 5 |

TAB. 5.7 – Influence de la largeur $\delta$ – $L$=47 mm, débit 28 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

| Longueur $L$ (mm) | Célérité (m/s) | $n$ |
|---|---|---|
| 47 | 1150 – 1320 | 3 – 5 |
| 100 | 1130 – 1200 | 5 – 6 |

TAB. 5.8 – Influence de la longueur $L$ – $\delta$=5,5 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

| Blocage $\delta'$ (mm) | Rapport de blocage (%) | Célérité (m/s) | Nombre de fronts | Pression mini[a] (bar) | Pression moyenne[b] (bar) | Pression de pic[a] (bar) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 5,5[c] | 0 | 1150 – 1320 | 3 – 5 | 0,8 – 1 | $\approx$ 1,1 | 2 – 2,5 |
| 2 | 64,9 | 1120 – 1170 | 5 – 6 | 1,25 – 1,5 | $\approx$ 1,6 | 2,5 – 3 |
| 1 | 82,6 | 1290 – 1300 | 1 | 2,5 – 3 | $\approx$ 2,9 | 5,5 – 6,5 |
| 0,75 | 87 | 1200 – 1270 | 1 | 2,5 – 3 | $\approx$ 3,2 | 6 – 6,5 |

TAB. 5.9 – Influence du blocage $\delta'$ – $\delta$=5,5 mm, $L$=47 mm, débit 30 – 35 g/s, richesse 0,8 – 1,2

[a] Capteur de pression n°1 [b] Intégration temporelle sur le capteur de pression n°3 [c] Pas de blocage arrière

### 5.5.2 Synthèse sur le régime de détonation continue

Un régime de fronts réactifs rotatifs a été observé dans la chambre de combustion pour plusieurs géométries (configuration de chambre basique, avec des blocages arrières ou avec prolongement de section) et dans un très grand nombre de conditions d'alimentation de la chambre (débit contrôlé entre 10 et 35 g/s, richesse entre 0,5 et 3,5). Plusieurs fronts s'établissent à l'intérieur de la chambre sans intervention extérieure alors qu'une seule détonation est initiée dans le tube de pré-détonation. L'initiation de ce régime ne semble d'ailleurs pas conditionnée par l'amorçage d'une détonation débouchant dans la chambre de combustion. Ces fronts peuvent tourner indifféremment dans les deux sens. Dans la chambre de combustion munie d'une tuyère convergente - divergente, ce régime est remplacé par un mode de combustion pulsée à une fréquence de plusieurs kilohertz.

Les pics de pression associés au passage des fronts atteignent 2 à 6,5 bar et ont un temps de montée de 3 à 5 $\mu$s. Le rapport de pression à travers les fronts est quasiment invariant, toujours entre 2 et 3. Dans la chambre de base, le nombre de fronts est généralement compris entre 3 et 10. Il augmente avec le débit total de gaz réactif et tend à diminuer si la richesse augmente au delà de 1. Pour un débit donné, la célérité des fronts augmente si le nombre de fronts diminue. Sur l'ensemble des configurations étudiées, la célérité de propagation des fronts réactifs reste pourtant comprise entre 1000 et 1300 m/s, soit un déficit d'environ 50% par rapport à la célérité de la détonation Chapman - Jouguet du mélange réactif frais. Il semble que le nombre de fronts — et donc la hauteur de mélange réactif devant chaque front — s'adapte aux conditions d'alimentation pour maintenir ce régime de propagation particulièrement résistant.

Ces faibles niveaux de pression et de célérité peuvent être expliqués par plusieurs phénomènes, souvent couplés entre eux : l'altération des propriétés réactives du mélange frais en contact avec les gaz brûlés, une détonabilité et une homogénéité du mélange réactif insuffisantes et un débit d'alimentation en gaz trop bas pour que la couche de mélange soit assez grande devant les fronts. Il faut aussi tenir compte de l'intégration sur la surface du capteur de pression et de la composition des vitesses car le front réactif se propage très probablement dans un écoulement contraire de gaz frais. Plus généralement, chaque front réactif se propage dans un milieu perturbé par le front qui le précède. Les conditions de vitesse et de pression ne sont donc pas uniformes devant le front.

L'analyse des résultats obtenus dans le cas d'un front rotatif unique dans la chambre munie d'un blocage arrière a révélé l'existence de phases contra-rotatives plutôt instables pour lesquelles les pics de pression sont d'amplitudes légèrement moins élevées. Les signaux de pression semblent montrer la propagation de deux fronts réactifs dont les sens de rotation sont opposés et changent à chaque collision entre ces fronts. Ce fonctionnement contra-rotatif n'est pas si différent des régimes de propagation en sens normal ou inverse. L'analyse des signaux de pression révèle en effet l'existence de pics secondaires qu'il est possible d'associer à des perturbations de pression d'origine inconnue se propageant dans le sens contraire au front principal. Une inversion du sens de rotation a été observée, au cours de laquelle l'amplitude de la perturbation de pression devient de plus en plus grande alors que celle du pic principal diminue. Le régime contra-rotatif est établi quand les deux amplitudes sont semblables. Puis ce processus continue, la perturbation s'amplifie et devient une discontinuité de forte amplitude de pression alors que la discontinuité devient une perturbation de pression. Cette inversion se fait généralement en quelques millisecondes.

Deux méthodes ont été mises au point pour exploiter les signaux périodiques générés par le passage répété des fronts réactifs devant les systèmes de mesure. L'une est basée sur la transformée de Fourier rapide, l'autre s'applique exclusivement aux signaux de pression et exploite les déphasages possibles. Ces méthodes ont pour objectif de déterminer la célérité des fronts et leur nombre.

### 5.5.3 Synthèse des études paramétriques

L'augmentation du débit total de mélange réactif entre 10 et 35 g/s entraîne une augmentation du nombre de fronts et une légère élévation de la célérité de quelques pourcents.

L'influence de la richesse du mélange est plus marquée. Pour une richesse de 0,5, un régime de plusieurs fronts s'établit mais leur célérité diminue rapidement jusqu'à la transition de ce régime multi-fronts vers un régime de combustion turbulente. Au delà de richesse 1, la tendance pour la célérité est d'augmenter — mais peu — jusqu'à une richesse proche de 2, puis une légère décroissance s'amorce. Cette tendance est en accord avec la courbe de dépendance de la taille de cellule de détonation qui passe par un maximum vers la richesse 1,5. Les essais à richesse élevée montrent que plus la richesse augmente, plus le régime de fronts rotatifs tarde à s'établir.

La célérité des fronts subit une augmentation sensible si la largeur $\delta$ de l'espace annulaire augmente et si la longueur $L$ de la chambre diminue. Dans les deux cas, cela est essentiellement lié à une diminution du nombre de fronts, ce qui doit entraîner une augmentation de la hauteur $h$ de la couche de mélange réactif et donc favorise une propagation plus rapide des fronts.

Le régime d'ondes transverses rotatives ne disparaît pas avec l'ajout de blocages en sortie de chambre. Si le rapport de blocage $(1 - \frac{\text{Section d'éjection}}{\text{Section de la chambre}})$ est supérieur à 80%, il ne reste néanmoins qu'un seul front. La moyenne temporelle de la pression subit une augmentation d'autant plus importante que la section d'éjection des gaz brûlés est réduite. La célérité est un peu plus basse que dans la configuration de base.

### 5.5.4 Synthèse des performances

La mesure de poussée sur une durée de une à deux secondes donne des impulsions spécifiques comprises entre 50 et 150 secondes selon la configuration de chambre. Le maximum d'impulsion spécifique est obtenu quand la chambre est munie d'un blocage arrière laissant un espace annulaire de 1 mm prolongé par la tuyère convergente - divergente. Un niveau équivalent est obtenu avec la tuyère seule, mais la poussée n'est pas encore stabilisée après 2 secondes de fonctionnement. L'ajout sur la chambre du blocage arrière — qui a déjà pour effet de maintenir un régime de fronts rotatifs — en plus de la tuyère assure la stabilisation de la poussée à un niveau quasiment constant. La comparaison des résultats des essais à pression ambiante atmosphérique et sub-atmosphérique montre qu'il n'existe pas d'écart significatif de poussée. Cela peut s'expliquer par l'élévation de pression dans l'enceinte due à l'éjection des gaz brûlés de faible densité.

Les mesures de température montrent les niveaux les plus élevées (plus de 400°C au bout de deux secondes de fonctionnement) dans la première portion de la chambre près du fond d'injection. Ceci est compatible avec la présence d'une zone bleuie par le flux de chaleur sur la paroi extérieure de la chambre en Inox à une distance comprise entre 5 et 13 mm des fentes d'injection. Plus loin, la température de paroi diminue. Les mesures de température illustrent également l'intérêt que représente la combinaison d'un refroidissement par circulation d'eau avec le choix d'un matériau bon conducteur comme le cuivre.

Dans la configuration de base, la fréquence des vibrations correspond à la fréquence de passage des fronts réactifs. L'application d'une transformée de Fourier rapide sur le signal de vibrations constitue donc une méthode non intrusive de calcul de la célérité. Le spectre en fréquence du signal de vibrations n'indique pas de valeurs inférieures à 8 kHz, et surtout pas de basses fréquences de l'ordre de 100 à 200 Hz dangereuses pour la structure des lanceurs.

### 5.5.5 Perspectives

L'installation développée dans le cadre de ces travaux offre de nombreuses perspectives d'études pour mieux comprendre les mécanismes de combustion dans le moteur à détonation continue. Des modifications et des améliorations du moteur et de son alimentation sont possibles, voire nécessaires, pour mieux mesurer et contrôler les caractéristiques du régime de détonation continue, mais aussi limiter les perturbations susceptibles d'interagir avec lui :

- injecter séparément un prémélange pauvre — donc peu détonant — et le combustible, tout en respectant les proportions de ces constituants pour obtenir la richesse désirée. L'homogénéité serait ainsi améliorée. D'autres combustibles que l'éthylène pourraient être utilisés (hydrogène, méthane, ...) en tenant bien sûr compte de leurs caractéristiques de détonabilité pour dimensionner la chambre de combustion.
- Assurer la constance du débit injecté en ajoutant un col sonique dans la ligne d'alimentation en gaz.
- mesurer les pressions en amont et en aval des fentes d'injection pour connaître les conditions d'injection. Des nouvelles configurations pourraient être testées : injection par des rangées de trous, orientation différente des fentes par rapport à l'axe de la chambre.
- décaler le tube de pré-détonation vers la sortie de la chambre car le mode d'initiation ne semble pas déterminant dans la stabilisation d'un régime de fronts rotatifs. Cela éviterait la présence d'une cavité (l'orifice du tube) sur le passage des fronts réactifs.
- modifier le montage de la chambre de combustion pour pouvoir utiliser plus facilement des dimensions et des formes différentes et variées.
- augmenter les possibilités de mesure, notamment de pression, pour préciser le comportement des fronts sur la quasi-totalité de la circonférence de la chambre.
- augmenter le volume de l'enceinte expérimentale pour faire des essais à pression ambiante sub-atmosphérique sans que cette pression ne soit trop influencée par l'éjection des gaz brûlés.

Pour que le débit injecté soit plus élevé, il sera possible d'avoir recours à la méthode utilisée à l'IHL, c'est à dire une injection de gaz stocké à haute pression (plusieurs dizaines de bars) dans des réservoirs de petit volume et situés très près du moteur pour limiter les pertes de charges dans les canalisations. L'injection serait contrôlée par l'ouverture et la fermeture d'électrovannes sur une durée cependant plus petite.

Pour comprendre le mécanisme de formation des fronts réactifs et mieux observer latéralement la structure des ondes de détonation, une installation spécifique pourrait être développée pour visualiser sur une portion munie de hublots le passage des fronts réactifs dans un canal rectiligne. L'injection se ferait d'un côté, l'éjection par le côté opposé, le canal pouvant être fermé sur lui-même par une boucle de retour ou pas. Il serait éventuellement possible de mieux comprendre comment plusieurs fronts s'établissent dans la chambre de combustion alors qu'une seule détonation est initiée.

Enfin, MBDA travaille actuellement sur la préparation d'un démonstrateur pour déterminer si la propulsion par ondes de détonation transverses peut être mise en application à l'échelle d'un moteur fusée équivalent au moteur *Vinci*. Pour cela, l'alimentation en combustible et oxydant en mode cryogénique doit se faire à pression et débit élevés. L'accent est mis sur le choix de matériaux composites pour la chambre de combustion et sur un refroidissement adapté au flux de chaleur.

## 5.6 Conclusion partielle

L'étude du fonctionnement du moteur à détonation continue rotative sur une large gamme de configurations a mis en évidence un régime de rotation de plusieurs discontinuités réactives selon un processus particulièrement résistant. Les fronts sont caractérisés par une célérité de propagation comprise entre 1000 et 1300 m/s et un rapport de pression de deux ou trois à travers le saut de pression. Ces faibles niveaux de valeurs peuvent être expliqués par la dégradation des propriétés réactives du mélange frais en contact avec les gaz brûlés, ou encore par l'insuffisance du débit total d'alimentation en gaz. Le régime de combustion est supersonique, il s'agit donc néanmoins d'une détonation. L'énergie chimique initialement contenue dans le mélange réactif ne participe cependant pas entièrement à la propagation des fronts car elle est diluée par les gaz brûlés chauds.

Le comportement des ondes réactives semble être tributaire de la régularité de la paroi de la chambre et/ou de l'uniformité de l'injection. Dans la chambre de combustion munie d'un blocage arrière, un processus d'inversion du sens de rotation des fronts a été observé. La transition se fait par le biais d'un régime de propagation de deux fronts de sens opposés qui changent de sens de rotation à chaque collision entre eux.

Les études paramétriques aboutissent aux résultats suivants :

- la célérité des fronts réactifs augmente avec le débit total de mélange réactif et la largeur $\delta$ de la chambre, et diminue si la longueur $L$ de la chambre augmente. Elle passe par un maximum pour une richesse proche de 2.
- le régime d'ondes transverses ne se maintient pas dans un milieu réactif de richesse inférieure à 0,5, et tarde à s'établir si la richesse dépasse 1,5.
- une restriction en sortie de chambre augmente la pression moyenne dans la chambre.

L'impulsion spécifique la plus élevée — 150 s — a été délivrée par la chambre munie d'un blocage arrière prolongé par une tuyère convergente - divergente. Alors que cette même tuyère seule ne permet pas de maintenir un régime rotatif, les blocages arrières le permettent et assurent une stabilisation rapide de la poussée. La température de paroi est plus élevée près des fentes d'injection car c'est là que sont stabilisés les fronts.

La faisabilité d'un moteur à ondes de détonation transverses a été démontrée. Des études plus poussée sont néanmoins nécessaires pour en préciser l'intérêt en propulsion et pour mieux comprendre les mécanismes qui déterminent le comportement des fronts réactifs.

# Chapitre 6

# Conclusion

# Chapitre 6

# Conclusion

Le moteur à détonation rotative ou continue est le système qui a été retenu dans le cadre d'un programme de propulsion spatiale par onde de détonation. Ce concept est basé sur la rotation dans une chambre annulaire de plusieurs fronts de détonation continus entretenus par une arrivée de mélange frais devant eux. Ce travail a abouti à :

- la réalisation d'un banc d'essai propulseur pour l'étude du fonctionnement et des performances de ce moteur ;
- la modélisation de la propagation d'un front de détonation continu dans une couche de mélange réactif ;
- la réalisation et l'analyse des essais dans le but d'étudier la faisabilité d'un moteur à détonation continue pour la propulsion et de comprendre certains mécanismes des régimes de fronts réactifs tournants.

Dans ce travail, **une installation expérimentale** a été conçue et mise au point pour étudier la faisabilité du moteur fusée à détonation rotative. La chambre de combustion utilisée est de géométrie annulaire cylindrique. Elle est délimitée par deux parois cylindriques refroidies de diamètres $\varnothing_{int}$=93 – 95 mm et $\varnothing_{ext}$=100 – 104 mm, soit une largeur $\delta$=2,5 – 5,5 mm de l'espace annulaire. Ces dimensions ont été déterminées en fonction des éléments de la littérature scientifique et des propriétés réactives du mélange éthylène/oxygène choisi pour l'alimentation. La chambre est de longueur $L$=47 mm, elle est alimentée séparément en éthylène et en oxygène à l'une de ses extrémités par deux fentes annulaires de largeur $\varepsilon \approx 0{,}2$ mm orientées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre. Le débit massique total est contrôlé entre 10 et 35 g/s et la richesse entre 0,5 et 3,5. L'initiation est réalisée au moyen d'un tube de pré-détonation alimenté en prémélange $C_2H_4$+$3O_2$ débouchant dans la chambre principale. Un boîtier électronique commande la séquence de fonctionnement du moteur sur plusieurs secondes en agissant sur les électrovannes et le générateur d'étincelles pour l'allumage. Plusieurs fronts réactifs se propagent selon un mouvement de rotation à quelques millimètres (5 à 13 mm) de l'injection. L'éjection des gaz brûlés se fait à l'autre extrémité de la chambre pour laquelle des restrictions de section ont pu être aménagées avec des blocages arrières de rapport variant de 65 à 87% de la section libre. Une tuyère convergente - divergente peut également être ajoutée à la sortie du moteur

pour en améliorer les performances, sans toutefois avoir les dimensions adaptées pour assurer l'établissement d'une section sonique dans l'écoulement. Une enceinte spécifique (volume proche de 550 litres) a été conçue pour des essais à pression atmosphérique ou sub-atmosphérique.

Une métrologie rapide appropriée a été mise en œuvre pour déterminer les caractéristiques des ondes de détonation continues par la mesure de la pression et de la célérité à l'aide de capteurs de pression et de fibres optiques. Les caractéristiques déterminantes en vue d'une application propulsive du moteur ont été estimées avec un capteur de force à jauges de contraintes pour la mesure de poussée, des accéléromètres pour l'enregistrement des vibrations et des thermocouples pour la mesure de la température en paroi. Des caméras rapides intensifiées sont utilisées pour déterminer le nombre de fronts réactifs en rotation dans le moteur.

Cette installation se distingue de celles déjà existantes par le contrôle de l'injection et du fonctionnement sur une durée de plusieurs secondes, par le circuit de refroidissement et par l'utilisation d'une métrologie permettant en particulier les mesures de poussée et de vibrations.

Une onde de détonation transverse se propageant dans une couche de mélange $C_2H_4$+$3O_2$ de hauteur $h$=2 – 10 mm a été modélisée numériquement. Le milieu adjacent à cette couche de mélange est constitué d'air aux conditions ambiantes ou de gaz brûlés chauds. Il a été montré que si $h$ diminue, la célérité diminue faiblement, la pression maximale de l'onde diminue de manière plus importante et le profil de détente arrière est plus brutal. En outre, la détonation ne peut plus se propager si la hauteur $h$ devient trop petite. Quand l'air qui constitue le milieu adjacent est remplacé par des gaz brûlés, l'expansion latérale est plus rapide. Le nombre de Mach calculé à partir de la composante axiale de la vitesse matérielle (en direction de la sortie) est supersonique sur environ 8 cm derrière l'onde de détonation. Ces résultats ne suffisent cependant pas pour confirmer l'existence dans la chambre d'une section sonique continue sur la circonférence mise en évidence par le calcul dans la littérature [87].

**L'étude expérimentale du fonctionnement du moteur** à détonation continue rotative sur des courtes durées (0,2 à 2 secondes) et sur une large gamme de configurations (différents débits, différentes richesses, largeurs $\delta$ et longueurs $L$ de chambre, ajout de blocages arrières ou d'une tuyère convergente - divergente) a mis en évidence un régime de rotation de plusieurs discontinuités réactives. Les fronts, dont le nombre constant en phase stationnaire est généralement compris entre 1 et 8 selon les conditions d'essai, sont caractérisés par une célérité de propagation absolue toujours comprise entre 1000 et 1300 m/s, un temps de montée de 3 à 5 $\mu$s et un rapport de pression de deux à trois à travers le front. Ces faibles niveaux de valeurs par rapport aux propriétés de détonation Chapman - Jouguet du mélange injecté peuvent être expliqués par la dégradation du mélange réactif frais dilué par une partie des gaz brûlés. Le régime de combustion est supersonique, il s'agit donc probablement d'une détonation se propageant dans un mélange à température initiale élevée (600 – 900 K, voire plus) et dont l'énergie chimique spécifique est plus faible que celle du mélange initial. Les calculs d'équilibres thermochimiques illustrent ce déficit.

Ils ont permis de quantifier l'évolution des caractéristiques de détonation Chapman - Jouguet en fonction de plusieurs paramètres du mélange réactif. La célérité et la pression de détonation :

- diminuent quand la température initiale ou la fraction massique de gaz brûlés augmente ;
- diminuent quand la température du milieu réactif augmente sous l'effet d'une dilution de ce mélange avec ses propres gaz brûlés ;
- augmentent jusqu'à la richesse $2-2{,}5$, puis diminuent.

L'effet de ces paramètres est plus accentué sur la pression que sur la célérité. Ces résultats concordent avec les tendances décrites dans la littérature scientifique ; l'amplitude des diminutions n'explique cependant pas toute l'ampleur des déficits de pression et de célérité généralement décrits dans la littérature russe.

A cause d'une insuffisance du débit total d'alimentation en gaz, le rapport entre la hauteur $h$ de mélange consommée par chaque front réactif et la taille de cellule de détonation est probablement trop petit pour assurer des conditions optimales de propagation de la détonation. De plus, comme chaque front réactif se propage dans un milieu perturbé par l'onde qui le précède, les conditions de vitesse et de pression ne sont pas uniformes devant le front. Si en particulier les fronts se propagent dans un écoulement contraire de vitesse non négligeable, comme semblent le montrer les modélisations numériques bidimensionnelles, la célérité mesurée dans le repère du laboratoire est inférieure à la célérité relative des fronts par rapport au milieu réactif.

Dans la chambre de combustion munie d'un blocage arrière, un processus d'inversion du sens de rotation a été observé sur le front unique stabilisé quand le rapport de blocage est supérieur à 80%. La transition se fait par le biais d'un régime de propagation contra-rotative de deux fronts de sens opposés qui changent de sens de rotation à chaque collision entre eux.

**Les études paramétriques** systématiques aboutissent aux principaux résultats suivants :

- la célérité des fronts réactifs augmente avec le débit total de mélange (entre 10 et 35 g/s) et la largeur $\delta$ de la chambre (entre 3,5 et 5,5 mm), et diminue si la longueur $L$ de la chambre augmente de 47 à 100 mm. Elle passe par un maximum pour une richesse proche de 2.
- le régime d'ondes transverses ne se maintient pas dans un milieu réactif de richesse inférieure à 0,5, et tarde à s'établir si la richesse dépasse 1,5. Ce retard peut atteindre une seconde, ce qui confirme un résultat obtenu en allumant le moteur avec une déflagration au lieu d'une détonation : l'initiation d'un régime de fronts réactifs supersoniques tournant dans la chambre annulaire ne semblerait pas conditionnée par l'amorçage d'une détonation dans le tube de pré-détonation.
- une restriction en sortie de chambre augmente la pression moyenne dans la chambre dans un rapport qui dépasse trois si le rapport de blocage est supérieur à 85%. D'autre part, un régime de fronts rotatifs est observé dans la chambre munie d'un blocage suivi d'une tuyère convergente - divergente alors que la combustion se fait selon un mode de combustion pulsatoire si la chambre est simplement équipée de la tuyère.

Concernant **les performances**, l'impulsion spécifique la plus élevée — 150 s — a été délivrée par la chambre munie d'un blocage arrière prolongé par une tuyère convergente - divergente. Les blocages arrières permettent de maintenir un régime de fronts continus et assurent une stabilisation rapide de la poussée. La température de paroi est plus élevée près des fentes d'injection car c'est là que sont stabilisés les fronts. La température mesurée à 0,5 mm de profondeur dans la paroi est environ trois fois plus basse si la paroi est en cuivre refroidi par une circulation d'eau à température ambiante au lieu d'Inox non refroidi. Les pertes thermiques au niveau de la paroi non refroidie en Inox sont évaluées à 4,3% de l'énergie totale disponible. La fréquence des vibrations mesurées par les accéléromètres correspond à la fréquence de passage des fronts réactifs. Le signal de vibrations ne comporte pas de fréquences inférieures à 8 kHz, et surtout pas de basses fréquences de l'ordre de 100 à 200 Hz dangereuses pour la structure des lanceurs.

Un modèle analytique apporte une estimation de l'impulsion spécifique d'un moteur (ses dimensions sont celles du moteur réalisé pour cette étude) muni d'une tuyère convergente - divergente avec écoulement sonique en son col. Les résultats montrent que l'impulsion spécifique augmente d'environ 13% si le régime de détonation autonome Chapman - Jouguet remplace la combustion isobare adiabatique. Dans ces deux cas, l'impulsion spécifique augmente et tend respectivement vers 420 s et 370 s si la pression initiale $p_o$ du milieu réactif augmente. Les performances sont évidemment meilleures quand la pression ambiante diminue et $p_o$ augmente. Enfin, l'impulsion spécifique atteint 500 s pour un moteur fonctionnant en régime de détonation et alimenté avec un mélange stœchiométrique hydrogène/oxygène, soit une augmentation de 18 à 20% par rapport à un mélange hydrocarbure/oxygène.

La faisabilité d'un moteur à ondes de détonation transverses a été démontrée. Des études plus poussées sont néanmoins nécessaires pour en préciser l'intérêt en propulsion et pour mieux comprendre les mécanismes qui déterminent le comportement des fronts réactifs. Les conditions d'alimentation doivent être modifiées pour assurer la propagation des fronts réactifs à un régime plus proche de la détonation autonome Chapman - Jouguet.

# Annexes

# Annexe A

# Relations approchées des états CJ et ZND

**Propriétés de l'état CJ**
**Chapman - Jouguet**

$$D_{CJ} = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \tag{A.1}$$

$$p_{CJ} = \rho_o \frac{D_{CJ}^2}{\gamma + 1} \tag{A.2}$$

$$\rho_{CJ} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_o \tag{A.3}$$

$$T_{CJ} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\rho_o \, D_{CJ}^2}{p_o(\gamma + 1)} T_o \tag{A.4}$$

$$u_{CJ} = \frac{D_{CJ}}{\gamma + 1} \tag{A.5}$$

$$a_{CJ} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} D_{CJ} \tag{A.6}$$

**Propriétés de l'état ZND**
**Zel'dovich - Von Neumann - Döring**

$$p_{ZND} = 2 \, p_{CJ} \tag{A.7}$$

$$\rho_{ZND} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_o \tag{A.8}$$

$$T_{ZND} = \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma} T_{CJ} \tag{A.9}$$

$$u_{ZND} = 2 \, u_{CJ} \tag{A.10}$$

$$a_{ZND} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \sqrt{\frac{2 \, \gamma}{\gamma - 1}} D_{CJ} \tag{A.11}$$

# Annexe B

# Les risques liés à l'utilisation de l'oxygène[1]

L'oxygène constitue un danger d'incendie car il favorise la combustion. Beaucoup de matériaux qui s'avèrent ne pas être combustibles dans l'atmosphère brûlent si l'atmosphère est enrichie en oxygène. Les matériaux déjà combustibles s'allument plus facilement et brûlent de façon plus rapide et plus chaude. Les feux partent plus vite, souvent avec des conséquences en apparence explosives. La chaîne d'inflammabilité débute lorsqu'une faible quantité d'énergie est libérée dans un système et enflamme un matériau à température d'inflammation basse.

Il est possible de citer 4 modes classiques d'allumage :

- **Allumage par impact mécanique** : quand un objet en frappe un autre, de la chaleur est produite au point d'impact, comme quand un marteau frappe une surface. Si cette surface est contaminée par de l'huile, elle peut s'enflammer et initier une chaîne d'inflammabilité.
- **Allumage par impact de particule** : des petites particules peuvent être véhiculées par l'oxygène, souvent à des vitesses élevées. Quand ces particules frappent une surface dans le système, l'énergie de l'impact est transformée en chaleur, et du fait de leur faible masse les particules s'échauffent suffisamment pour allumer des matériaux plus gros.
- **Allumage par frottement** : deux matériaux solides qui frottent l'un contre l'autre génèrent de la chaleur qui peut les allumer ou allumer d'autres matériaux.
- **Chaleur par compression** : quand un gaz s'écoule par un orifice pour passer de haute à basse pression, il se dilate et sa vitesse peut atteindre celle du son. Si le débit du gaz est bloqué, il se comprime à sa pression d'origine tout en s'échauffant avant la section sonique. Plus la différence de pression est forte, plus la température du gaz devient élevée. Dans un système sous oxygène, la température de l'oxygène peut devenir suffisamment élevée pour provoquer une chaîne d'inflammabilité.

[1] Source : catalogue *Swagelok*®

La chaîne d'inflammabilité peut être amorcée si le flux gazeux contient des particules fines ou si un échauffement par compression intervient au siège en polymère d'une vanne, sur un joint élastomère ou une surface contaminée par un lubrifiant ou un matériau organique.

# Annexe C

# Déroulement d'un essai

Voici le protocole expérimental défini pour la réalisation d'un essai complet de fonctionnement du moteur à détonation rotative.

**Réalisation d'un essai à pression ambiante**

1. Ouvrir les bouteilles d'oxygène, éthylène et azote si nécessaire, les vannes quart de tour étant fermées ;
2. Régler la pression de sortie des détendeurs selon la richesse désirée ;
3. Bien refermer l'enceinte expérimentale ;
4. Vérifier que tous les flexibles sont bien connectés (arrivées de $O_2$, $C_2H_4/N_2$ et prémélange) ;
5. Allumer le ventilateur d'extraction, vérifier que la vanne papillon positionnée juste avant le ventilateur est bien ouverte ;
6. Faire un essai d'allumage :
   - fixer ou vérifier les paramètres de la séquence d'allumage dans le boîtier de commande ;
   - remplir le petit réservoir intermédiaire de prémélange à la pression souhaitée ;
   - fermer la vanne quart de tour sous ce réservoir, déconnecter le tuyau de prémélange ;
   - déclencher le tir, la séquence démarre après un décompte de 10 s.
7. Ouvrir progressivement les vannes quart de tour des arrivées de gaz ($O_2$, $C_2H_4$ et $N_2$ si besoin), les électrovannes sur chaque ligne étant fermées ;
8. Remplir le petit réservoir intermédiaire de prémélange à la pression souhaitée ;
9. Refermer la vanne quart de tour située sous ce réservoir, déconnecter le tuyau de prémélange si cela est jugé nécessaire ;
10. Ouvrir la vanne quart de tour d'arrivée d'eau ;
11. Armer les instruments de mesure (oscilloscopes, amplificateurs de charge, caméra, ...) ;
12. Lancer la séquence de tir, qui démarre après un décompte de dix secondes ;

13. Arrêter la circulation d'eau au bout d'une ou deux minutes ;
14. Arrêter le ventilateur au bout de quelques minutes.

**Réalisation d'un essai à basse pression**

Allumer les pompes à vide si l'enceinte ne contient pas de mélange réactif. Quand la pression voulue est atteinte, arrêter les pompes et fermer la vanne quart de tour entre les pompes et l'enceinte. Suivre le même protocole expérimental que pour un essai à pression ambiante. Après chaque essai :

- si l'allumage est réussi, remettre l'enceinte à l'air libre, attendre un peu que les gaz refroidissent, refermer l'enceinte et reprendre le protocole pour les essais suivants ;
- s'il n'y a pas eu allumage, l'enceinte contient alors un mélange réactif. Couper les arrivées de gaz (vannes quart de tour), remettre l'enceinte à pression ambiante, ouvrir la vanne qui la relie à l'extérieur et procéder à un balayage avec de l'air comprimé. Au bout du temps suffisant en fonction de la quantité de mélange à diluer, refermer l'enceinte et reprendre le protocole pour les essais suivants.

Les pompes à vide ne doivent en aucun cas être en prise directe avec du mélange réactif en cas d'allumage manqué ou même des gaz brûlés à haute température.

**Arrêt des essais**

1. Refermer les bouteilles d'oxygène, éthylène et azote, puis vidanger les lignes en ouvrant les vannes quart de tour de mise à l'air libre ;
2. Refermer la bouteille de prémélange et mettre la ligne à la pression ambiante.

# Annexe D

# Programme de calcul des fréquences dominantes locales

Pour calculer les fréquences dominantes au niveau local dans les signaux périodiques de pression, luminosité et vibrations, un programme a été écrit en langage LabTalk® pour le logiciel Microcal Origin®. Il permet d'appliquer une FFT sur une portion choisie du signal et de détecter la ou les fréquences dominantes dans le spectre ainsi obtenu.

```
def FFT{
 getnumber (Numéro de l'essai:) no;
 getnumber (Nbre de pts par segment) n;
 getnumber (Nombre de maxi) m;
 getnumber (Delta t (ms)) o;
// Création de la feuille de données fréquences
 create.wksname$=Freq$(no);
 create.npts=nint(%A!wks.nrows/n);
 l=nint(%A!wks.nrows/n);
 create.numtypes=2;
 create.type1=4;
 create.wks(Temps);
 create.type1=1;
 loop(i,1,m){
   create.wks(Freq$(i));
   create.wks(n$(i));
   create.wks(Vitesse$(i));
 };
// Création d'une feuille de calculs
// intermédiaire
 create.wksname$=Data;
 create.npts=n;
 create.numtypes=2;
 create.type1=4;
 create.type2=1;
// Définition des caractéristiques de la FFT
 fft.reset( );
 fft.forward=1;
 fft.real=1;
 fft.normalize=1;
 fft.shifted=1;
 fft.windowing=1;
 fft.spectrum=1;
 fft.unwrap=1;
 window -t W fft FFT1;
 fft.output.samplingdata$=FFT1_Freq;
 fft.output.realdata$=FFT1_Real;
 fft.output.imagdata$=FFT1_Imag;
 fft.output.ampdata$=FFT1_r;
 fft.output.phasedata$=FFT1_Phi;
 fft.output.powerdata$=FFT1_Power;
 loop(i,1,nint(%A!wks.nrows/n)){
// Préparation de l'ensemble de points
// sur lequel sera appliquée la FFT
   create.wks(Temps$(i) Tension$(i));
   loop(j,1,n){
     %(Data,2*i-1,j)=%(%A,4,n*(i-1)+j);
     %(Data,2*i,j)=%(%A,5,n*(i-1)+j);
   };

// FFT
   fft.forward.timeData$=Data_Temps$(i);
   fft.forward.tdelta=o;
   fft.forward.realData$=Data_Tension$(i);
   fft.forward( );
// Valeur moyenne du temps sur le créneau
   sum(Data_Temps$(i));
   Freq$(no)_Temps[i]=sum.mean;
```

```
// Suppression des fréquences
// inférieures à 2 kHz
   sum(FFT1_Freq);
   for(j=0;FFT1_Freq[nint(sum.n/2)+j]<2;j++){
     FFT1_r[nint(sum.n/2)-j]=0;
     FFT1_r[nint(sum.n/2)+j]=0;
   };
   loop(j,1,m){
// Détection du pic principal de fréquence
     sum(FFT1_r);
     %B=sum.max;
     loop(k,nint(sum.n/2),sum.n){
       if(FFT1_r[k]==%B){
         Freq$(no)_Freq$(j)[i]=FFT1_Freq[k];
// Suppression de ce pic de fréquence
// pour identifier le suivant
         FFT1_r[k-1]=0;
         FFT1_r[k]=0;
         FFT1_r[2*nint(sum.n/2)-k]=0;
         FFT1_r[2*nint(sum.n/2)-k+1]=0;
         if(2*nint(sum.n/2)-k-1!=0){
           FFT1_r[k+1]=0;
           FFT1_r[2*nint(sum.n/2)-k-1]=0;
         };
       };
     };
   };
   type "$(int(n*100*i/%A!wks.nrows))%
        completed";
 };
 window -cd Data;
 window -cd FFT1;
 window -a Freq$(no);
 window -i;
// Graphes de fréquences
 win -t plot line;
 window -r %H Fréq$(no);
 loop(i,1,m){
   layer -i201 Freq$(no)_Freq$(i);
 };
 layer -g;
 layer -a;
 label -xb \b(Temps (s));
 layer.x.from=0;
 layer.x.to=1.6;
 layer.x.inc=0.2;
 label -yl \b(Fréquence (kHz));
 layer.y.from=0;
 layer.y.to=30;
 layer.y.inc=5;
 Graph;
 legend;
 window -cd %A;
};

// Définition des caractéristiques du graphe
def Graph{
 layer.unit=1;
 layer.left=12.5;
 layer.top=3;
 layer.width=83;
 layer.height=83;
 layer.x.label.bold=1;
 layer.x.label.pt=22;
 layer.x.type=1;
 layer.x.showAxes=3;
 layer.x.ticks=5;
 layer.x2.ticks=5;
 layer.y.label.bold=1;
 layer.y.label.pt=22;
 layer.y.type=1;
 layer.y.showAxes=3;
 layer.y.ticks=5;
 layer.y2.ticks=5;
};

// Importation automatisée
def Import{
 run.section(Standard,NewWks);
 run.section(file,ImportAscii);
 %A=%H;
 window -i;
};

// Correction temporelle des signaux
// enregistrés en mode Fast Frame
def FastFrame{
 getnumber (Nbre de séquences) ns;
 getnumber (fréquence (Hz)) f;
 loop(i,1,ns){
   loop(j,1,%A!wks.nrows/ns){
     %(%A,4,(i-1)*%A!wks.nrows/ns+j)=
     %(%A,4,(i-1)*%A!wks.nrows/ns+j)+(i-1)/f;
   };
 };
};

// Exécution consécutive des scripts
def Fonction{
 loop(p,1,4){
   Import;
   FastFrame;
   FFT;
  };
};
```

# Références


[1] S Abid, G Dupre and C Paillard. Oxidation of gaseous unsymmetrical dimethylhydrazine at high temperatures and detonation of UDMH/$O_2$ mixtures. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 153, pp. 162–181, 1991.

[2] TC Adamson Jr. and GR Olsson. Performance Analysis of a Rotating Detonation Wave Rocket Engine. *Astronautica Acta*, vol. 13, pp. 405–415, 1967.

[3] OF Ar'kov, BV Voitsekhovskii, VV Mitrofanov and ME Topchiyan. On the spinning-detonation-like properties of high frequency tangential oscillations in combustion chambers of liquid fuel rocket engines. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, vol. 11(1), pp. 159–161, 1970.

[4] LH Back, RF Cuffel and PF Massier. Influence of Contraction Section Shape and Inlet Flow Direction on Supersonic Flow and Performance. *Journal on Spacecraft and Rockets*, pp. 420–427, 1972.

[5] M Berthelot. Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, tome 93, pp. 18–22, 1881.

[6] M Berthelot. Sur l'onde explosive. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, tome 94, pp. 149–152, 1882.

[7] M Berthelot and P Vieille. Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, tome 94, pp. 101–108 et 822–823, 1882.

[8] FA Bykovskii. Detonation and shock waves. Chernogolovka [in Russian], 1986.

[9] FA Bykovskii. Thermal fluxes in combustion chamber walls in the detonation and turbulent combustion modes. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 27(1), pp. 66–71, 1991.

[10] FA Bykovskii, ID Klopotov and VV Mitrofanov. Spin detonation of gases in a cylindrical chamber. *USSR Academy of Sciences Reports*, pp. 667–669, 1975. Translated from *Doklady Akademii Nauk SSSR*, vol. 224(5), pp. 1038–1041, 1975.

[11] FA Bykovskii and VV Mitrofanov. Detonation combustion of a gas mixture in a cylindrical chamber. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 16(5), pp. 570–578, 1980.

[12] FA Bykovskii and VV Mitrofanov. A continuous spin detonation in liquid fuel sprays. In Control of Detonation Processes, G. Roy, S. Frolov, D. Netzer and A. Borisov (eds.), Elex-KM Publ. (Moscow), pp. 209–211, 2000.

[13] FA Bykovskii, VV Mitrofanov and EF Vedernikov. Autoignition in rotational flow of combustible mixture. *Proc. 16th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, Cracow (Poland), pp. 297–298, 1997.

[14] FA Bykovskii, VV Mitrofanov and EF Vedernikov. Continuous detonation combustion of fuel-air mixtures. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 33(3), pp. 344–353, 1997.

[15] FA Bykovskii, AA Vasil'ev, EF Vedernikov and VV Mitrofanov. Explosive combustion of a gas mixture in radial annular chambers. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 30(4), pp. 510–516, 1994.

[16] FA Bykovskii and EF Vedernikov. Continuous detonation combustion of an annular gas-mixture layer. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 32(5), pp. 489–491, 1996.

[17] FA Bykovskii and EF Vedernikov. Self-sustaining pulsating detonation of gas-mixture flow. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 32(4), pp. 442–448, 1996.

[18] FA Bykovskii and EF Vedernikov. Continuous Detonation of a Subsonic Flow of a Propellant. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 39(3), pp. 323–334, 2003.

[19] FA Bykovskii, EF Vedernikov, SV Polozov and YV Golubev. Initiation of detonation in a vortical flow of hydrogen–air mixtures. In Pulse and Continuous Detonation Propulsion, G. Roy, S. Frolov (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 326–331, 2006.

[20] FA Bykovskii, SA Zhdan and EF Vedernikov. Continuous spin detonation in ducted annular combustors. In Application of Detonation to Propulsion, G. Roy, S. Frolov and J. Shepherd (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 174–179, 2004.

[21] FA Bykovskii, SA Zhdan and EF Vedernikov. Continuous Spin Detonation in Annular Combustors. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 41(4), pp. 449–459, 2005.

[22] FA Bykovskii, SA Zhdan and EF Vedernikov. A study of continuously rotating detonation in fuel–air mixtures for ramjet-type combustor. In Pulse and Continuous Detonation Propulsion, G. Roy, S. Frolov (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 339–345, 2006.

[23] G Canteins, F Franzetti, E Zocłońska, BA Khasainov, R Zitoun and D Desbordes. Experimental and numerical investigations on PDE performance augmentation by means of an ejector. *Shock Waves*, vol. 15(2), pp. 103–112, 2006.

[24] DL Chapman. On the rate of explosion in gases. *Philosophical Magazine*, vol. 47, pp. 90–104, 1899.

[25] RM Clayton and RS Rogero. Experimental Measurements on a Rotating Detonation-like Wave Observed During Liquid Rocket Resonant Combustion. *JPL Technical Report*, No. 32-788, pp. 1–23, 1965.

[26] E Daniau, F Falempin, FA Bykovskii and S Zhdan. Continuous Detonation Wave Propulsion Systems: First Step Toward Operational Engines. *ISABE* 2005-1302, 2005.

[27] E Daniau, F Falempin and S Zhdan. Pulsed and Rotating Detonation Propulsion Systems: First Step Toward Operational Engines. *AIAA paper* 2005-3233, 2005.

[28] E Daniau, F Falempin, S Zhdan and F Bykovskii. Design of a continuous detonation wave engine for space application. In Pulse and Continuous Detonation Propulsion, G. Roy, S. Frolov (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 346–347, 2006.

[29] E Daniau, F Falempin, S Zhdan and F Bykovskiy. Steady and pulse detonation engines for space applications. *AIAA paper* 2003-6976, 2003.

[30] D Desbordes. Transmission of overdriven plane detonations: Critical diameter as a function of cell regularity and size. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 114, pp. 170–185, 1988.

[31] D Desbordes. Aspects stationnaires et transitoires de la détonation dans les gaz: relation avec la structure cellulaire du front. Thèse de l'Université de Poitiers, 1990.

[32] D Desbordes. Détonation et explosions - aspects fondamentaux. Cours de 3ème année ENSMA, 2001–2002.

[33] D Desbordes, N Manson and J Brossard. Influence of Walls on Pressure Behind Self-Sustained Expanding Cylindrical and Plane Detonations in Gases. In Shock waves, Explosions and Detonations: Progress in astronautics and aeronautics, J.R. Bowen, N. Manson, A.K. Oppenheim and R.I. Soloukhin (eds.), Published by the AIAA (New York), pp. 302–317, 1983.

[34] D Desbordes and M Vachon. Critical diameter of diffraction for strong plane detonations. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 106, pp. 131–143, 1986.

[35] W Döring. Über den Detonationsvorgang in Gasen. *Annalen der Physik*, vol. 435(6-7), pp. 421–436, 1943.

[36] BD Edwards. Maintained detonation waves in an annular channel: a hypothesis which provides the link between classical acoustic combustion instability and detonation waves. *Proc. 16th Symposium on Combustion*, pp. 1611–1618, 1976.

[37] W Fickett and WC Davis (eds.). Detonation. University of California Press, 1979.

[38] RJ Hefner. Review of combustion stability development with storable propellants. *AIAA paper* 65-614, 1965.

[39] Ph Hill and C Petersen (eds.). Mechanics and Thermodynamics of Propulsion (2nd Edition), chapter 11.3: Chemical rocket thrust chambers - Nozzles, pp. 520–540, 1992.

[40] N Hoffmann. Reaction Propulsion by Intermittent Detonative Combustion. Ministry of Supply, Volkenrode Translation, cited in [55], 1940.

[41] E Jouguet. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. *Journal des Mathématiques Pures et Appliquées*, 6ème série, tome 1, pp. 347–425, 1905 et tome 2, pp. 5–86, 1906.

[42] RJ Kee, FM Rupley and JA Miller. The Chemkin Thermodynamic Data Base. Technical Report SAND87-8215, Sandia National Laboratories, 1987.

[43] BA Khasainov and B Veyssière. Initiation of detonation regimes in hybrid two-phase mixtures. *Shock Waves*, vol. 6(1), pp. 9–15, 1996.

[44] R Knystautas, JH Lee and CM Guirao. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. *Combustion and Flame*, vol. 48(1), pp. 63–83, 1982.

[45] S Laberge, R Knystautas and JHS Lee. Propagation and extinction of detonation waves in tube bundles. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 153, pp. 381–396, 1991.

[46] JHS Lee, R Knystautas and A Freiman. High Speed Turbulent Deflagrations and Transition to Detonation in $H_2$–Air Mixtures. *Combustion and Flame*, vol. 56, pp. 227–239, 1984.

[47] A Lentsch, R Bec, L Serre, F Falempin, E Daniau, D Piton, A Prigent, G Canteins, R Zitoun, D Desbordes, F Jouot and I Gökalp. Overview of Current French Activities on PDRE and Continuous Detonation Wave Rocket Engines. *AIAA paper* 2005-3232, 2005.

[48] E Mallard and H Le Châtelier. Sur les vitesses de propagation de l'inflammation dans les mélanges gazeux explosifs. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, tome 93, pp. 145–148, 1881.

[49] VI Manzhalei, VV Mitrofanov and VA Subbotin. Measurement of inhomogeneities of a detonation front in gas mixtures at elevated pressures. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 10(1), pp. 89–95, 1974.

[50] H Matsui and JH Lee. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. *Proc. 17th Symposium on Combustion*, Leeds (UK), pp. 1269–1280, 1978.

[51] VV Mikhailov and ME Topchiyan. Study of continuous detonation in an annular channel. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 1(4), pp. 12–14, 1965.

[52] VV Mitrofanov. The ways of explosion control. In Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications, G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath and N. Smirnov (eds.), ENAS Publ. (Moscow), pp. 181–196, 1999.

[53] JA Nicholls and RE Cullen. The Feasibility of a Rotating Detonation Wave Rocket Motor. The University of Michigan RPL-TDR-64-113, 1964.

[54] JA Nicholls, RE Cullen and KW Ragland. Feasibility Studies of a Rotating Detonation Wave Rocket Motor. *Journal of Spacecraft and Rockets*, vol. 3(6), pp. 893–898, 1966.

[55] JA Nicholls, HR Wilkinson and RB Morrison. Intermittent Detonation as a Thrust Producing Mechanism. *Jet Propulsion*, vol. 27(5), pp. 534–541, 1957.

[56] ES Oran and JP Boris. Numerical Simulation of Reactive Flow. Elsevier Science Publishing Co., New York, 1987.

[57] SS Penner and FA Williams (eds.). Detonation and Two-Phase Flow. Academic Press (New York), 1962.

[58] O Peraldi, R Knystautas and JH Lee. Criteria for transition to detonation in tubes. *Proc. 21st Symposium (International) on Combustion*, pp. 1629–1637, 1986.

[59] HN Presles, D Desbordes and P Bauer. An optical method for the study of the detonation front structure in gaseous explosive mixtures. *Combustion and Flame*, vol. 70(2), pp. 207–213, 1987.

[60] FH Reardon. Combustion stability characteristics of liquid oxygen/liquid hydrogen at high chamber pressures. *AIAA paper* 65-612, 1965.

[61] GD Roy, SM Frolov, AA Borisov and DW Netzer. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 30(6), pp. 545–672, 2004.

[62] GL Schott. Observation of the structure of spinning detonation. *Physics of Fluids*, vol. 8(5), pp. 850–865, 1965.

[63] GL Schott. Structure, chemistry, and instability of detonation in homogeneous, low-density fluids – gases. *Proc. 4th Symposium (International) on Detonation*, pp. 67–77, 1965.

[64] P I-wu Shen and TC Adamson Jr. Theoretical Analysis of a Rotating Two-Phase Detonation in Liquid Rocket Motors. *Astronautica Acta*, vol. 17, pp. 715–728, 1972.

[65] R Sorin. Etude et optimisation de la Transition Déflagration Détonation en tube des mélanges stœchiométriques $H_2/O_2/N_2$ et ($CH_4$, $C_2H_2$, $C_2H_4$, $C_3H_8$)/$O_2$/$N_2$ et de sa Transmission à un espace de plus grande dimension. Thèse de l'Université de Poitiers, 2005.

[66] A Srey. Etude des performances accessibles à un moteur à détonation continue. Rapport de projet de fin d'études ENSMA, 2006.

[67] RA Strehlow and CD Engel. Transverse waves in detonations: II. structure and spacing in $H_2$-$O_2$, $C_2H_2$-$O_2$, $C_2H_4$-$O_2$ and $CH_4$-$O_2$ systems. *AIAA Journal*, vol. 7(3), pp. 492–496, 1969.

[68] MO Sturtzer, N Lamoureux, C Matignon, D Desbordes and HN Presles. On the origin of the double cellular structure of the detonation in gaseous nitromethane and its mixtures with oxygen. *Shock Waves*, vol. 14(1-2), pp. 45–51, 2005.

[69] AH Taub (ed.). John von Neumann: Collected Works. Volume VI: Theory of Games, Astrophysics, Hydrodynamics and Meteorology. PERGAMON Publ., 1963.

[70] AA Vasil'ev. About a detonation engine with external combustion. In Control of Detonation Processes, G. Roy, S. Frolov, D. Netzer and A. Borisov (eds.), Elex-KM Publ. (Moscow), pp. 207–208, 2000.

[71] AA Vasil'ev. About a detonation engine with external combustion. In High-Speed Deflagration and Detonation: Fundamental and Control, G. Roy, S. Frolov, D. Netzer and A. Borisov (eds.), Elex-KM Publ. (Moscow), pp. 303–314, 2001.

[72] SB Victorov and SA Gubin. The use of the system of thermodynamic calculations TDS for modeling of chemical and physical processes. *New Materials and Technologies NMT-98* [Russian conference], 17–18 November 1998, Moscow (Russia), Latmes Book Company, p. 384, 1998.

[73] SB Victorov, SA Gubin and IV Maklashova. An equation of state and detonation properties of hydrazine–nitromethane liquid mixtures. *Shock Waves*, vol. 11(2), pp. 105–114, 2001.

[74] C Viguier, LF Figueira da Silva, D Desbordes and B Deshaies. Onset of oblique detonation waves: comparison between experimental and numerical results for hydrogen-air mixtures. *Proc. 26th Symposium (International) on Combustion*, pp. 3023–3031, 1996.

[75] C Viguier, A Gourara and D Desbordes. Three-dimensional structure of stabilization of oblique detonation wave in hypersonic flow. *Proc. 27th Symposium (International) on Combustion*, pp. 2207–2214, 1998.

[76] C Viguier, C Guerraud and D Desbordes. $H_2$-air and $CH_4$-air detonations and combustions behind oblique shock waves. *Proc. 25th Symposium (International) on Combustion*, pp. 53–59, 1994.

[77] BV Voitsekhovskii. Maintained detonations. *USSR Academy of Sciences Reports*, pp. 1207–1209, 1959. Translated from *Doklady Akademii Nauk SSSR*, vol. 129(6), pp. 1254–1256, 1959.

[78] BV Voitsekhovskii. Spinning maintained detonation. *Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki (Journal of Applied Mechanics and Technical Physics)*, No. 3, pp. 157–164, 1960 [in Russian]. A translation appears in [53].

[79] BV Voitsekhovskii, VV Mitrofanov and ME Topchian. Investigation of the structure of detonation waves in gases. *Proc. 12th Symposium on Combustion*, pp. 829–837, 1969.

[80] J von Neumann. Theory of detonation waves. U.S. Government Document PB 31090, 1942. A progress report to the National Defense Research Committee Div. B, OSRD-549, 1942. Reprinted in [69].

[81] P Wolanski, J Kindracki and T Fujiwara. An experimental study of small rotating detonation engine. In Pulse and Continuous Detonation Propulsion, G. Roy, S. Frolov (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 332–338, 2006.

[82] P Wolanski, J Kindracki, T Fujiwara, Y Oka and K Shima-uchi. An Experimental Study of Rotating Detonation Engine. *Proc. 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, Montreal (Canada), 2005.

[83] Y Wu, F Ma and V Yang. System Performance and Thermodynamic Cycle Analysis of Airbreathing Pulse Detonation Engines. *Journal of Propulsion and Power*, vol. 19(4), pp. 556–567, 2003.

[84] YB Zel'dovich. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (Journal of Experimental and Technical Physics)*, vol. 10, pp. 542–568, 1940 [in Russian]. A translation appears in NACA TM 1261, 1960.

[85] SA Zhdan and FA Bykovskii. Investigations of continuous spin detonations at Lavrentyev Institute of Hydrodynamics. In Pulsed and Continuous Detonations, G. Roy, S. Frolov and J. Sinibaldi (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 181–204, 2006.

[86] SA Zhdan, FA Bykovskii and EF Vedernikov. Numerical study of rotating detonation in gaseous $H_2$–$O_2$ mixture. In Pulse and Continuous Detonation Propulsion, G. Roy, S. Frolov (eds.), Torus Press Publ. (Moscow), pp. 319–325, 2006.

[87] SA Zhdan, AM Mardashev and VV Mitrofanov. Calculation of the flow of spin detonation in an annular chamber. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 26(2), pp. 210–214, 1990.

**Etude de la détonation continue rotative – Application à la propulsion**

**Résumé :** Ce travail porte sur le développement d'un moteur fusée utilisant la détonation comme mode de combustion pour la propulsion spatiale, exploitant ainsi la libération brutale d'énergie des fronts de détonation. Le concept du moteur à détonation continue est basé sur la détonation entretenue dans un espace annulaire par une arrivée de mélange réactif devant elle.

En préambule à l'étude expérimentale, une étude numérique est menée. Elle comporte une modélisation numérique bidimensionnelle de l'écoulement derrière une onde de détonation transverse, des calculs d'équilibres thermochimiques et une approche analytique des performances propulsives du moteur.

Un dispositif expérimental a été conçu spécifiquement pour la caractérisation des performances propulsives d'une détonation continue dans une chambre annulaire cylindrique simulant une chambre de combustion de moteur fusée. Il fait appel à des choix technologiques différents de ceux utilisés dans les études antérieures. La chambre annulaire (diamètre moyen 100 mm, épaisseur de l'espace annulaire 2,5 – 5,5 mm, longueur 47 mm) est alimentée séparément en éthylène et en oxygène à l'une de ses extrémités (débit : 10 – 35 g/s, richesse : 0,5 – 3,5). Des dispositifs particuliers peuvent être adaptés à la section d'éjection pour augmenter les performances du moteur : tuyère convergente - divergente ou restrictions de section. L'installation expérimentale comporte également une enceinte de grand volume pour un fonctionnement à pression atmosphérique ou sub-atmosphérique, un circuit d'alimentation en gaz, un système d'extraction des gaz brûlés et un dispositif d'allumage et de commande. L'observation des phénomènes physiques liés à la détonation continue a nécessité une métrologie rapide (pression, vibrations, luminosité, température) et des caméras rapides intensifiées.

Les observations expérimentales sur des courtes durées (0,2 à 2 secondes) montrent l'existence d'un régime de fronts réactifs continus dans le moteur. Leur nombre, généralement compris entre 1 et 8, dépend des conditions de fonctionnement (débit, richesse, blocages, ...) alors que leur célérité de propagation évolue assez peu entre 1000 et 1300 m/s. Les études paramétriques sur le fonctionnement et la géométrie du moteur mettent en évidence la constance du régime obtenu. Les caractéristiques de celui-ci sont cependant nettement inférieures aux propriétés des détonations autonomes Chapman - Jouguet. La dégradation des propriétés du mélange réactif par brassage avec les gaz brûlés explique en partie ce constat. Si la faisabilité du concept de propulsion par détonation continue a été démontrée, les performances devront cependant faire l'objet de nouvelles études pour en préciser l'intérêt en propulsion.

**Directeurs de thèse :** Daniel Desbordes et Ratiba Zitoun

**Mots clés :** Onde de détonation
Détonation continue rotative
Propulsion par réaction
Moteur fusée
Impulsion spécifique
Banc d'essais propulseur
Instrumentation