



**HAL**  
open science

# L'auto-inflammation dans le mécanisme de transition de régime de combustion de la déflagration vers la détonation

Hugo Quintens

► **To cite this version:**

Hugo Quintens. L'auto-inflammation dans le mécanisme de transition de régime de combustion de la déflagration vers la détonation. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2019. Français. NNT : 2019ESMA0014 . tel-02426261

**HAL Id: tel-02426261**

**<https://theses.hal.science/tel-02426261v1>**

Submitted on 2 Jan 2020

**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'ÉCOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET  
D'AEROTECHNIQUE**

(DIPLOME NATIONAL – ARRETE DU 25 MAI 2016)

ECOLE DOCTORALE :

SCIENCES ET INGENIERIE EN MATERIAUX, MECANIQUE, ÉNERGETIQUE ET AERONAUTIQUE

SECTEUR DE RECHERCHE : ÉNERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION

PRESENTEE PAR :

**Hugo QUINTENS**

## **L'auto-inflammation dans le mécanisme de transition de régime de combustion de la déflagration vers la détonation**

DIRECTEUR DE THESE : **MARC BELLENOUE**

CO-ENCADRANTS : **RATIBA ZITOUN ET CAMILLE STROZZI**

SOUTENANCE PREVUE LE 26 JUIN 2019

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

### JURY

#### MEMBRES

Mme. Nabiha CHAUMEIX	Directrice de recherche	Rapporteuse	Laboratoire ICARE
M. Christian Oliver PASCHEREIT	Full Professor	Rapporteur	TU Berlin
M. Philippe GILLARD	Professeur des Universités	Examineur	Université d'Orléans
M. Stéphane RICHARD	Expert Combustion	Examineur	SAFRAN HE
M. François FALEMPIN	Expert Combustion	Examineur	MBDA France
M. Marc BELLENOUE	Professeur des Universités	Directeur	ISAE-ENSMA Poitiers
Mme. Ratiba ZITOUN	Maître de Conférence	Co-encadrante	Université de Poitiers
M. Camille STROZZI	Maître de Conférence	Co-encadrant	Université de Poitiers



## Remerciements

Ce travail de thèse n'a pas été le fruit d'un travail isolé et solitaire. Aussi, il convient avant toute chose, de remercier l'ensemble des personnes qui ont rendu ce travail possible.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma plus grande gratitude à mon directeur de thèse M. Marc BELLENOUE et à mes co-encadrants Mme. Ratiba ZITOUN et M. Camille STROZZI pour leur soutien indéfectible pendant ces travaux, pour leur amitié et leur bienveillance. Nos nombreuses discussions m'ont permis de me construire professionnellement et de m'épanouir humainement.

Je remercie M. Yves GERVAIS et M. Jacques BOREE de m'avoir accueilli au sein de l'Institut Pprime, et plus particulièrement au sein du département Fluides, Thermique et Combustion.

Ces travaux font partie intégrante de la chaire industrielle CAPA, portée par M. Marc BELLENOUE. Je tiens ainsi à remercier l'ensemble des partenaires scientifiques et industriels qui ont permis la concrétisation de ce travail, à savoir l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), SAFRAN Tech et MBDA France.

Je tiens à remercier tout particulièrement Mme. Nabiha CHAUMEIX et M. Oliver PASCHEREIT d'avoir accepté de rapporter ma thèse. Je remercie M. Philippe GILLARD d'avoir accepté de présider mon jury de thèse ainsi que MM. Stéphane RICHARD et François FALEMPIN d'avoir évalué mes travaux. Les points scientifiques soulevés pendant la soutenance et les discussions qui ont suivi ont permis d'améliorer de manière significative la qualité du manuscrit.

Je tiens à remercier MM. Julien SOTTON et Bastion BOUST pour leur aide sur la mise en place et le post-traitement des mesures de flux, notamment sur les calculs d'incertitudes.

Je remercie également M. Alain CLAVERIE, spécialiste des diagnostics optiques, pour sa disponibilité, sa bonne humeur et sa gentillesse. Son expertise et ses compétences ont permis d'obtenir des visualisations extrêmement précises de phénomènes complexes, ce qui a été la pierre angulaire de ces travaux.

Je remercie MM. Maxime CARON, Jean-Carl ROUSSEAU et Nicolas PAPIN pour leur contribution majeure dans la conception pièces mécaniques pour la chambre ainsi que pour le développement de systèmes électroniques de déclenchement et d'amplification de signal. Ils ont été le soutien technique derrière le montage expérimental de cette thèse.

Je tiens également à remercier chaleureusement les techniciens et les mécaniciens de l'équipe, MM. Alain DESTOR, Benoît CARME, Jean-Christophe JOUVANNEAU et Laurick PROUTEAU. Sans eux, il n'y aurait tout simplement pas eu de chambre de combustion. Je veux également remercier M. Vincent MONTASSIER pour la quantité astronomique de mélange inerte qu'il a pu me préparer et M. Hervé DOREAU pour sa disponibilité à chaque problème informatique que j'ai pu rencontrer.

Ma gratitude s'adresse également à l'ensemble des enseignants et chercheurs que j'ai eu plaisir de côtoyer au quotidien, MM. Michel BOUSTIE, Pierre VIDAL, Thibault DE RESSEGUIER, Pascal BAUER, Djamel KARMED, Josue MELGUIZO, Jocelyn LUCHE, Zakaria BOUALI, Arnaud MURA, Ashwin CHINNAYA, Bruno COUDOUR, Vincent ROBIN, Florent VIROT, Yves BERTIN, Vincent AYEL, Florian MOREAU, et Vincent RODRIGUEZ.

Je remercie également très chaleureusement MMES Marie-Cannelle EYSSERIC, Catherine LAVALLADE et Catherine ROLLAND ainsi qu'à tout le personnel administratif de l'ENSMA pour l'aide administrative apportée tout au long de cette thèse, que ce soit pour les nombreuses commandes, pour les demandes FSD et pour les missions en France et à l'autre bout du monde. Merci également à MMES Cécile BOYER et Bénédicte CAROUGE pour toutes les ressources documentaires.

De manière générale, je tiens à saluer le travail de tous les personnels enseignants, administratifs et techniques que j'ai pu côtoyer pendant ces trois ans et demi. Il serait trop long de tous vous remercier individuellement.

J'exprime aussi tous mes remerciements à l'ensemble des doctorants, ingénieurs et stagiaires de l'équipe combustion, passés et présents avec qui j'ai eu la chance d'échanger au cours de mes travaux, Romain, Carlos, Clément, Allassane, Radouane, Aimad, Anthony, Florian Sylvain, Geoffrey, Julien, Maxime, Eglantine, Saïd, Luc, Cyprien, Sandra, Paul, Moez, Katia, Stéphane, Stéphane, Thomas, Yves, Hicham, Allessandra, Julien, Jacques, Enktavian. Félicitation aux doctorants qui ont soutenu avant moi et bon courage aux prochains !

Je tiens à avoir une pensée toute particulière pour mes deux compagnons de bureau MM. Quentin MICHALSKI et Nicolas RIAUD, qui m'auront supporté avec panache et élégance tout au long de la thèse. Merci à Quentin, qui m'aura aidé à surmonter une partie de mes démons et qui a fortement contribué à la réussite de ma thèse. Et merci à Nicolas d'avoir toujours été bienveillant et égal à lui-même. Merci également à vous pour nos débats enflammés qui m'auront ouvert les yeux sur un grand nombre de sujets.

A un niveau plus personnel, je tiens à remercier mes amis qui auront vécu la thèse au travers de ce que je leur racontais. Je veux, bien évidemment, remercier mes parents et ma famille qui ont toujours cru en moi et qui m'ont donné toute les chances de réussir dans cette grande entreprise.

Enfin, je veux remercier celle sans qui tout cela n'aurait jamais pu aboutir, celle qui m'a littéralement porté sur ses épaules et qui m'a permis d'avancer en toute circonstance. Je veux remercier, au fond, celle sans qui tout cela aurait eu beaucoup moins de sens. Merci Perrine, ta présence et ton soutien m'ont permis de devenir la personne que je rêvais d'être.

*Il vaut mieux pomper même s'il ne se passe rien  
Que risquer qu'il se passe quelque chose de pire  
En ne pompant pas.*

**Devise Shadok**



# Table des matières

Nomenclature .....	11
Liste des Figures .....	17
Liste des Tables .....	27
Introduction .....	31
1 Contexte et Analyse Bibliographique.....	39
1.1 Rappel sur les différents modes de combustion de prémélange.....	39
1.1.1 Vitesse de flamme et caractéristiques d'une déflagration de n-décane .....	39
1.1.2 L'auto-inflammation.....	47
1.1.3 La détonation.....	54
1.2 Les transitions de régime de combustion (Déflagration-Auto-allumage-Détonation)...	58
1.2.1 Transition déflagration/auto-inflammation : cliquetis.....	58
1.2.2 Transitions de régimes à partir de l'auto-inflammation .....	65
1.2.3 Mécanismes de transition vers la détonation depuis une déflagration accélérée...	71
1.3 Bilan du chapitre.....	77
2 Dispositif expérimental et métrologie .....	81
2.1 Présentation du montage expérimental .....	81
2.1.1 Présentation de la chambre de combustion.....	81
2.1.2 Description des circuits de chauffe .....	85
2.1.3 Préparation du mélange .....	87
2.1.4 Déroulement d'un essai .....	90
2.2 Diagnostics optiques .....	94
2.2.1 Strioscopie.....	95
2.2.2 Visualisation directe et strioscopie simultanées.....	98
2.3 Caractérisation du montage expérimental.....	99
2.3.1 Homogénéisation du mélange .....	99
2.3.2 Mesure du gradient thermique vertical dans la chambre .....	100
2.3.3 Reproductibilité des expériences .....	104
2.4 Évaluation numérique de l'évolution thermo-chimique des gaz frais.....	107
2.4.1 Caractérisation des schémas cinétiques utilisés .....	107
2.4.2 Présentation du code d'auto-inflammation avec historique de compression.....	108
2.5 Bilan du chapitre.....	110

3	Obtention et caractérisation des différents modes de combustion .....	113
3.1	Propagation de la déflagration et observation des transitions de régime en fin de combustion .....	113
3.1.1	Caractérisation de la déflagration de compression initiée dans la chambre : une flamme tulipe.....	113
3.1.2	Description des différents fronts réactifs .....	119
3.2	Transition vers le régime d'auto-inflammation.....	125
3.2.1	Le Front de flamme froide : front FR2 .....	125
3.2.2	Front d'auto-inflammation haute température (Main Heat Release): front FR3 131	
3.3	Régime de détonation : le front FR4.....	137
3.3.1	Vitesse de propagation du front FR4.....	137
3.3.2	Conditions d'existence d'une détonation.....	141
3.3.3	Analyse de la propagation d'ondes de chocs post-détonation.....	142
3.4	Bilan du chapitre.....	144
4	Influence des conditions thermodynamiques sur les mécanismes de transition : Analyse et prédiction .....	147
4.1	Influence des conditions thermodynamiques initiales sur les transitions de régimes..	147
4.1.1	Conditions thermodynamiques des gaz au moment de l'apparition des différents fronts réactifs.....	147
4.1.2	Influence de la température sur les conditions d'apparition des transitions de combustion.....	149
4.1.3	Influence d'une variation de richesse sur les conditions d'apparition des transitions.....	152
4.1.4	Influence de la pression sur les conditions d'apparition des transitions .....	157
4.1.5	Conclusions partielles.....	159
4.2	Facteurs et mécanismes de transition vers la détonation .....	160
4.2.1	Etude des facteurs de transition vers la détonation du fait de l'état thermodynamique $F_1$ .....	160
4.2.2	Etude du mécanisme de transition vers la détonation pour les essais passant par le point thermodynamique $F_1$ .....	162
4.2.3	Prédiction de l'apparition d'une détonation dans les gaz frais.....	168
4.2.4	Facteurs de transition vers la détonation pour d'autres conditions d'essais.....	176
4.2.5	Conclusions partielles .....	180

4.3	Prédiction de la transition vers la détonation sur l'ensemble des essais .....	182
4.3.1	Analyse via le diagramme de Bradley .....	182
4.3.2	Critère de prédiction de la DAIDT .....	187
4.3.3	Conclusions partielles .....	192
4.4	Bilan du chapitre.....	193
5	Influence du gradient initial de température sur les transitions de régimes de combustion	197
5.1	Variation de la topologie de l'auto-inflammation .....	197
5.1.1	Détermination expérimentale de la distribution de température.....	197
5.1.2	Influence du gradient de température sur l'évolution de la pression pendant les transitions de régime.....	206
5.2	Influence du gradient de température sur la DAIDT dans le cas d'auto-inflammation 1D	211
5.2.1	Propension à transiter vers la détonation .....	211
5.2.2	Transition vers la détonation par le mécanisme de SWACER.....	212
5.3	DAIDT dans un cas fortement tridimensionnel.....	222
5.3.1	Mise en évidence de l'existence d'un mécanisme différent de transition vers la détonation dans la configuration de chauffe à gradient positif .....	222
5.3.2	Mise en évidence d'un mécanisme différent de transition vers la détonation par SWACER .....	223
5.4	Bilan du chapitre.....	228
	Conclusion et perspectives .....	231
	Annexes.....	239
A.	Théorie de l'explosion thermique de Semenov .....	239
B.	Mécanismes chimiques de l'auto-inflammation.....	241
C.	Mesure de délais d'auto-inflammation en tube à choc .....	244
D.	Mesure de délais d'auto-inflammation en MCR .....	245
E.	Développement des équations bilans dans le cadre de la théorie de Chapman Jouguet	248
F.	Détermination des conditions thermodynamiques initiales d'études .....	250
G.	Détail du calcul des incertitudes sur la mesure de pression de température et de flux de chaleur .....	254
H.	Adiabaticité de la compression des gaz frais dans la chambre de combustion.....	257
I.	Méthode de Flot optique (Optical Flow) .....	260

J.	Méthode numérique de calcul de la célérité de Chapman Jouguet $D_{CJ}$ .....	264
K.	Traitement d'image pour le calcul de la vitesse du front FR3 .....	265
L.	Détermination des conditions thermodynamiques de pression, de température et de composition de mélange au cours des transitions de régime de combustion .....	267
M.	Calcul de la fraction massique de gaz frais dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide .....	269
N.	Détails du calcul du critère de transition vers la détonation et des éléments du formalisme de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) à la stœchiométrie .....	271
	Bibliographie .....	276

# Nomenclature

## Acronymes

---

ACARE	<i>Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe</i>
ANR	Agence Nationale de la Recherche
BOS	<i>Background Oriented Schlieren</i>
CAPA	mode de Combustion Alternative pour la Propulsion Aérobie
CV2	<i>Constant Volume Combustion Vessel (CVCV)</i>
CVC	<i>Constant Volume Combustion</i>
CVCC	<i>Constant Volume Combustion Chamber</i>
DAC	<i>Dual Annular Chamber</i>
DAIDT	<i>Deflagration – Autoignition – Detonation Transition</i>
DAIT	<i>Deflagration – Autoignition Transition</i>
DGA	Direction Générale de l'Armement
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
GFC	<i>Groupement Français de la Combustion</i>
HTR	<i>High Temperature Reactions</i>
IEA	<i>Energy Information Administration</i>
LDI	<i>Lean Direct Injection</i>
LEAP	<i>Leading Edge Aviation Propulsion</i>
LED	Diode Electroluminescente
LPP	<i>Lean Premixed Prevaporized</i>
LTR	<i>Low Temperature Reactions</i>
MCR	Machine à Compression Rapide
MHR	<i>Main Heat Release</i>
NTC	<i>Negative Temperature Coefficient</i>
PDE	<i>Pulsed Detonation Engine</i>
PEEK	Polyétheréthercétone
PGC	<i>Pressure Gain Combustion</i>

PID	Proportionnel, Intégral, Dérivée
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PLIF	<i>Planar Laser-Induced Fluorescence</i>
PMH	Point Mort Haut
PTC	<i>Positive Temperature Coefficient</i>
RAPID	Régime d'appui à l'innovation duale
RDE	<i>Rotating Detonation Engine</i>
RQL	<i>Rich burn, Quick mix, Lean burn</i>
SCOP	<i>Spherical Chamber with Optical Access</i> , Chambre de combustion sphérique
SEC	<i>Shockless Explosion Combustion</i>
SWACER	<i>Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release</i>
UHBR	<i>Ultra High Bypass Ratio</i>
ULTIMATE	<i>Ultra-Low emission Technology Innovations for Mid-Century Aircraft Turbine Engine</i>
LWI	<i>Livengood Wu Integral</i>
TU	<i>Technische Universität</i>
TVS	Tension de Vapeur Saturante (montage experimental)

## Formules chimiques

Ar	Argon
CH <sub>3</sub>	Méthyle
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	Ethylène
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	Ethyle
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	Ethane
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	Propane
C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	n-décane
C <sub>n</sub> H <sub>m</sub>	Hydrocarbure a n atomes de carbone et m atomes d'hydrogène

CO <sub>2</sub>	Dioxyde de carbone
H	Atome d'hydrogène
H <sub>2</sub> O	Eau
HO <sub>2</sub>	Radical Péroxyde
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	Péroxyde d'hydrogène
M	Molécule ne participant pas à la réaction chimique
N <sub>2</sub>	Diazote
NO <sub>x</sub>	Oxydes d'azote
O <sub>2</sub>	Dioxygène
O	Atome d'oxygène
OH	Radical Hydroxyle
QOOH	Radical Hydroperoxyalkyle
R	Radical Alkyle
RH	Alcane

## Exposants et indices

0	Indice se référant à l'état thermodynamique initial dans la chambre
1	Indice se référant à l'état thermodynamique au moment de l'apparition de la flamme froide
2	Indice se référant à l'état thermodynamique au moment de l'apparition du fort dégagement de chaleur de l'auto-inflammation
3	Indice se référant à l'état thermodynamique au moment de l'apparition de la détonation
<i>ad</i>	Indice se référant aux conditions adiabatiques
<i>ad core</i>	Indice se référant à la notion de Coeur adiabatique
<i>amortissement</i>	Indice se référant à la distance d'amortissement d'une onde de pression
<i>b</i>	Indice ou exposant se référant aux gaz brûlés
<i>c</i>	Indice se référant aux conditions de chauffe

CJ	Indice se référant à l'état thermodynamique de Chapman Jouguet
DETO	Indice se référant au front de détonation
EOC	Indice se référant à l'état thermodynamique à la fin de la compression
f	Indice se référant aux gaz frais
F	Indice se référant au Fuel
FF	Indice relatif à la flamme froide
FR	Indice relatif à un front réactif
<i>l</i>	Indice se référant à une déflagration laminaire
max	Indice se référant à la valeur maximale d'une grandeur physique
<i>mean</i>	Indice se référant à la valeur moyenne d'une grandeur physique
MHR	Indice relatif au front de MHR
Ox	Indice se référant à l'Oxydant
P	Indice se référant aux Produits
<i>pres</i>	Indice relatif au temps caractéristique d'homogénéisation transverse de la pression
s	Indice se référant à la stoechiométrie
SP	Indice se référant au front de MHR
<i>u</i>	Indice ou exposant se référant aux gaz frais
W	Indice se référant à l'état thermodynamique sur la paroi interne de la chambre
ZND	Indice se référant à l'état thermodynamique ZND

## Symboles grecs et latins

---

$\rho$	Densité [kg.m <sup>-3</sup> ]
$\beta$	Critère de Sankharan
$\phi$	Richesse du mélange
$\gamma$	Coefficient adiabatique
$\Gamma$	Pourcentage de compression des gaz frais

$\eta$	Rendement thermique
$\tau$	Délai d'auto-inflammation [ms]
$\tau_e$	Temps d'excitation chimique [ms]
$\xi$	Rapport entre la vitesse du son et la vitesse de propagation du front de MHR
$\xi_l$	Valeur limite de Bradley entre la deflagration supersonique et la détonation
$\xi_u$	Valeur limite de Bradley entre l'auto-inflammation séquentielle et la détonation
$\epsilon$	Rapport entre le temps acoustique et le temps d'excitation chimique
$\nu$	Coefficient stoechiométrique
$\nu_{i,k}$	Coefficient stoechiométrique de l'espèce reactive $i$ pour la $k^{\text{ième}}$ réaction du mécanisme réactionnel
$\nu'_{i,k}$	Coefficient stoechiométrique de l'espèce (produit) $i$ pour la $k^{\text{ième}}$ réaction du mécanisme réactionnel
$\psi_i$	Espèce intermédiaire $i$ employée dans les mécanismes réactionnels
$\lambda$	Taille de cellule [mm]
$\sigma$	Rapport de densité entre les gaz frais et les gaz brûlés
$A$	Relatif à une surface [m <sup>2</sup> ]
$a$	Vitesse du son dans les gaz [m.s <sup>-1</sup> ]
$c$	Variable d'avancement
$CA$	Crank Angle [°]
$C_p$	Capacité calorifique massique à pression constante [J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$d$	Distance entre le noyau d'auto-inflammation et la paroi latérale de la chambre
$D$	Coefficient de diffusivité moléculaire du n-décane dans un mélange O <sub>2</sub> /Ar
$D_{CJ}$	Vélocité de Chapman Jouguet de détonation [m.s <sup>-1</sup> ]
$D_{ij}$	Diffusivité moléculaire [m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$e$	Épaisseur de la couche limite thermique [mm]
$E_a$	Énergie d'activation du mélange [J/mol]
$f$	Terme correctif de Luijten et al pour la fraction massique de gaz résiduels
$h$	Correspond à une hauteur [mm]

L	Longueur longitudinale de la chambre de combustion
$L_i$	Épaisseur de la zone d'induction de la détonation
n	Nombre de mole
N	Indice de refraction d'un gaz
P	Pression [bar]
S	Entropie [J]
T	Température [K]
$t_a$	Temps acoustique [ms]
$t_i$	Temps d'induction chimique [ms]
U	Vitesse [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]
V	Volume [ $\text{m}^3$ ]
$x$	Fraction massique des gaz brûlés
Y	Fraction massique

## Liste des Figures

Figure 0-1 (A) Description schématique (diagrammes P, V et T, S) du cycle de Brayton, noir et d'Humphrey, rouge (B) Comparaison de l'évolution du rendement d'une turbomachine en fonction du taux de compression pour différents cycles thermodynamiques (Brayton : rouge, Humphrey : bleu et Fickett-Jacobs : vert) .....	32
Figure 1-1 Structure d'une flamme laminaire pré-mélangée d'après la théorie de Mallard et Le Chatelier, schéma issu de la thèse de Le Dortz [23] .....	42
Figure 1-2 Vitesse de flamme laminaire non étirée pour un mélange n-décane/air à température initiale $T_0 = 400$ K et à pression initiale $P_0 = 1$ bar – Simulations numériques réalisées avec le schéma cinétique JetSurF 2.0 et le code de calcul Cantera [23] .....	43
Figure 1-3 Simulation numérique montrant la propagation d'une déflagration dans une chambre fermée et la formation de la flamme tulipe. Les différentes flèches représentent le champ de vitesse dans la chambre au cours du temps. Le pas de temps entre chaque image est de 5 ms.....	44
Figure 1-4 Simulation numérique de propagation d'une flamme $H_2/O_2$ à la stœchiométrie dans un tube fermé. Propagation hémisphérique de la flamme (a et b), propagation « finger » (c et d), propagation plane (e) et flamme tulipe (f) [35] .....	45
Figure 1-5 Evolution de pression dans une machine à compression rapide et mise en évidence d'une auto-inflammation en deux étapes pour un mélange n-décane/air. Définition des délais d'auto-inflammation: $\tau_1$ : première étape, $\tau_2$ : seconde étape [44] .....	48
Figure 1-6 Taux de consommation de combustible en fonction de la température. Mélange n-pentane-air stœchiométrique, $P = 16$ bar [45] Description du mécanisme d'auto-inflammation issu de la thèse de Strozzi [46].....	50
Figure 1-7 Comparaison des mesures de délai d'auto-inflammation entre les essais de Kumar et al. avec une sélection de mesure de délai d'auto-inflammation du n-décane réalisée en tube à choc. Figure issue de [44] .....	51
Figure 1-8 (A) Courbe de validation du schéma de Zhukov et al. [54] à partir de leurs données expérimentales [49] (B) Courbe de validation du schéma de Bikas et Peters [53] à partir des données expérimentales de Pfahl et al. [48] (C) Courbe de validation du schéma de Westbrook et al. [52] (triangles rouges) à partir des données expérimentales de [45], [48], [49], [53], [55] ...	52
Figure 1-9 (A) Évolution de la pression de contrôle et de la pression dans le réacteur et définition des variables d'intérêt : $t_c$ le temps de compression et $\tau$ le délai d'auto-inflammation. (B) Évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la durée de compression pour différentes pressions initiales .....	53
Figure 1-10 Évolution de la variable d'avancement $c$ , définie par l'équation , en fonction de la durée de compression $t_c$ pour différentes pressions initiales .....	54
Figure 1-11 Représentation schématique du modèle de Chapman Jouguet.....	55
Figure 1-12 Front de détonation ZND ( $D = \text{constante} \geq D_{CJ}$ ) et évolution de la pression P et de la température T derrière celui-ci [8].....	56
Figure 1-13 Représentation schématique de la propagation d'un front de détonation et de sa structure 2D au cours du temps [64] .....	57

Figure 1-14 Comparaison des signaux de pression obtenus lors d'un super-cliquetis, d'une auto-inflammation dans la chambre (cliquetis) ou pour un fonctionnement normal [13] .....	59
Figure 1-15 Champs de température (gauche) vitesse de propagation du front d'auto-inflammation (milieu) et critère $\beta$ (droite) à $t = 0, 10$ et $30$ ms après le point mort haut [80].	61
Figure 1-16 Schéma du mécanisme d'auto-inflammation séquentielle au travers de (A) l'évolution de température et (B) l'évolution du temps d'induction dans la chambre de combustion .....	63
Figure 1-17 Évolution de la pression pendant le phénomène de cliquetis pour différentes conditions de pression et de température. (A) Différentes pressions initiales et même rapport de compression, (B) différents rapports de compression et même pression de PMH pour des essais stoechiométriques d'isooctane/air .....	63
Figure 1-18 Évolution de la température initiale dans le cas canonique de l'équipe de Bradley [19], [91]–[94] .....	66
Figure 1-19 Diagramme $(\xi, \epsilon)$ de régimes de combustion atteignables après une auto-inflammation par point chaud présentant la péninsule de détonation et les autres régimes de combustion. Les symboles indiquent les données pour différents combustibles utilisés (ronds : $H_2/CO/air$ , carrés : $n-C_7H_{16}/air$ et triangles : $i-C_8H_{18}/air$ ) [94] .....	68
Figure 1-20 Diagrammes $x/t$ (en temps adimensionné) de température et de pression pour différentes conditions de confinement inertiel [18].....	70
Figure 1-21 Visualisation par strioscopie de la transition vers la détonation dans un tube pour un mélange $H_2/O_2$ à une fréquence d'acquisition $200$ kHz.....	72
Figure 1-22 Schématisation et visualisation par strioscopie du comportement d'une flamme laminaire dans un tube à choc en présence d'obstacles pour différents rapports de blocage (Johansen et Ciccarelli, [112]) .....	74
Figure 2-1 Vue éclatée de la chambre de combustion (A) et photographies de la chambre (B et C).....	82
Figure 2-2 (A) Vue du corps central dans le plan $(x, y)$ , (B) Vue du corps central dans le plan $(z, y)$ .....	83
Figure 2-3 Schéma du système de fixation de la chambre de combustion.....	84
Figure 2-4 Schéma de la flasque (A) et vue en coupe présentant les emplacements des cartouches chauffantes (B).....	84
Figure 2-5 Schéma d'un hublot associé à son support hublot (A : vue de face et B : vue de côté) et de la mise en position du hublot dans la flasque (C) .....	85
Figure 2-6 (A) Schéma du système de chauffe « uniforme » de la chambre, (B) exemple de distribution de température ( $\square$ ) et de gradient thermique ( $\diamond$ ) dans la chambre le long de l'axe $y$ pour une température de consigne de $418$ K.....	86
Figure 2-7 Positionnement et attribution des cartouches chauffantes dans une flasque de la chambre de combustion (jaune : bas et rouge : corps) .....	87
Figure 2-8 (A) Schéma du système de chauffe différentielle de la chambre, (B) exemple de distribution de température ( $\square$ ) dans la chambre le long de l'axe $y$ pour une chauffe plus importante dans le bas de la chambre.....	87

Figure 2-9 Courbe de pression de vapeur saturante en fonction de la température pour deux fuels différents : le n-décane (orange), l'iso-octane (rouge).....	88
Figure 2-10 Évolution de la pression en fonction du volume de n-décane injecté dans la chambre. Un accroissement linéaire traduit une vaporisation parfaite du n-décane dans la chambre. ....	89
Figure 2-11 Schéma explicatif de la phase de compression des gaz d'un essai à haute température (A à C) D : Visualisation directe de la flamme dans la partie supérieure de la chambre E : Visualisation par strioscopie de la flamme dans la zone de visualisation utilisée pour l'étude...	92
Figure 2-12 Schéma explicatif de la deuxième phase d'un essai à haute température.....	93
Figure 2-13 Visualisation par strioscopie des différents fronts réactifs observables dans la phase de transition de l'essai A : deuxième front réactif, B : troisième front réactif et C : quatrième front réactif.....	94
Figure 2-14 Schéma explicatif d'un montage de strioscopie .....	96
Figure 2-15 Représentation du montage expérimental de strioscopie avec LED collimatée (A) schéma 2D, (B) Représentation 3D.....	98
Figure 2-16 Schéma du montage expérimental couplé aux systèmes optiques de strioscopie et de visualisation directe simultanées .....	99
Figure 2-17 (A) Évolution des signaux de pression et (B) Évolution de la dérivée de pression associée en fonction du temps de relaxation avant l'initiation de la combustion (7 min : bleu ; 10 min : noir ; 20 min : vert ; 30 min : rouge) pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar avec P <sub>0</sub> = 2 bar et T <sub>0</sub> = 422 K. ....	100
Figure 2-18 Température (A) et gradient de température (B) locaux initialement présents dans la chambre à pression atmosphérique sans introduction de réactifs pour différentes consignes de chauffe uniforme (carrés : 408 K ; losanges : 418 K ; triangle : 428 K ; rond : 438 K). ....	101
Figure 2-19 (A) Évolution de la température et (B) évolution du gradient de température à l'intérieur de la chambre de combustion pour chaque configuration de chauffe différentielle (rouge : gradient positif, bleu : gradient nul et vert : gradient négatif) .....	103
Figure 2-20 Évolution du gradient spatial de température pour différentes configurations de chauffe (rouge : gradient positif (A3), bleu : gradient faible (A2), vert : gradient négatif (A1) et noir : chauffe Uniforme A) .....	104
Figure 2-21 Reproductibilité d'essais successifs pour une mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar pour une pression initiale P <sub>0</sub> = 3 bar et pour une condition de chauffe Uniforme A .....	105
Figure 2-22 Evolution schématique de la température en proche paroi .....	106
Figure 2-23 Évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la température pour une pression d'auto-inflammation de 14 bar calculée à l'aide de différents schémas cinétiques (marqueurs vides) comparés aux mesures de Pfahl et al. (triangles pleins) et de Zhukov et al. (cercles pleins) et Kumar et al.(carrés et losanges pleins).....	108
Figure 2-24 Mécanisme de compression pour prendre en compte l'historique de compression dans les calculs d'auto-inflammation .....	109

Figure 2-25 Comparaison entre un essai expérimental à $P_0 = 3$ bar, $T_c = 418$ K et $\Phi = 0.8$ (point gris et courbe rouge, filtrage passe bande) et trois simulations numériques d'auto-inflammation à partir de différentes températures initiales ( $T_0$ de 420 K à 430 K), [57] .....	110
Figure 3-1 Schéma du montage expérimental utilisé dans les conditions de pression et de températures modérées : (A) face avant et (B) vue de côté.....	114
Figure 3-2 Visualisation directe de la propagation de la déflagration dans la chambre et formation de la flamme tulipe pour un mélange stœchiométrique $C_3H_8/O_2/Ar$ à $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 300$ K [136] .....	116
Figure 3-3 Évolution de la pression pendant la combustion d'un mélange stœchiométrique de $C_3H_8/O_2/Ar$ à $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 300$ K. ....	116
Figure 3-4 Comparaison entre la visualisation directe d'une flamme tulipe de $C_3H_8/O_2/Ar$ positionnée entre 80 et 120 mm et initié à $T_0 = 300$ K et $P_0 = 1$ bar (A et B) et 4 strioscopies de flammes tulipes de $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ initiée à $T_0 = 438$ K et $P_0 = 3$ bar (C, D, E et F), positionnées entre 132 et 172 mm dans la chambre et enregistrées à $t = 15.6$ ms.....	118
Figure 3-5 (A) Vue du dessus de la flamme tulipe dans la chambre de combustion (B) vue 3D de la structure de la flamme tulipe et (C) Visualisation strioscopique de la flamme avec positionnement des parois et du capteur.....	119
Figure 3-6 Strioscopie des différents régimes de combustion observées en fin de combustion pour une configuration de chauffe Uniforme A et un mélange stœchiométrique de $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ à $P_0 = 3$ bar et $T_0 = 421.6$ K, condition E1. Fréquence d'acquisition de la caméra : 63 kHz.....	121
Figure 3-7 Évolution de la pression et de la dérivée de pression dans la zone temporelle d'apparition des fronts FR2 et FR3 pour un mélange stœchiométrique de $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ à $P_0 = 3$ bar et $T_0 = 421.6$ K.....	122
Figure 3-8 Strioscopie des différents régimes de combustion observées en fin de combustion pour une configuration de chauffe Uniforme D et un mélange stœchiométrique de $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ à $P_0 = 3$ bar et $T_0 = 456$ K, condition E2. Fréquence d'acquisition de la caméra : 120 kHz.....	123
Figure 3-9 Visualisation par strioscopie de la propagation du front FR4 pour une configuration de chauffe Uniforme D et un mélange stœchiométrique de $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ avec $P_0 = 3$ bar et $T_0 = 456$ K. $t_3$ représente l'instant d'apparition du front FR4 dans les gaz frais. Fréquence d'acquisition caméra : 1 MHz.....	124
Figure 3-10 Évolution de la pression dans la chambre pendant un essai réalisé dans les conditions E1 (A) et E2 (B).....	125
Figure 3-11 Visualisation du front de flamme froide par strioscopie (A), par une méthode de soustraction d'images (B) et par la méthode de flot optique suivant l'algorithme amélioré de Horn Schunck (C) pour un mélange stœchiométrique de $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ à $T_0 = 438$ K et $P_0 = 3$ bar, [136] .....	127
Figure 3-12 Visualisation simultanée en strioscopie (A, C, E, G) et en chimiluminescence à large spectre (B, D, F, H) de la propagation de trois fronts réactifs successifs FR1, FR2 et FR3 correspondant respectivement à la déflagration, la flamme froide et le front de MHR pour un mélange stœchiométrique de $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ à $P_0 = 3$ bar et $T_0 = 421.6$ K (Uniforme A) .....	129

Figure 3-13 Visualisation du gradient d'indice optique au cours d'un essai avant l'apparition de la flamme froide (A) et après sa propagation dans les gaz frais (B). Observation de la structure cellulaire de la flamme à ces deux instants sur un domaine restreint des gaz frais (respectivement A' et B').....	130
Figure 3-14 Évolution de la température dans la chambre de combustion suite à une compression isentropique des gaz frais passant de $P_0 = 3$ bar à $P_{II}$ pour les deux conditions thermodynamiques d'essais E1 et E2. ....	132
Figure 3-15 Evolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la température pour les conditions thermodynamiques d'apparition du FR2 .....	133
Figure 3-16 Tracé de deux contours successifs superposée à une visualisation par strioscopie mettant en évidence la propagation du front FR3 dans la condition E2.....	135
Figure 3-17 Évolution de la température et identification des étapes de l'auto-inflammation à l'aide d'un calcul 0D à pression constante pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar à $P_1 = 17.41$ bar et $T_1 = 740$ K.....	136
Figure 3-18 Evolution de la pression dans la chambre et superposition du signal avec un calcul d'auto-inflammation avec historique de compression pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar à $T_0 = 421.6$ K (Uniforme A) et $P_0 = 3$ bar [136]. ....	137
Figure 3-19 (A) Évolution du contour du front FR4 pendant sa propagation (B) Evolution de la vitesse de propagation dans les gaz frais (C) et dans les gaz brûlés.....	139
Figure 3-20 Traitement d'image par la méthode de flot optique pour la propagation du FR4	140
Figure 3-21 (A) Visualisations en strioscopie de la phase de propagation de la détonation dans les gaz frais et des ondes de choc dans les gaz brûlés synchronisées avec (B) le signal de pression. Les pressions et instants correspondants aux images de strioscopies sont matérialisés par un cercle. ....	143
Figure 4-1 Exemple d'évolution de la pression et de la température dans les gaz frais pendant les transitions de régime de combustion pour un cas de DAIDT (symboles vides) à $P_0 = 3$ bar, dans la configuration de chauffe Uniforme B ( $T_0 = 433.3$ K) et $\Phi = 1$ et pour un cas de DAIT (symboles pleins) à $P_0 = 3$ bar, dans la configuration de chauffe Uniforme D ( $T_0 = 456$ K) et $\Phi = 1$ [142].....	148
Figure 4-2 Conditions thermodynamiques d'apparition des différents fronts réactifs dans la chambre de combustion pour différentes températures initiales moyennes $T_0$ (bleu : 421.6 K, vert : 433.3 K, rouge : 445 K et noir : 456 K) pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar à $P_0 = 3$ bar.....	149
Figure 4-3 Analyse statistique de la transition vers la détonation (DAIDT) en fonction de la température initiale moyenne $T_0$ pour une pression initiale $P_0$ de 3 bars.....	150
Figure 4-4 Évolution de la pression et de la température dans les gaz frais issus de calculs d'auto-inflammation avec historique de compression avec différents temps de combustion (A : 3 ms et B : 300 ms) pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar à une pression initiale $P_0 = 3$ bar et pour une température initiale moyenne $T_0 = 456$ K.....	151

Figure 4-5 Température dans les gaz frais aux moments de l'apparition des différents fronts réactifs (A), température centrée sur l'apparition de la flamme froide (B), température centrée sur l'évolution du MHR (C) .....	152
Dans le cas de calcul présentant une compression rapide, la température d'apparition de la flamme froide est de 770 K et cette dernière apparaît après une compression de 1.5 ms. Compte tenu du facteur de décroissance observé expérimentalement sur $T_1$ (environ $1 \text{ K.ms}^{-1}$ ), la température extrapolée à une durée de compression de 15 ms est d'environ 760 K. Cette valeur corrèle donc relativement bien avec les données expérimentales, proches de 740 K (Figure 4-6). .....	152
Figure 4-7 Evolution des conditions thermodynamiques d'apparition des différents fronts réactifs dans la chambre de combustion pour différentes températures initiale $T_0$ de 438 K à 468 K pour un mélange de $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$ à $P_0 = 3 \text{ bar}$ et pour différentes richesses ( $\Phi = 0.7$ : vert, $\Phi = 0.85$ : rouge et $\Phi = 1$ : noir) .....	153
Figure 4-8 Température dans les gaz frais au moment de l'apparition des différents fronts réactifs (A), température centrée sur l'apparition de la flamme froide (B) température centrée sur l'évolution du MHR (C) pour différentes richesses (vert : $\Phi = 0.7$ , rouge : $\Phi = 0.85$ et noir : $\Phi = 1$ ), pour une pression initiale de $P_0 = 3 \text{ bar}$ , et pour des température initiales moyennes variant entre 421 et 456 K .....	154
Figure 4-9 Analyse statistique de la transition vers la détonation (DAIDT) en fonction de la température initiale moyenne $T_0$ pour une pression initiale $P_0 = 3 \text{ bar}$ et pour différentes richesses (triangles bleus : $\Phi = 0.7$ , losanges oranges : $\Phi = 0.85$ et cercles gris : $\Phi = 1$ ) .....	155
Figure 4-10 Visualisation par strioscopie de deux cas de propagation de détonation dans la chambre de combustion. (A) $P_0 = 3 \text{ bar}$ , $T_0 = 456 \text{ K}$ et $\Phi = 1$ (B) $P_0 = 3 \text{ bar}$ , $T_0 = 456 \text{ K}$ et $\Phi = 0.7$ .....	156
Figure 4-11 Évolution du signal de pression dans la chambre à partir de l'apparition de la flamme froide pour deux conditions de richesses différentes ( $\Phi = 1$ : bleu et $\Phi = 0.7$ : orange) pour une pression initiale $P_0 = 3 \text{ bar}$ et une température initiale moyenne $T_0 = 456 \text{ K}$ (A) recalage des signaux par rapport à $t_1$ et (B) recalage des signaux à partir de $t_3$ .....	156
Figure 4-12 Évolution des conditions de température et de pression d'apparition des différents fronts réactifs pour différentes pression initiales ( $P_0 = 1.5 \text{ bar}$ : bleu, $P_0 = 2 \text{ bar}$ : vert, $P_0 = 2.5 \text{ bar}$ : rouge, $P_0 = 3 \text{ bar}$ : noir) pour différentes températures initiales moyennes $T_0$ (de 421 à 456 K) pour un mélange stœchiométrique de $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$ . .....	157
Figure 4-13 Analyse statistique de la transition vers la détonation (DAIDT) en fonction de la température initiale $T_0$ pour différentes pression initiales .....	158
Figure 4-14 Visualisation par strioscopie de la propagation de la flamme et des fronts d'auto-inflammation et de détonation pour deux essais issus respectivement des jeux Exp1 (A) et Exp2 (B) .....	161
Figure 4-15 Evolution de la vitesse de propagation du front de MHR pour chaque jeu d'essais (Exp1 : rouge et Exp2 : bleu) .....	163
Figure 4-16 Évolution de la vitesse de propagation du front de MHR à $t = t_1$ dans la chambre, calculée à partir du gradient initial de température avec (symboles creux) et sans prise en compte	

l'historique de compression (symboles pleins) lié à la propagation de la déflagration, pour chaque ensembles d'essais Exp1 et Exp2.....	165
Figure 4-17 Évolution du couple de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) pendant la propagation du front de MHR dans la chambre pour chaque jeu d'essais Exp1 et Exp2 étudié déterminés expérimentalement (symboles en couleur) et par le calcul (symboles en noir) [94] .....	167
Figure 4-18 Évolution de la pression (lignes pleines) et de la dérivée de pression (lignes pointillées) pour deux essais de référence appartenant respectivement à Exp1 (bleu : DAIT) et Exp2 (rouge :DAIT) .....	169
Figure 4-19 Agrandissement de la Figure 4-18 au moment de l'apparition des transitions de régime (A) Exp1 et (B) Exp2 .....	169
Figure 4-20 (A) Évolution de la température dans le noyau chaud pour la configuration numérique étudiée par Zander et al. [145] et (B) Évolution de la température dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour deux configurations de chauffes uniformes (B, carrés et D, cercles). Pour ces configurations, le point $x = 0$ correspond à la position de la flamme tulipe .....	170
Figure 4-21 Description schématique des températures et des hauteurs considérées lors du calcul du seuil $\alpha$ pour le critère de Zander et al. avec les approches globales et locales.....	173
Figure 4-22 Visualisation par (A) strioscopie (B) warping d'image de la propagation d'ondes de pression dans les gaz frais pendant la propagation du MHR dans les gaz frais pour un mélange stœchiométrique n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar pour une configuration de chauffe Uniforme D et à P <sub>0</sub> = 3 bar .....	177
Figure 4-23 Schéma explicatif des différents temps caractéristiques associés à la propagation d'ondes de pression dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide.....	178
Figure 4-24 Position des couples de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar (bleu : DAIT et rouge : DAIT) .....	185
Figure 4-25 Position des couples de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar (losanges bleus : DAIT et carrés rouges : DAIT) et à richesse 0.7 (triangles verts :DAIT et cercles grenats :DAIT) .	185
Figure 4-26 Distributions de la température issues de la même configuration de chauffe (Uniforme D) dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour deux richesses différentes ( $\phi = 1$ :carrés rouges, et $\phi = 0.7$ :cercles noirs).....	187
Figure 4-27 Evolution du signal expérimental de pression et approximation polynomiale associée pour un essai stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar pour une configuration de chauffe Uniforme B à une pression initiale de P <sub>0</sub> = 3 bar.....	191
Figure 5-1 (A) Distribution verticale de la température dans la chambre pour chaque configuration de chauffe différentielle A1, A2 et A3 (respectivement vert : gradient négatif, bleu : gradient faible et rouge : gradient positif) et pour deux configurations de chauffe Uniforme A et B (respectivement noir : T <sub>c</sub> = 408 K et gris : T <sub>c</sub> = 418 K) (B) Distribution verticale de température calculée dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration de chauffe différentielle (A1 : vert, A2 : bleu et A3 : rouge) .....	198

Figure 5-2 Visualisation par striescopie (couteau horizontal) des transitions de régime de combustion dans la chambre de combustion pour les trois configurations de chauffe différentielle étudiées : (A) gradient négatif (A1) (B) gradient faible (A2) (C) gradient positif (A3).....	202
Figure 5-3 Visualisation par striescopie du front de flamme froide et représentation schématique de la répartition de température au moment de l'apparition de la flamme froide dans un plan passant par le centre de la chambre et parallèle au plan de visualisation pour les différentes configurations de chauffe différentielles (A : gradient négatif (A1), B : gradient faible (A2) et C : gradient positif (A3)). Certains fronts de flamme froide, peu visibles, sont mis en évidence par des lignes blanches .....	205
Figure 5-4 Évolution de la pression dans la chambre de combustion pour chaque configuration de chauffe étudiée (A : gradient négatif (A1), B : gradient faible (A2) et C : gradient positif (A3)) .....	207
Figure 5-5 Évolution de pression centré sur l'instant d'apparition de la flamme froide pour chaque configuration, (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3 .....	210
Figure 5-6 Évolution de la dérivée de pression centrée sur l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3.....	210
Figure 5-7 Évolution du pourcentage de transition vers la détonation observée en fonction de $\Delta\tau_i/\tau_e$ calculé à partir de la Table 5-3.....	214
Figure 5-8 Position des couples de Bradley ( $\xi, \epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre pour l'ensemble des essais réalisés à la stœchiométrie (bleu : DAIT en chauffe uniforme, rouge : DAIDT en chauffe uniforme, vert: DAIT en chauffe à gradient fort et orange: DAIDT en chauffe à gradient faible) .....	216
Figure 5-9 Visualisation par striescopie de la propagation du front de MHR avec génération d'ondes de pression dans les gaz frais pour trois essais (A, B et C) réalisés dans la configuration de chauffe gradient faible A2 ( $\text{grad}T \approx -0.25 \text{ K.mm}^{-1}$ ) à $P_0 = 3 \text{ bar}$ pour un mélange stœchiométrique de $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$ .....	218
Figure 5-10 (A) Visualisation par striescopie de l'effet de la propagation d'ondes de pression dans les gaz frais après le passage de la flamme froide sur la structure cellulaire de la flamme tulipe et (B) Traitement par flot optique des images pour la configuration de chauffe gradient faible (A2) à $P_0 = 3 \text{ bar}$ pour un mélange stœchiométrique de $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$ .....	220
Figure 5-11 Évolution de la pression au cours du temps pour l'essai considéré sur la Figure 5-10 (A) et zoomé sur la flamme froide (B), dans la configuration de chauffe à gradient faible (A2) à $P_0 = 3 \text{ bar}$ pour un mélange stœchiométrique de $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$ .....	221
Figure 5-12 Transformée de Fourier du signal de pression entre les instant d'apparition de la flamme froide $t_1$ et de la détonation $t_3$ , dans la configuration de chauffe à gradient faible (A2) à $P_0 = 3 \text{ bar}$ pour un mélange stœchiométrique de $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$ .....	221
Figure 5-13 Schéma simplifié présentant : (A) la génération d'ondes de pression pendant la propagation de la flamme froide, (B) leurs propagations dans la chambre « dans toutes les	

directions » et (C) leurs propagations, après réflexion contre les parois latérales, dans la largeur de la chambre.....	222
Figure 5-14 Position des couples de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre (bleu : DAIT en chauffe uniforme, rouge : DAIDT en chauffe uniforme, vert: DAIT en chauffe à gradient négatif (A1), orange: DAIDT en chauffe à gradient faible (A2) et noir : DAIDT en chauffe à gradient positif (A3)) .....	223
Figure 5-15 (A) Évolution de la pression centrée sur l'instant d'apparition de la flamme froide et (B) évolution de la dérivée de pression. Graphes issus de la Figure 5-5-C et de la Figure 5-6-C. ....	224
Figure 5-16 Visualisation par striescopie de la propagation du MHR et de la formation d'une détonation à très haute fréquence (Shimadzu HPVX2 $f = 500$ kHz), dans la configuration de chauffe gradient positif (A3) à $P_0 = 3$ bar pour un mélange stœchiométrique n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar t <sub>3</sub> correspondant à l'instant d'apparition de la détonation. ....	226
Figure 5-17 Représentation des différents fronts en couleur sur les visualisation par striescopie (rouge : front de MHR, bleu : onde de choc dans les gaz brûlés, vert : onde de pression et de choc dans les gaz frais, jaune : zone de départ de la transition vers la détonation) .....	227
Figure 0-1 Évolution de la température lors d'un allumage par emballement thermique lors d'une combustion dans un réacteur adiabatique .....	239
Figure 0-2 Évolution des termes de production et de pertes de chaleur en fonction de la température.....	240
Figure 0-3 Calcul de la température et de la concentration de néo-pentane, H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> et OH issu des travaux de Ribaucour et al. [156], figure issue de [153].....	243
D. Figure 0-4 Comparaison du délai d'auto-inflammation mesuré pour un mélange stœchiométrique n-décane/air entre les essais de Zhukov et al. [49] à $P_0 = 13$ atm (carrés pleins) et $P_0 = 80$ atm (triangles pleins) avec les essais de Pfahl et al. [48] à $P_0 = 12$ atm (carrés vides) et $P_0 = 50$ atm (triangles vides).....	244
Figure 0-5 Evolution expérimentale de la pression et enregistrement des émissions lumineuse pour un mélange n-décane/air à différentes températures initiales, $P_c=14.3$ bars .....	245
Figure 0-6 Visualisation des noyaux d'allumage par fluorescence (PLIF) sur le radical formaldéhyde au sein d'un moteur à allumage commandé, au début de l'auto-allumage des gaz frais non consommés (Cliquetis). 100 $\mu$ s séparent les deux images [162].....	246
Figure 0-7 Mesures de délai d'auto-inflammation à une pression de 20 ( $\pm 0.65$ ) bar issues du 2 <sup>ème</sup> RCM Workshop. Les symboles vides indiquent les délais de flamme froide et les symboles pleins représentent les délais totaux. (ANL – Argon National Laboratory, NUIG – National University of Ireland Galway, UL1ST – Université de Lille 1 Sciences et Technologies, UConn – University of Connecticut, UAkron – University of Akron (CC – piston à cavité, nCC – piston plat) issu de [47] .....	247
Figure 0-8 Représentation de l'adiabatique de Crussard et de la droite de Rayleigh Mickelson pour différents Mach .....	249
Figure 0-9 (A) Évolution de la pression maximale dans la chambre, obtenue à l'équilibre chimique à volume constant du mélange en fonction de la température initiale, (B) Évolution de	

la température dans les gaz frais à la fin d'une compression isentropique jusqu'à la pression maximale dans la chambre en fonction de la température initiale. ....	250
Figure 0-10 Évolution des délais d'auto-inflammation en fonction de la température pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /Air à P = 13.5 bar. Les points en bleus correspondent aux calculs effectués par [52] et les points en noirs correspondent aux calculs de délais réalisé avec Cantera en utilisant le même schéma cinétique. ....	251
Figure 0-11 Évolution de la température dans les gaz frais à la fin d'une compression isentropique de P <sub>0</sub> = 3 bar jusqu'à la pression maximale dans la chambre pour des mélanges de C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar (carrés) et C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> (cercles).....	252
Figure 0-12 Calcul d'auto-inflammation prenant en compte l'historique de compression à partir de la courbe de pression issue de la combustion par tranche pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar avec P <sub>0</sub> = 3 bar et T <sub>0</sub> = 388 K. ....	253
Figure 0-13 Détermination de la sensibilité et de la linéarité d'un capteur de pression par étalonnage quasi-statique BSL [170].....	255
Figure 0-14 (A) Évolution du flux thermique (bleu) et de la température des gaz frais en paroi (noir) et (B) Évolution de la pression (bleu) et du flux thermique fortement filtré, pendant la compression des gaz frais liée à l'expansion des gaz brûlés derrière la flamme pour une configuration gradient faible (A2).....	258
Figure 0-15 Évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique e au cours du temps, pendant la compression des gaz frais. ....	259
Figure 0-16 Illustration du problème d'ouverture .....	261
Figure 0-17 Schéma de la fonction Coarse to Fine permettant d'analyser des déplacements importants.....	263
Figure 0-18 Images strioscopiques obtenues après chaque étape de post-traitement (condition E2). (A, B, C) présentent respectivement une image de fond, une image après la binarisation et image de fond redimensionnée. (D, E, F) présentent respectivement une visualisation de l'image après le filtrage, binarisation de l'image et suppression des groupements de points et fermeture des contours. ....	266
Figure 0-19 Évolution du signal de pression pendant la combustion d'un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar à T <sub>0</sub> = 433 K, P <sub>0</sub> = 3 bar. Les portions de graphiques zoomées mettent en évidence l'épaisseur du signal de pression considérée pour établir une moyenne à l'instant d'apparition de (A) la flamme froide, (B) le front de MHR et (C) la détonation. ....	267
Figure 0-20 Évolution de la température et de la consommation de formaldéhyde (HCO <sub>2</sub> ) données par le calcul d'auto-inflammation à pression constante sans historique de compression. ....	268

## Liste des Tables

Table 2-1 Température de consigne et température réelle moyennée dans la chambre pour une configuration de chauffe uniforme .....	102
Table 2-2 Températures de consigne pour différentes configurations de chauffe différentielles	103
Table 2-3 Évaluation à certains instants de la pression moyenne et de la écart type .....	106
Table 3-1 Résultats du calcul de gradient de température au moment d'apparition du FR2 pour les conditions thermodynamiques E1 et E2.....	133
Table 3-2 Calcul de la vitesse de propagation du FR3 pour chaque condition thermodynamique initial E1 et E2.....	134
Table 4-1 Conditions thermodynamiques initiales et d'apparition de la flamme froide pour les deux ensembles d'essais référencés Exp1 et Exp2 (état F <sub>1</sub> ).....	159
Table 4-2 Evaluation du taux de compression dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide dans les gaz frais pour l'ensemble des essais appartenant à Exp1 et Exp2.....	162
Table 4-3 Conditions thermodynamiques moyennes d'apparition de la flamme froide en fonction des conditions initiale. Calcul du pourcentage de compression des gaz frais juste avant l'apparition de la flamme froide. ....	162
Table 4-4 Calcul de la température maximale et de la température moyenne dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide .....	172
Table 4-5 Vérification du critère de Zander et al. [145] de transition vers la détonation et comparaison avec les transitions observées dans la chambre .....	172
Table 4-6 Vérification du critère de transition vers la détonation déduit à partir du critère de Zander et al. [145] .....	175
Table 4-7 Calcul des paramètres moyens de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) sur l'ensemble des essais de l'étude paramétrique réalisée à la stoechiométrie. Ils sont basés sur les propriétés du point chaud (défini par $T_{\max} - 5 \text{ K} \leq T \leq T_{\max}$ ) estimées juste avant l'auto-inflammation, sans historique de compression,.....	183
Table 4-8 Analyse de sensibilité du critère de transition vers la détonation à la variable $M_L$ .	188
Table 4-9 Evaluation du critère de transition vers la détonation pour des essais réalisés à basse richesse ( $\phi = 0.7$ ) pour différentes configurations de chauffe uniformes (B, C et D) et pour une pression initiale $P_0 = 3 \text{ bar}$ .....	190
Table 4-10 Calcul du critère de transition vers la détonation en prenant en compte l'historique de compression pour un ensemble d'essais situé dans la zone de conditions transitoires (Chauffe Uniforme B, $P_0 = 3 \text{ bar}$ et $\phi = 1$ ). Comparaison avec les résultats obtenus sans prise en compte de l'historique de compression.....	192
Table 5-1 Propension à transiter vers une détonation en fonction de la configuration de chauffe étudiée.....	200
Table 5-2 Présentation du pourcentage de transition vers la détonation pour l'ensemble des configurations de chauffe étudiées .....	212
Table 5-3 Évaluation du critère de transition vers la détonation (valeurs moyennes) et pourcentage de DAIDT observées .....	213

Table 5-4 Tableau récapitulatif des conditions de chauffe pour lesquelles des ondes de pression sont observables dans la chambre et corrélation avec la transition vers la détonation pour un échantillon d'essais réalisés à $P_0 = 3$ bar pour un mélange stœchiométrique de n-C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> /O <sub>2</sub> /Ar .....	217
Table 0-1 Incertitudes expérimentales de mesure de flux thermique.....	256
Table 0-2 Évaluation de l'énergie chimique résiduelle au moment de l'apparition de la flamme froide pour les deux conditions d'essais Exp1 et Exp2.....	270
Table 0-3 Ensemble des paramètres permettant le calcul des coefficients de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) pour l'ensemble des essais réalisés avec la SA-Z (120 kHz) et à la stœchiométrie.....	272
Table 0-4 Coefficients de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) déterminés pour l'ensemble des essais réalisés avec la SA-Z (120 kHz) et à la stœchiométrie.....	274
Table 0-5 Calcul du critère de transition vers la détonation pour l'ensemble des essais réalisés avec la SA-Z (120 kHz) et à la stœchiométrie.....	275





## Introduction

L'explosion du trafic aérien mondial et l'impératif environnemental actuel, visant à réduire l'impact de l'Homme sur son écosystème, conduisent aujourd'hui à une situation critique : assurer la mobilité des biens et des personnes, tout en réduisant de manière drastique son impact sur l'environnement. À ce jour, un nombre important de programmes de recherche a été développé, notamment en Europe, pour réduire l'impact de l'activité humaine sur l'environnement. Les recommandations européennes ACARE ont notamment fixé une série d'objectifs à moyen terme (2050), pour réduire les émissions de polluant générées par le transport aéronautique (75 % de réduction de  $\text{CO}_2$  et 90 % de réduction de  $\text{NO}_x$  comparés aux avions produits dans les années 2000 [1]). À l'heure actuelle, l'amélioration continue des turbomachines ne permet pas d'atteindre ces objectifs, compte tenu de leur forte maturité technologique. Des solutions innovantes et en rupture, comparées aux modèles de turbomachines utilisées, sont actuellement en cours de développement et s'appuient sur des cycles thermodynamiques plus efficaces.

À la différence des systèmes propulsifs standards, utilisant une chambre de combustion à pression constante, les solutions technologiques envisagées reposent sur la notion de gain de pression (*Pressure Gain Combustion*, PGC) à travers la chambre de combustion [2]. Ces cycles thermodynamiques seraient potentiellement plus efficaces et permettraient de produire un travail plus important. Pour réaliser une combustion à gain de pression, il existe plusieurs solutions technologiques qui reposent sur l'utilisation de différents modes de combustion comme par exemple : (1) la déflagration confinée, dans un *Constant Volume Combustion Chamber* CVCC [2][3] ou dans le cadre du projet ULTIMATE [5], (2) l'auto-inflammation contrôlée, pour la *Shockless Explosion Combustion* ou SEC [6], et enfin (3) la détonation, pour des dispositifs tels que le *Pulsed Detonation Engine* [7], PDE, ou le *Rotating Detonation Engine*, RDE. Pour ces applications, à taux de compression équivalent, en utilisant les cycles thermodynamiques de Humphrey (pour la déflagration à volume constant et l'auto-inflammation) ou de Fickett Jacobs (pour la détonation) le rendement thermique du système propulsif est amélioré par rapport à la solution existante (cycle de Brayton).

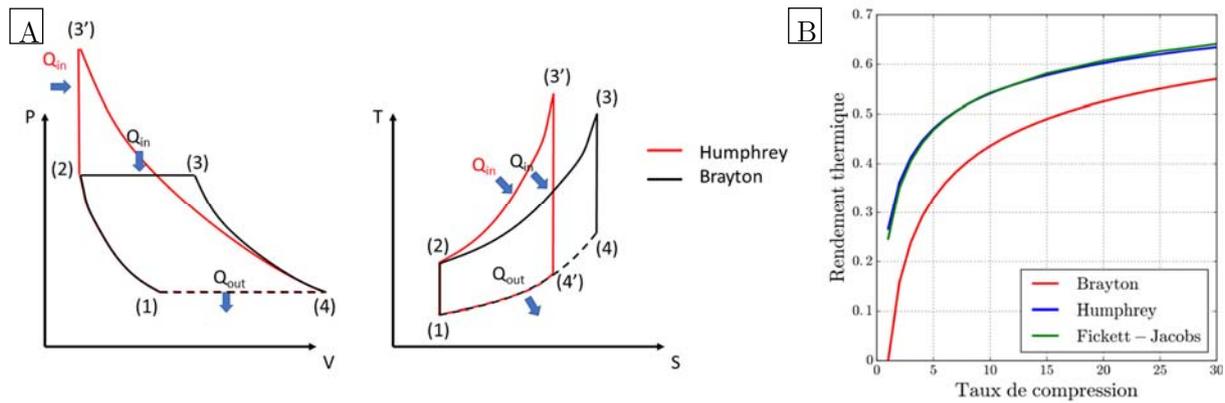


Figure 0-1 (A) Description schématique (diagrammes P, V et T, S) du cycle de Brayton, noir et d'Humphrey, rouge (B) Comparaison de l'évolution du rendement d'une turbomachine en fonction du taux de compression pour différents cycles thermodynamiques (Brayton : rouge, Humphrey : bleu et Fickett-Jacobs : vert)

La Figure 0-1-A présente les diagrammes P, V et T, S, qui permettent de décrire les cycles thermodynamiques idéaux associés au cycle de Brayton (noir) et d'Humphrey (rouge) pour un même rapport de compression. Le cycle de Brayton est composé d'une compression isentropique, entre (1) et (2), d'une combustion à pression constante, entre (2) et (3), et d'une détente isentropique, entre (3) et (4). Le cycle d'Humphrey est, lui aussi, composé d'une compression et d'une détente isentropique, respectivement entre (1) et (2) et entre (3') et (4). En revanche, pour ce cycle, la combustion se déroule à volume constant, entre (2) et (3'). Le rendement thermique des différents cycles de combustion correspond au rapport entre l'énergie consommée,  $Q_{in} - Q_{out}$ , et l'énergie fournie,  $Q_{in}$ , définies sur la Figure 0-1-A. La Figure 0-1-B présente, quant à elle, l'évolution du rendement thermique en fonction du taux de compression pour les différents cycles thermodynamiques décrits. Il apparaît clairement que, pour un même rapport de compression, les cycles thermodynamiques utilisant la combustion à volume constant, Humphrey et Fickett-Jacobs (respectivement en bleu et en vert sur la Figure 0-1-B), sont plus efficaces que le cycle de Brayton (en rouge sur la Figure 0-1-B), sur lequel sont conçues les turbomachines actuelles.

Une chaire industrielle, CAPA (modes de Combustion Avancés pour le Propulsion Aérobie) a été montée en collaboration avec SAFRAN, MBDA et l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour étudier la faisabilité de ces chambres de combustion et faire progresser le socle de connaissances théoriques associé aux mécanismes physiques à l'œuvre pendant la combustion. Dans ce cadre, deux chambres d'études à l'échelle du laboratoire (un RDE et une CVCC sans piston) ont ainsi été conçues et mises en œuvre au sein de l'Institut PPRIME [2][8][9].

Les solutions technologiques envisagées (la CVCC, la SEC et le RDE), utilisent chacune un mode de combustion particulier (respectivement la déflagration confinée, l'auto-inflammation en masse et la détonation). Dans le cas d'une transition vers un autre mode de combustion, leurs efficacités s'en retrouvent généralement dégradées. C'est notamment le cas lors du découplage de la détonation dans le RDE (passage de la détonation à la déflagration), ou en l'absence de Transition Déflagration Détonation (TDD) dans le PDE qui provoque une baisse des performances. Dans ces cas, une partie du mélange brûle de manière isobare (déflagration) et ne suit donc plus les cycles d'Humphrey ou de Fickett-Jacobs. Le système subit donc plus de pertes thermiques et

l'augmentation de pression en est diminuée, de même que le rendement du système. A l'inverse, une transition non souhaitée vers une auto-inflammation ou une détonation peut générer des ondes de choc susceptible d'endommager le système. Dans le cas d'une enceinte fermée (CVCC), on pourra se référer, à la notion de cliquetis pour la transition Déflagration/Auto-inflammation, et à celle de super-cliquetis dans le cas d'une transition vers la détonation.

Il apparaît donc nécessaire de comprendre les mécanismes de transition de régime de combustion, et plus particulièrement, ceux conduisant à la formation d'une détonation. On cherchera à les favoriser et à les accélérer pour des systèmes propulsifs basés sur la détonation (RDE, PDE) et à les prévenir, dans le cas d'une chambre de combustion à volume constant (CVCC).

Les transitions de régimes de combustion font aujourd'hui l'objet d'un intérêt prononcé. On peut citer, par exemple, le cas du super-cliquetis (« super knock » en anglais) dans les moteurs à allumage commandé. Cette transition de régime, de la déflagration vers la détonation, peut avoir un impact critique sur l'intégrité du moteur. Le risque d'apparition de ce phénomène est accru avec l'augmentation du rapport de compression dans le moteur (moteurs turbo chargés) qui reste, aujourd'hui, le premier axe d'amélioration des performances moteur. Les causes (décalage de l'instant d'allumage, hétérogénéité de température, taux de compression élevés) et les conséquences (oscillations de pression d'amplitude importante, propagation d'ondes de choc dans la chambre) de cette transition vers la détonation ont fait l'objet d'un très grand nombre d'études expérimentales [10][11][12][13][14]. Le lecteur pourra notamment se référer à la revue de Wang et al. [15] pour une vision d'ensemble des études réalisées sur le sujet. L'étude expérimentale des mécanismes de transition de régime est un sujet difficile. En effet, dans des moteurs « optiques » et des Machines à Compression Rapide (MCR), les accès optiques parfois limités et l'aérodynamique interne complexe, qui génère une topologie des fronts réactifs fortement tri dimensionnelle, limitent fortement les possibilités d'analyse de ces phénomènes.

Le mécanisme de transition vers la détonation, décrit par Ciccarelli et al [16] sous le nom de Shock-Wave Amplification by Coherent Energy Release (SWACER), a principalement été étudié par une approche numérique ou asymptotique. Ces études ont notamment mis en évidence que l'apparition de la détonation était favorisée par la présence d'effets de compressibilité (ondes de pression, ondes de choc) liés à la propagation rapide des fronts réactifs. Cette compressibilité locale génère des conditions thermodynamiques, de pressions et de températures, suffisamment élevées pour permettre au mélange de s'auto-enflammer au passage de ces ondes, ou d'accélérer suffisamment le front réactif pour former une détonation. Les causes de l'apparition de ces « effets de compressibilité » sont multiples, ce qui se traduit par un nombre important de mécanismes de transition différents. Par exemple, les conditions thermodynamiques suffisantes à la transition vers la détonation peuvent être atteintes, par accélération d'une flamme, ou par l'auto-inflammation d'un « noyau chaud » (*hot spot*) de réactivité plus importante et par sa propagation rapide dans le reste des gaz frais. Dans le premier cas, l'accélération de la flamme génère en continu des ondes de pression de plus en plus rapides qui vont se focaliser pour former une onde de choc. Ce mécanisme a été notamment investigué pour raccourcir la longueur de transition vers la détonation [17]. Dans le second cas, i.e. en présence de l'auto-inflammation d'un noyau chaud,

la transition vers la détonation met en jeu deux mécanismes : (1) l'accélération de la zone d'auto-inflammation suivant un gradient de délai d'induction ou/et (2) l'oxydation extrêmement rapide d'un volume de mélange générant des effets de compressibilité dans les gaz frais. Ces deux mécanismes sont caractérisés par deux variables adimensionnelles,  $\xi$  pour le premier et  $\epsilon$  pour le second.  $\xi$  correspond au rapport entre la vitesse de propagation apparente du front d'auto-inflammation et la vitesse du son dans les gaz frais et  $\epsilon$  correspond au rapport entre le temps de parcours d'une onde acoustique dans le noyau d'auto-inflammation et le temps d'excitation chimique dans le noyau [18][19]. Ce temps d'excitation correspond à la durée de montée en pression qu'aurait l'auto-inflammation en conditions parfaitement homogènes. La plupart des études numériques sur ce phénomène ne présentent pas des configurations pouvant être reproduites expérimentalement, comme par exemple la propagation d'un choc et d'un front réactif découplé dans un mélange porté instantanément à des conditions thermodynamiques pour lesquelles il se décompose rapidement [20][21], ou encore des champs de température initiaux fortement inhomogènes sans turbulence induite importante [22], etc.

Il manque donc aujourd'hui des montages de référence permettant de valider, expérimentalement, les mécanismes de transition de régime de combustion décrits de manière numérique. Dans le cadre de cette thèse, on se propose donc de mettre en place un montage expérimental permettant d'étudier la propagation de fronts réactifs et leur transition dans un cas canonique, avec un combustible simple et représentatif du kérosène : le n-décane. De la sorte, on pourra caractériser les mécanismes de transition de régime de combustion et plus particulièrement le mécanisme de SWACER avec un combustible représentatif des applications aéronautiques.

Ce manuscrit est structuré en 5 chapitres. Le premier présente brièvement les bases théoriques afférentes aux différents régimes de combustion analysés dans ce travail. Il présente également une analyse bibliographique des différentes transitions de régime de combustion entre la déflagration, l'auto-inflammation et la détonation. Le second chapitre décrit le montage expérimental et les outils numériques mis en place dans cette thèse afin d'analyser les transitions de régime de combustion. La métrologie et les diagnostics optiques utilisés seront également décrits. Le troisième chapitre porte sur l'identification et la caractérisation des différents régimes de combustion obtenus successivement au cours de deux cas test réalisés dans des conditions de température initiales différentes. Il a notamment été mis en évidence que l'augmentation de la température initiale entraîne l'apparition d'un quatrième front réactif : la détonation. Le quatrième chapitre présente ensuite les résultats d'une étude paramétrique de la sensibilité des transitions de régime aux conditions initiales. Dans ce but, les conditions de température, de pression et de composition du mélange ont été calculées aux instants d'apparition des différents fronts réactifs (flamme froide, MHR et détonation) observés expérimentalement. Ce chapitre se concentre également sur l'étude d'un état thermodynamique particulier des gaz frais, pour lequel deux ensembles d'essais, issus de conditions thermodynamiques initiales différentes, passent par les mêmes conditions d'apparition de la flamme froide et du MHR, et transitent finalement vers des modes de combustion différents. À partir de l'étude de ce point de fonctionnement, le mécanisme de SWACER a été observé et décrit. Un critère de transition vers la détonation a été établi. Enfin, dans le cinquième et dernier chapitre, l'influence de la distribution de température

sur les transitions de régime de combustion est investiguée. Plus précisément, la variation de topologie de l'auto-inflammation entre les différentes configurations de chauffe de la chambre est mise en évidence. Le mécanisme de transition vers la détonation, détaillé précédemment, a également été vérifié et les limites du critère développé au chapitre précédent ont été caractérisées.



## Chapitre 1

# Contexte et Analyse Bibliographique

### Sommaire

---

1	Contexte et Analyse Bibliographique.....	39
1.1	Rappel sur les différents modes de combustion de prémélange.....	39
1.1.1	Vitesse de flamme et caractéristiques d'une déflagration de n-décane .....	39
1.1.2	L'auto-inflammation.....	47
1.1.3	La détonation.....	54
1.2	Les transitions de régime de combustion (Déflagration-Auto-allumage-Détonation)...	58
1.2.1	Transition déflagration/auto-inflammation : cliquetis.....	58
1.2.2	Transitions de régimes à partir de l'auto-inflammation .....	65
1.2.3	Mécanismes de transition vers la détonation depuis une déflagration accélérée...	71
1.3	Bilan du chapitre.....	77



# 1 Contexte et Analyse Bibliographique

## 1.1 Rappel sur les différents modes de combustion de prémélange

Comme souligné en introduction, trois modes de combustion sont envisagés pour atteindre des gains pression dans la chambre par rapport à la combustion à pression constante. Il s'agit de la déflagration pour la CVC, de l'auto-inflammation pour la SEC et de la détonation pour le RDE. L'objectif de ce chapitre est de faire un état de l'art sur ces modes de combustion de prémélange réactif et sur les transitions entre ces modes. Ainsi, la première partie de cette étude sera consacrée aux rappels des éléments théoriques nécessaires sur chaque mode de combustion, pour appréhender, au mieux, les mécanismes de transition de régimes de combustion, décrits par la suite.

### 1.1.1 Vitesse de flamme et caractéristiques d'une déflagration de n-décane

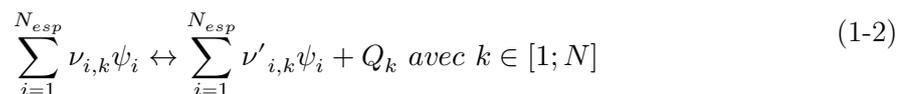
Dans le cadre de cette étude, le régime de déflagration sera caractérisé par sa vitesse de propagation. Les mécanismes globaux de propagation laminaire d'une déflagration seront d'abord détaillés pour un hydrocarbure, la théorie de Mallard et Le Chatelier sera notamment présentée. On décrira ensuite la vitesse fondamentale de flamme d'un mélange n-décane-air et l'impact des diverses instabilités hydrodynamiques sur la propagation d'une flamme laminaire de prémélange dans une enceinte fermée. Ces instabilités sont notamment à l'origine de la formation d'une flamme Tulipe. Enfin, la méthodologie permettant l'estimation de la fraction massique de gaz brûlés, au cours de la propagation d'une déflagration dans un milieu confiné, sera présentée.

#### Combustion d'un hydrocarbure

Généralement, on peut représenter la réaction bilan de la combustion d'un prémélange comme une réaction d'oxydoréduction, entre le carburant (noté F et correspondant au réducteur) et le comburant (noté Ox et correspondant à l'oxydant), qui va produire des produits de combustion, notés P, accompagné d'un dégagement de chaleur Q (équation (1-1)).



Cette équation bilan ne retrace cependant pas l'ensemble des mécanismes nécessaires à la combustion, qui se déroulent à une échelle microscopique. Le mécanisme réactionnel réel est généralement décrit par un système de réactions chimiques à N réactions élémentaires, chacune faisant intervenir un nombre  $N_{esp}$  d'espèces réactionnelles différentes (généralement entre 2 et 3 espèces) (équation (1-2)).



Avec  $\nu_{i,k}$  et  $\nu'_{i,k}$  respectivement les coefficients stoechiométriques des réactifs et des produits de l'espèce i dans l'équation k et  $Q_k$  le dégagement de chaleur associé à cette réaction élémentaire.

Pour décrire les différentes catégories de réactions chimiques intervenants dans le mécanisme d'oxydation, on utilise la dénomination suivante :

- Initiation : production de radicaux à partir d'espèces stables
- Propagation : conservation du nombre de radicaux (production d'inerte)
- Ramification : augmentation du nombre de radicaux
- Terminaison : diminution du nombre de radicaux et production d'espèces stables

### Loi d'action de masse

On peut définir la vitesse d'une réaction élémentaire  $V_r$  au moyen de la loi d'action de masse.

Dans un volume de chambre fixé, la vitesse de réaction est liée à la concentration des espèces réactives par la loi définie dans l'équation (1-3) :

$$V_r = \frac{1}{\nu_{kr}} \frac{dC_{kr}}{dt} = k_{rd} \prod_{k=1}^n C_k^{\nu'_{kr}} \quad (1-3)$$

Avec  $V_r$  la vitesse de réaction,  $C_{kr}$  la concentration du  $k^{\text{ième}}$  réactif,  $\nu_{kr}$  l'ordre de la réaction par rapport à  $K$  et  $K_{rd}$  la constante de vitesse de la réaction dans le sens direct.

Si la réaction considérée est inversible, on peut également définir une vitesse de réaction dans le sens inverse en considérant la constante de vitesse de réaction dans le sens inverse,  $K_{ri}$  et en s'intéressant aux anciens produits de la réaction devenus les réactifs de la nouvelle réaction.

Pour déterminer les constantes de vitesse de réaction, on utilise généralement la loi d'Arrhénius. Pour illustrer les différentes hypothèses permettant sa construction, on considère, dans la suite du raisonnement, une réaction bi-moléculaire :  $A + B \rightarrow P$

Cette loi s'appuie sur le fait que les constantes de vitesse de réaction dépendent des éléments suivants :

- La vitesse (directe) ne peut pas être plus élevée que le taux de collision entre les espèces A et B
- Si toutes les collisions sont chimiquement efficaces, la constante de vitesse est proportionnelle à la fréquence des collisions. Elle est alors définie par l'équation (1-4):

$$z_{AB} = \left( \frac{8\pi kT}{M_{AB}} \right)^{1/2} n_A n_B \sigma_{AB} \quad (1-4)$$

Avec  $k$ , la constante de Boltzmann,  $\sigma_{AB}$ , la section efficace de collision moyenne et  $M_{AB}$ , la masse molaire réduite.

- Toutes les collisions ne conduisent pas à la poursuite de la réaction. Seules les molécules dont l'énergie excède une certaine valeur, que l'on appelle énergie d'activation,  $E_a$ ,

peuvent donner lieu à la réaction. Le nombre de collision  $z_{AB}$  doit donc être pondéré par le facteur de Boltzmann,  $e^{-\frac{E_a}{RT}}$ , traduisant la probabilité statistique pour qu'une molécule du mélange, à la température  $T$ , possède une énergie supérieure à  $E_a$ .

La constante de vitesse de la réaction  $K$  est donc définie par une loi d'Arrhénius (équation (1-5)) :

$$K = z_{AB} e^{-\frac{E_a}{RT}} \quad (1-5)$$

### Mécanisme de propagation de la déflagration

Lors de la combustion d'un prémélange par une déflagration laminaire dans un prémélange, la propagation du front réactif est pilotée par le phénomène de diffusion de la chaleur, qui chauffe donc les gaz frais, augmentant, de facto, la vitesse de réaction du fait de la loi d'Arrhenius. La flamme possède une épaisseur, communément appelée épaisseur de flamme, constituée d'une zone de préchauffage et d'une zone de réaction. Cette dernière est la siège de la production de la chaleur qui se diffuse ensuite dans la zone de préchauffage (Figure 1-1).

La vitesse fondamentale de flamme est définie par la vitesse de consommation des gaz frais, ce qui peut s'exprimer par les relations suivantes :

- La vitesse de flamme laminaire  $S_u$  (ou la vitesse de consommation des gaz  $S_c$ ) est décrite par l'équation (1-6) en fonction du taux de réaction  $\dot{\omega}_k$  associé à une l'espèce chimique d'indice  $k$  :

$$S_u = S_c = \frac{1}{\rho_u (Y_k^b - Y_k^u)} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_k dn \quad (1-6)$$

Avec  $\rho_u$  la masse volumique des gaz frais,  $Y_k^u$  et  $Y_k^b$  respectivement les fractions massiques de l'espèce chimique  $k$  dans les gaz frais ou les gaz brûlés.

- Si on se place dans le référentiel du laboratoire, la vitesse de déplacement apparente de la flamme peut être différente de cette vitesse fondamentale de flamme, qui est une propriété intrinsèque du mélange et du processus de combustion. Il faut alors prendre en compte la vitesse de déplacement des gaz frais  $u_u$  dans le repère du laboratoire. La vitesse de déplacement de la flamme  $S_b$  est liée à la vitesse des gaz frais et à la vitesse fondamentale de flamme  $S_u$  par la relation (1-7) .

$$S_b = S_u + u_u \quad (1-7)$$

Les vitesses de flamme  $S_b$  et  $S_u$  dépendent de la forme du front de flamme, et notamment de son étirement. Aussi, à étirement nul, les vitesses associées correspondent aux vitesses de flamme non étirées (respectivement  $S_b^0$  et  $S_u^0$ ). L'effet de l'étirement sur la vitesse de flamme est souvent représenté par la relation linéaire (1-8) mettant en jeu la longueur de Markstein,  $\mathcal{L}$ . Cet effet a notamment été étudié en détail dans la thèse de Le Dortz [23].

$$S_b = S_b^0 - \mathcal{L}_b \cdot \kappa \quad (1-8)$$

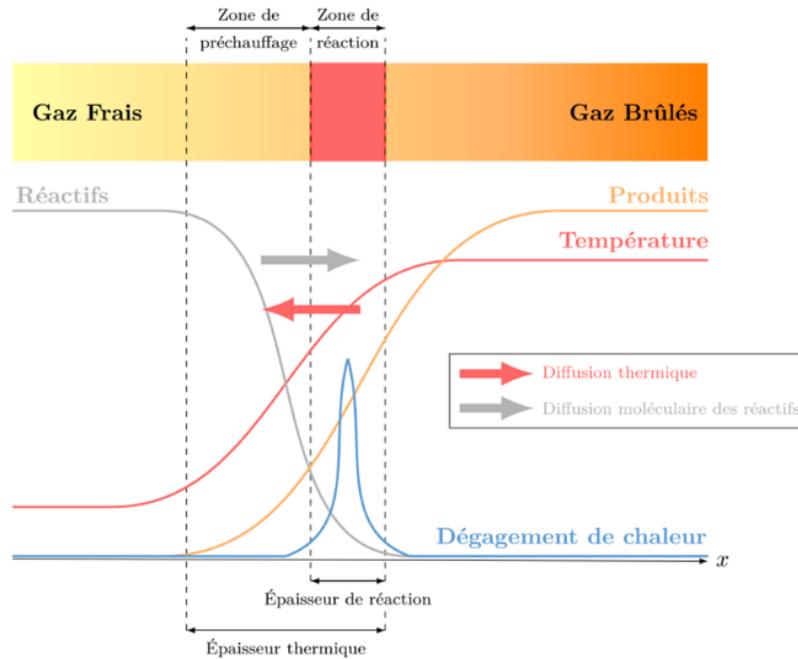


Figure 1-1 Structure d'une flamme laminaire pré-mélangée d'après la théorie de Mallard et Le Chatelier, schéma issu de la thèse de Le Dortz [23]

La vitesse de propagation de la déflagration est donc fortement liée au taux de consommation des espèces et donc à la surface de la flamme. L'étirement général du front de flamme a donc un impact significatif sur la vitesse de flamme. Cet étirement est donné par la formule :

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (1-9)$$

Avec A la surface de flamme.

### Evolution de la vitesse fondamentale de flamme d'un mélange n-décane/air

La mesure de vitesse fondamentale de flamme non étirée d'un mélange n-décane/air (surrogate mono-composant du kérosène jet A1) a fait l'objet de nombreuses études. L'utilisation de différents montages expérimentaux comme la bombe sphérique (Le Dortz [23], Singh et al. [24], Kim et al. [25] et Comandini et al. [26]), les brûleurs à jets opposés (Kumar et Sung [27], Ji et al. [28], Hui et Sung [29] et Munzar et al. [30]), ou encore le brûleur bunsen (Wu [31]), a permis de mesurer expérimentalement la vitesse de flamme laminaire d'un mélange n-décane/air (Figure 1-2). À pression ambiante et pour une température de 400 K, celle-ci varie entre 0.3 et 0.7 m.s<sup>-1</sup> en fonction de la richesse. L'utilisation du schéma cinétique JetSurF 2.0 pour calculer la vitesse de flamme non étirée  $S_u^0$  permet de reproduire finement l'évolution de vitesse obtenue expérimentalement. Aussi, ce schéma cinétique sera utilisé par la suite pour calculer la vitesse de flamme.

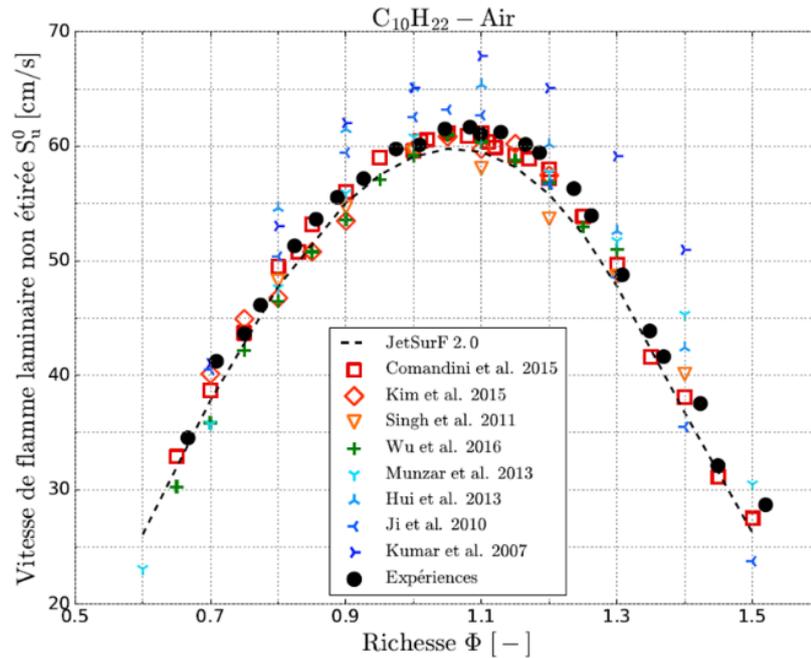


Figure 1-2 Vitesse de flamme laminaire non étirée pour un mélange *n*-décane/air à température initiale  $T_0 = 400$  K et à pression initiale  $P_0 = 1$  bar – Simulations numériques réalisées avec le schéma cinétique JetSurF 2.0 et le code de calcul Cantera [23]

#### 1.1.1.1 Instabilités et mécanisme d'inversion de la géométrie d'une flamme en milieux confinés : la flamme tulipe

Les observations d'une flamme de prémélange, se propageant dans une chambre de combustion possédant un fort allongement, révèlent une forme caractéristique de tulipe. Dans cette partie, le mécanisme de formation de ce type de flamme sera expliqué. Ce sujet a été abondamment traité dans la littérature. Un regard chronologique sera porté pour analyser les différentes études portant sur les mécanismes d'inversion de la flamme. Plusieurs explications ont été avancées sur ce phénomène, comme le fait que la propagation de la flamme induit un mouvement tourbillonnaire dans les gaz brûlés, ou qu'elle est causée, par des instabilités (Taylor, Landau-Darreis), ou par des interactions flamme/onde de pression. Différentes configurations expérimentales sont notamment investiguées (chambre fermée ou ouverte d'un côté). On peut supposer que les différents mécanismes d'inversion de flamme, évoqués précédemment, auront une influence variable suivant les configurations expérimentales utilisées.

À partir de 1986, Dunn Rankine s'est notamment attelé à l'explication de ce phénomène dans une enceinte fermée. Trois zones ont alors été identifiées [32] :

- La zone des gaz brûlés loin de la flamme, rotationnelle à cause de la température importante des gaz brûlés favorisant la formation d'une couche limite.
- La zone des gaz frais loin de la flamme, irrotationnelle à cause, de la faible température, et de la vitesse de consommation des gaz importante devant le temps de formation d'une couche limite dans ces conditions.
- La zone de la flamme, comprenant les gaz frais et les gaz brûlés proches du front de flamme. Dans cette zone, les champs de vitesse dans les gaz frais et dans les gaz brûlés

sont couplés en vertu de la conservation de la masse. La déviation des lignes de courant est observée à l'interface avec la flamme. Ainsi, l'expansion sphérique d'une flamme a tendance à orienter les vecteurs vitesse vers l'intérieur et l'expansion sous forme concave dans les gaz frais a tendance à faire diverger les lignes de courant du centre vers les parois. Le couplage entre le champ de vitesse et le front de flamme joue un rôle essentiel dans la stabilité du front de flamme.

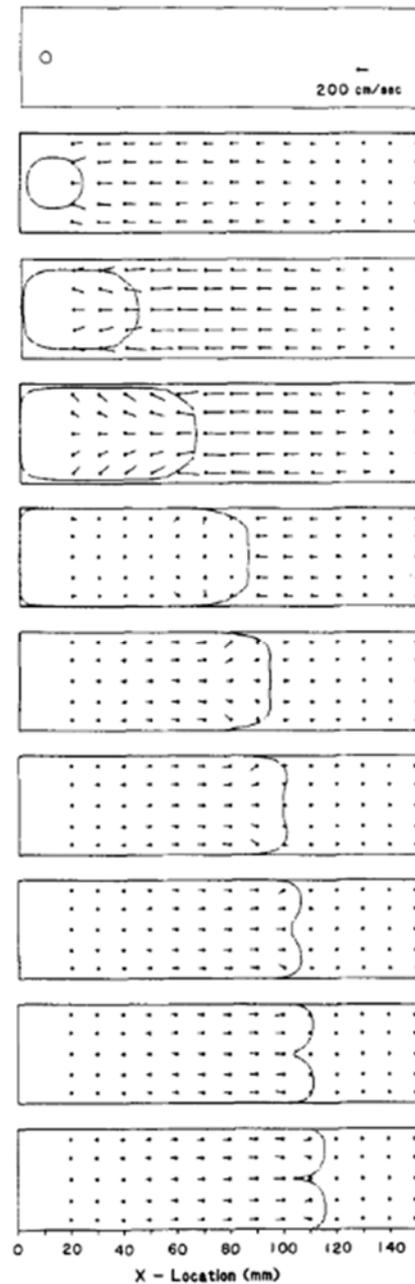


Figure 1-3 Simulation numérique montrant la propagation d'une déflagration dans une chambre fermée et la formation de la flamme tulipe. Les différentes flèches représentent le champ de vitesse dans la chambre au cours du temps. Le pas de temps entre chaque image est de 5 ms.

La Figure 1-3 présente notamment les champs de vitesse dans la chambre de combustion, obtenus au cours de l'étude numérique menée dans [32]. Cette figure permet d'illustrer les trois zones décrites précédemment.

L'apparition de la flamme tulipe trouve son origine dans le coincement de la flamme sur les parois latérales de la chambre. Dunn-Rankin [32] observe que le coincement de la flamme coïncide avec l'inversion de celle-ci. Il explique cela par la mise en place d'un léger gradient de vitesse axiale dans la zone de confinement des gaz frais. Le champ de vitesse, légèrement plus important en paroi, tire la flamme en avant, créant une perturbation sur la forme convexe initiale de la flamme. Cette distorsion est hydrodynamiquement instable, et la tulipe poursuit son développement. Une autre explication est développée par Starke et al. [33]. Pour eux, c'est la décélération de la flamme lors de son coincement combiné à une instabilité de Taylor qui est à l'origine de l'inversion de la flamme. Différentes explications coexistent donc pour le mécanisme d'inversion de la flamme.

Clanet [34] a observé les différents changements de forme de la flamme pendant sa propagation dans un cylindre ouvert d'un côté. Il a décrit la propagation de la flamme en quatre temps (Figure 1-4):

- Propagation hémisphérique de la flamme à vitesse constante dans l'espace non confiné.
- La flamme accélère et acquiert une forme anisotrope de doigt (« finger » en anglais).
- Propagation plane du fait du coincement de la flamme sur les parois latérales et réduction importante de sa vitesse due à la réduction importante de sa surface.
- Propagation de la flamme tulipe.

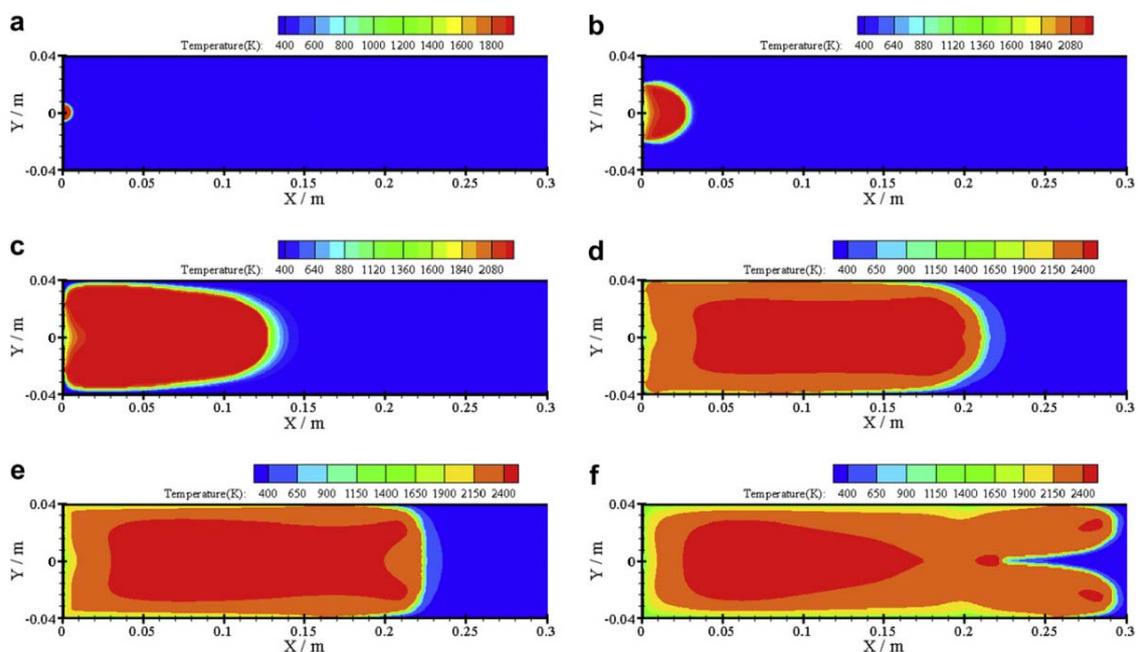


Figure 1-4 Simulation numérique de propagation d'une flamme  $H_2/O_2$  à la stœchiométrie dans un tube fermé. Propagation hémisphérique de la flamme (a et b), propagation « finger » (c et d), propagation plane (e) et flamme tulipe (f) [35]

Ces quatre morphotypes distincts ont également été observés par simulations numériques ([35], [36]) en considérant une chambre fermée. De plus, les auteurs ont observé la formation de structure tourbillonnaire dans les gaz brûlés. Cette simulation (Figure 1-4) met également en évidence le rôle de l'hydrodynamique du système, correspondant à une interaction entre la flamme, le flux inverse, et les tourbillons dans les gaz brûlés, sur l'inversion de la flamme. Au moyen de mesures de vitesse par PIV dans un tube semi-ouvert, Ponizy et al. [37] montrent que dans certains cas, l'influence de la propagation d'ondes acoustiques dans la chambre peut se superposer aux influences des interactions purement hydrodynamiques, notamment dans le cas d'un très fort allongement de la chambre. Dans tous les cas, ils confirment également que les instabilités intrinsèques à la flamme (Rayleigh-Taylor, Landau Darreus, Richtmyer-Meshkov) ne sont pas majoritairement impliquées dans le processus de formation de la flamme tulipe.

La configuration de la chambre, utilisée dans nos travaux, se rapproche de celle employée par Dunn-Rankin pour effectuer une étude paramétrique sur la formation de la flamme tulipe dans un cylindre à section carrée [38]. Une partie de ses conclusions sera reprise :

- La formation de la flamme tulipe démarre avec la diminution importante de la surface de flamme qui accompagne le coincement de celle-ci sur les parois transverses de la chambre de combustion
- Plus la réduction de surface de la flamme est prononcée et plus l'inversion de la flamme tulipe est importante
- Le temps de coincement en paroi ainsi que le temps d'inversion de la flamme dépendent de la richesse du mélange étudié (ou plus généralement de la vitesse de flamme laminaire considérée) et il est complètement indépendant de la longueur de la chambre pour une section de chambre donnée.
- La formation de la flamme tulipe est assez peu sensible à la géométrie du fond de la chambre.
- La formation de la flamme tulipe est également assez peu sensible à la composition des gaz.

#### Méthodologie de la détermination de la fraction massique des gaz brûlés au cours de la propagation d'une déflagration dans une enceinte fermée

Dans une enceinte fermée, la forme d'une déflagration évolue au cours de sa propagation. Il n'est donc pas possible de représenter sa propagation par un modèle monodimensionnel simple. Cependant, il est nécessaire d'estimer la quantité de gaz brûlés en fonction du temps à partir des relevés de pression expérimentaux. A cet effet, des modèles multizones permettent de déterminer l'évolution de la fraction massique des gaz brûlés  $x$  au cours du temps. Luijten et al. ont d'ailleurs montré qu'une simulation multizone et une simulation à deux zones, gaz frais/gaz brûlés [39], donnent des résultats similaires. L'expression la plus utilisée à ce jour est celle de Lewis et Van Elbe [40], qui est basée sur une approche linéaire pour déterminer la fraction massique des gaz brûlés  $x$  en fonction de la pression  $P$  instantanée, de la pression initiale  $P_0$  et de la pression adiabatique  $P_{ad}$  (équation (1-10)) :

$$x = \frac{P - P_0}{P_{ad} - P_0} \quad (1-10)$$

Cependant, cette formule n'est valide que lorsque les températures des gaz frais et des gaz brûlés sont uniformes pendant toute la durée considérée et que l'enceinte est adiabatique. Or, dans le cas d'une combustion dans une enceinte fermée supposée adiabatique, la température des gaz frais et des gaz brûlés varie au cours du temps et également spatialement. Pour prendre en compte cette évolution, Luijten et al. [39] ont développé un modèle en ajoutant un terme correctif,  $f$  (équations (1-11) et (1-12)), prenant en compte l'évolution du coefficient adiabatique aussi bien dans les gaz frais  $\gamma_u$  que dans les gaz brûlés  $\gamma_b$ .

$$x = \frac{P - P_0 f(P)}{P_{ad} - P_0 f(P)} \quad (1-11)$$

$$f = \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} + \left( \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \right) \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma_u - 1}{\gamma}} \quad (1-12)$$

D'autres modèles permettant de décrire l'évolution de la fraction massique des gaz brûlés peuvent être également retrouvés dans la littérature ([41], [42]). Ils restent cependant assez marginaux et ne seront donc pas utilisés dans cette thèse.

Pour estimer la fraction de gaz frais restant dans la chambre au moment d'apparition des transitions de régime de combustion, le modèle de Luijten sera utilisé.

### **1.1.2 L'auto-inflammation**

Dans ce paragraphe un intérêt particulier sera porté à la phénoménologie de l'auto-inflammation. Dans un premier temps, l'aspect chimique, qui contrôle ce mécanisme de combustion, sera décrit. On montrera notamment qu'il peut prendre deux formes, un allumage thermique ou un allumage en deux étapes. Les différents moyens de mesure des délais d'auto-inflammation et les contraintes inhérentes à ces méthodes seront ensuite explicitées.

#### *1.1.2.1 Description du mécanisme d'auto-inflammation*

D'après la définition du Groupement Français de la Combustion (GFC), une auto-inflammation est « une inflammation dans laquelle un mélange combustible-comburant porté à une température et une pression suffisantes s'enflamme spontanément dans certaines conditions de confinement (volume plus ou moins grand) ». Lors de l'inflammation des composés hydrocarbonés, plusieurs types de phénomènes macroscopiques sont susceptibles de se produire. Leur apparition est liée à un certain nombre de paramètres : la pression, la température et la concentration des différentes espèces. Sur les enregistrements de variation de pression et d'intensité lumineuse, elles se manifestent par un pic très intense dû à leur puissance énergétique instantanée. L'auto-inflammation se fait principalement en une étape (fort dégagement de chaleur) ou en deux étapes (flamme froide puis fort dégagement de chaleur). Le fort dégagement de chaleur se décrit directement à l'aide de la théorie de l'explosion thermique de Semenov [43],

qui explicite que, sans perte thermique, un mélange réactif va toujours finir par s'enflammer spontanément. Les détails de la théorie sur l'auto-inflammation en une étape sont explicités en Annexe A.

### Auto-inflammation en deux étapes

Le mécanisme d'emballlement thermique est précédé, pour les hydrocarbures, d'une phase dite à basse température. Cette phase, communément appelée flamme froide, dépend du mélange considéré, est observée au cours de phénomènes d'auto-inflammation à basse température, et met en évidence des mécanismes chimiques particuliers. En effet, l'auto-inflammation de nombreux hydrocarbures se fait majoritairement en deux étapes (Figure 1-5) associées à des mécanismes à basse et haute température. Ces deux étapes sont identifiables sur la Figure 1-5 par l'apparition, après la compression, d'un léger saut de pression jusqu'à une valeur plateau (mécanisme de flamme froide associé au délai  $\tau_1$ ) puis au saut de pression suivant, associé à l'emballlement thermique et au délai  $\tau_{\text{ignition}} = \tau_1 + \tau_2$ .

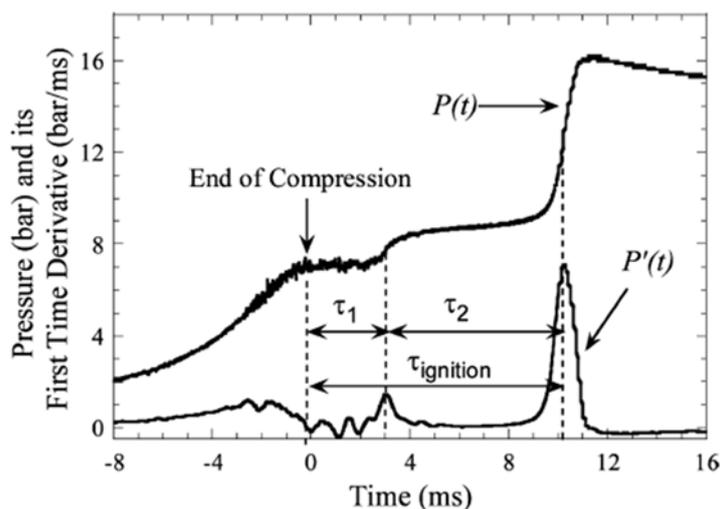


Figure 1-5 Evolution de pression dans une machine à compression rapide et mise en évidence d'une auto-inflammation en deux étapes pour un mélange n-décane/air.

Définition des délais d'auto-inflammation.  $\tau_1$  : première étape,  $\tau_2$  : seconde étape [44]

Comme souligné plus haut, les différentes catégories de réactions chimiques intervenant dans le mécanisme d'auto-inflammation sont :

- Initiation : production de radicaux à partir d'espèces stables
- Propagation : conservation du nombre de radicaux
- Ramification : augmentation du nombre de radicaux
- Terminaison : diminution du nombre de radicaux et production d'espèces stables

D'un point de vue chimique, l'emballlement chimique de la réaction est associé à la libération dans le mélange de radicaux hydroxyles OH. En fonction de la température initiale du mélange au début de la réaction d'auto-inflammation, deux mécanismes peuvent entrer en jeu :

- Pour un comportement typique des hautes températures, les atomes d'hydrogène, issus notamment de la décomposition des alcanes en radicaux alkyles (perte d'un atome d'hydrogène), se recombinent directement avec les molécules de dioxygène pour former par ramification des radicaux hydroxyles. L'augmentation du taux de réaction global qui en résulte aboutit à l'emballement de la réaction.
- À basse température, c'est le déplacement d'équilibre d'une réaction chimique spécifique, entre un radical alkyl et une molécule de dioxygène (réaction (1-13)), qui va entraîner la formation de radicaux hydroxyles.



À partir des résultats de calculs isothermes, Westbrook et al. [45] ont retracé l'évolution du taux de réactivité en fonction de la température (Figure 1-6). À basse température, la formation de  $RO_2$  favorise un chemin réactionnel menant à une ramification, et donc à une augmentation de la réactivité du mélange, ce qui conduit à l'apparition de la flamme froide (zone PTC<sup>1</sup>). Puis l'augmentation de température ( $T > 820$  K, zone NTC<sup>2</sup>) entraîne un déplacement de l'équilibre de la réaction (1-13) vers une consommation de  $RO_2$ , et une production de radicaux alkyles. On assiste ainsi à la chute du taux de réaction et à l'extinction de la flamme froide. La libération des molécules de dioxygène va leur permettre de se recombinaer avec les molécules d'hydrogène ambiant pour former une molécule de  $HO_2$ , inerte à basse température. Enfin, pour des températures suffisamment élevées ( $T > 950$  K, zone PTC), les mécanismes à haute température de l'auto-inflammation prennent le relais en accumulant du  $H_2O_2$  qui sera ensuite instantanément consommé pour produire des radicaux OH et provoquer l'emballement de la réaction et la formation d'espèces telles que le CO et le  $CO_2$  (explosion thermique). Les différentes réactions entrant en jeu dans ces processus seront décrites en Annexe B.

---

<sup>1</sup> PTC: Positive Temperature Coefficient, zone de température pour laquelle une augmentation de la température augmente la réactivité du mélange

<sup>2</sup> NTC: Negative Temperature Coefficient, zone de température pour laquelle une augmentation de la température diminue la réactivité du mélange

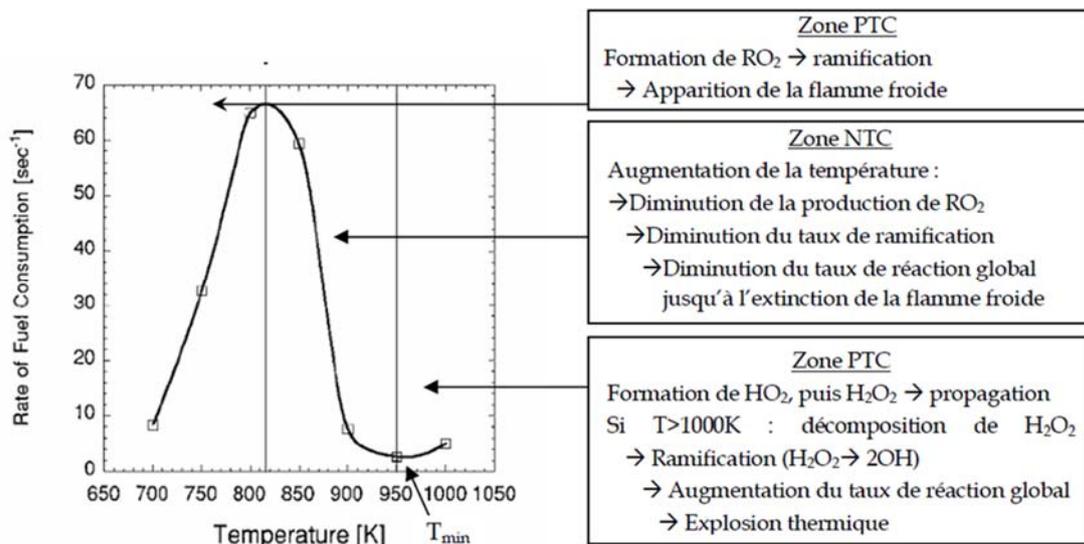


Figure 1-6 Taux de consommation de combustible en fonction de la température.

Mélange n-pentane-air stœchiométrique,  $P = 16$  bar [45]

Description du mécanisme d'auto-inflammation issu de la thèse de Strozzi [46]

### 1.1.2.2 Auto-inflammation du n-décane

#### Mesure de délais d'auto-inflammation

Le mécanisme d'auto-inflammation, pour un mélange donné, est caractérisé par le délai d'auto-inflammation. Cette grandeur représente le temps au bout duquel un mélange, laissé dans des conditions thermodynamiques données de pression et de température, s'enflamme spontanément. L'un des critères de validation pour un schéma cinétique détaillé est la bonne correspondance entre le délai d'auto-inflammation calculé et ceux mesurés expérimentalement.

De nombreuses études expérimentales ont donc porté sur la détermination des délais d'auto-inflammation de différents hydrocarbures. Parmi les systèmes les plus couramment employés, on retrouve deux dispositifs expérimentaux, la Machine à Compression Rapide (MCR) et les tubes à chocs. Des présentations détaillées sur la mesure de délais d'auto-inflammation dans ces deux montages expérimentaux sont respectivement présentés en Annexe C et D.

On retiendra essentiellement que le principe de la mesure de délai d'auto-inflammation en tube à choc est de propager un choc dans un milieu réactif jusqu'au fond du tube où il se réfléchit. Cette réflexion entraîne un second saut de pression et de température permettant d'amener le mélange réactif dans les conditions d'auto-inflammation. En supposant l'absence d'échanges de chaleur, ce qui est raisonnable compte tenu de la vitesse de déplacement de l'onde de choc, un maintien de la température et de la pression derrière le choc pendant tout le délai d'auto-inflammation est observée. En pratique, le délai d'auto-inflammation doit être suffisamment court pour pouvoir être mesuré en tube à choc.

À l'inverse, une MCR permet de mesurer des délais d'auto-inflammation plus longs, issus de plus basse température. Le mélange réactif est comprimé par un piston pour l'amener dans des conditions thermodynamiques de pression et de température permettant l'auto-inflammation.

Une fois la compression achevée, le piston est maintenu en position haute. Le taux de compression du mélange et les conditions thermodynamiques initiales du mélange déterminent les conditions d'auto-inflammation étudiées.

Si la montée en pression et en température des gaz frais est quasiment instantanée en utilisant un tube à choc, ce n'est pas le cas en MCR (durée de compression de plusieurs millisecondes). Goldsborough et al. [47] ont cherché à étudier la variabilité des mesures de délais en fonction du matériel utilisé et ont donc regroupé des essais réalisés avec des MCR différentes. Cette étude est décrite en annexe D. La continuité des résultats entre les différentes méthodes est essentielle pour valider l'emploi de ces différents dispositifs et contrôler les schémas cinétiques. Une attention particulière doit également être portée sur l'influence de l'historique de compression sur le délai d'auto-inflammation. Cet effet est généralement pris en compte pour valider les schémas à partir de données obtenues en MCR.

#### Délais d'auto-inflammation et modélisation de l'auto-inflammation du n-décane

La Figure 1-7 présente les délais d'auto-inflammation mesurés par Pfahl et al. [48], Zhukov et al. [49], Olchanski et al. [50] et Dean et al. [51] dans des tubes à choc comparés aux résultats des travaux de Kumar et al. [44] en MCR pour un mélange de n-décane/air, à différentes richesses, et à une pression d'une dizaine de bar.

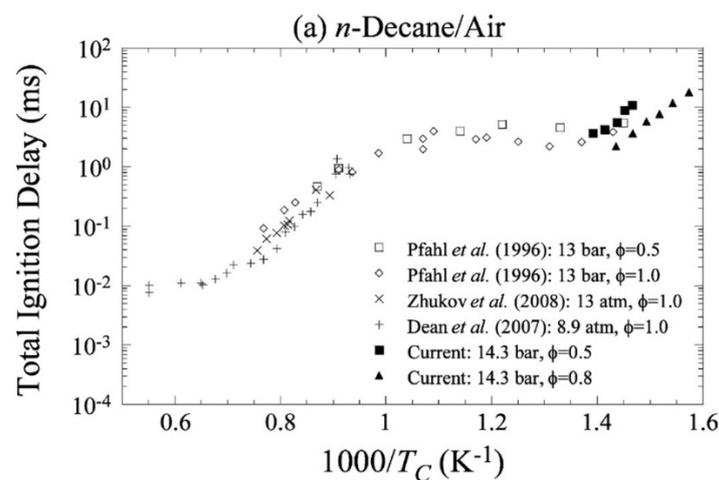


Figure 1-7 Comparaison des mesures de délai d'auto-inflammation entre les essais de Kumar et al. avec une sélection de mesure de délai d'auto-inflammation du n-décane réalisée en tube à choc. Figure issue de [44]

Ces mesures de délais d'auto-inflammation présentent une continuité malgré un changement de dispositif expérimental (tube à choc pour les délais courts et MCR pour les délais plus longs). Comme annoncé précédemment, l'objectif derrière ces mesures expérimentales est de vérifier que les mécanismes chimiques d'auto-inflammation, modélisés au moyen de schémas cinétiques (Westbrook et al. [45] et [52], Bikas et Peters [53] et Zhukov [54]), correspondent au phénomène physique d'auto-inflammation. La Figure 1-8 présente notamment les validations des différents schémas cinétiques évoqués, s'appuyant sur les résultats expérimentaux.

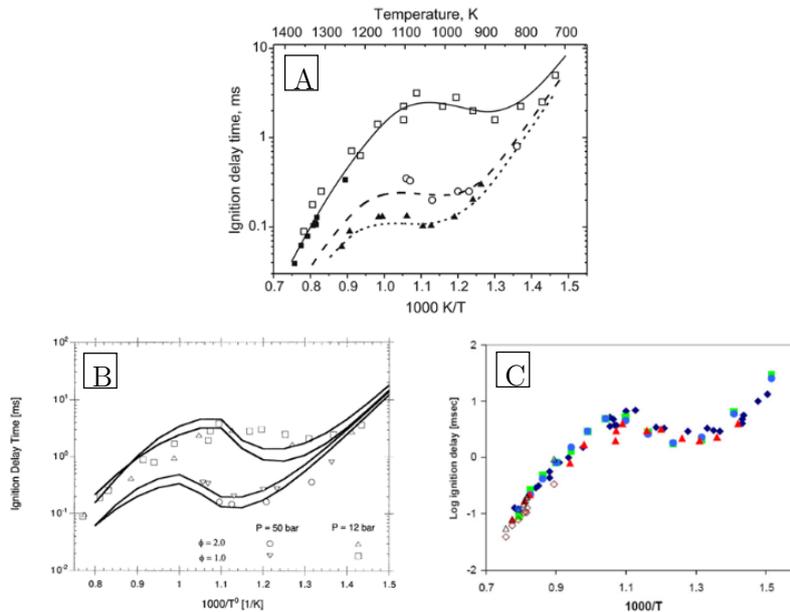


Figure 1-8 (A) Courbe de validation du schéma de Zhukov et al. [54] à partir de leurs données expérimentales [49]  
 (B) Courbe de validation du schéma de Bikas et Peters [53] à partir des données expérimentales de Pfahl et al. [48]  
 (C) Courbe de validation du schéma de Westbrook et al. [52] (triangles rouges) à partir des données expérimentales de [45], [48], [49], [53], [55]

### 1.1.2.3 Influence de l'historique de compression sur les délais d'auto-inflammation

Comme cela a été décrit précédemment, la représentation commune de l'auto-inflammation est de placer de manière instantanée un mélange réactif dans des conditions thermodynamiques données et d'observer l'emballement thermique spontané du mélange. Les montages expérimentaux de type MCR, utilisés pour mesurer les délais d'auto-inflammation, ne permettent pas le passage instantané du mélange dans les conditions thermodynamiques d'étude. Pour un mélange n-décane/air, les conditions de température étudiées varient entre 625 et 1820 K, or le point d'auto-inflammation du n-décane est de 483 K. Ce point caractérise la température minimale à partir de laquelle les échanges thermiques ne compensent plus le dégagement de chaleur libérée par les réactions exothermiques d'auto-inflammation, ce qui permet au mélange de s'auto-enflammer. Pendant la compression dans une MCR, le mélange est donc amené à une température supérieure à cette valeur pendant un laps de temps non négligeable. L'influence de l'historique de compression a donc été étudié notamment pour valider les mesures de délais d'auto-inflammation réalisées en MCR.

Bradley et al. [56] ont comparé différents essais en MCR (différentes rampes de compression notamment) et ont montré expérimentalement l'influence de l'historique de compression sur les délais d'auto-inflammation.

Une pré-étude numérique de dimensionnement a été réalisée dans le cadre de la présente thèse, dans laquelle l'influence de la vitesse de compression sur le délai d'auto-inflammation a été explorée [57]. Une compression linéaire est générée pour un mélange homogène en température et composition à l'aide d'un modèle 0D. L'influence de la vitesse de compression sur le délai

d'auto-inflammation a été caractérisée au moyen d'une étude paramétrique. Le délai d'auto-inflammation  $\tau$ , défini à partir de la Figure 1-9-A, est déterminé en fonction du temps de compression  $t_c$ . La Figure 1-9-B met en évidence une très forte influence de la durée de compression sur le délai d'auto-inflammation. Des délais d'auto-inflammation négatifs sont même observés, c'est-à-dire des cas où l'auto-inflammation se produit avant la fin de la compression. Il est également intéressant de relever que, dans le cas étudié, une augmentation de la durée de compression tend à raccourcir le délai d'auto-inflammation. Cela explique la dispersion apparente des mesures observées par [47] en comparant différentes MCR.

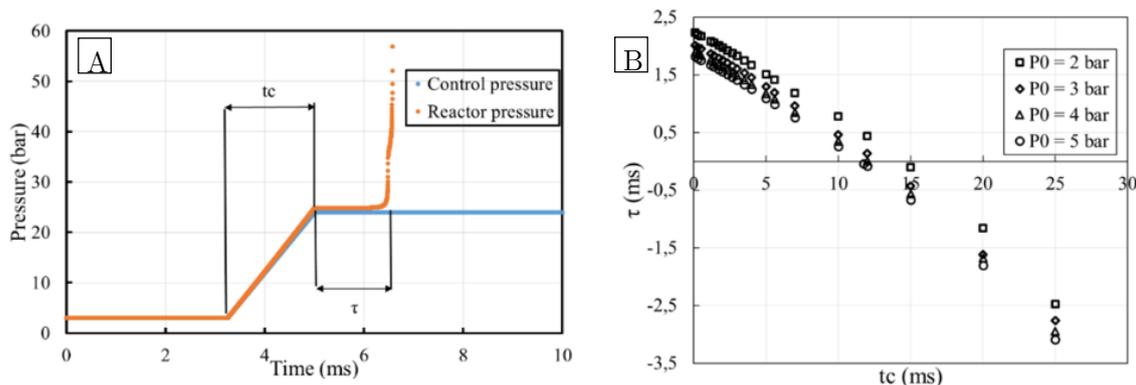


Figure 1-9 (A) Évolution de la pression de contrôle et de la pression dans le réacteur et définition des variables d'intérêt :  $t_c$  le temps de compression et  $\tau$  le délai d'auto-inflammation.

(B) Évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la durée de compression pour différentes pressions initiales

Pour vérifier que la réaction de décomposition des gaz a déjà commencé à la fin de la compression, une variable d'avancement  $c$  a été définie comme le rapport entre la fraction massique de n-décane initialement présent dans la chambre et à la fin de la compression :

$$c = 1 - \frac{Y_{C_{10}H_{22}}(t_{EOC})}{Y_{(C_{10}H_{22})INI}} \quad (1-14)$$

La Figure 1-10 montre l'évolution du critère d'avancement  $c$  en fonction de la durée de compression  $t_c$ . Il apparaît donc que plus la compression est rapide et moins le n-décane n'a le temps de se décomposer dans la chambre avant la fin de la compression. La prise en compte de l'historique de compression est donc primordiale dans le cas de mesure de délais d'auto-inflammation en MCR, et pour la prédiction de l'apparition de ce phénomène.

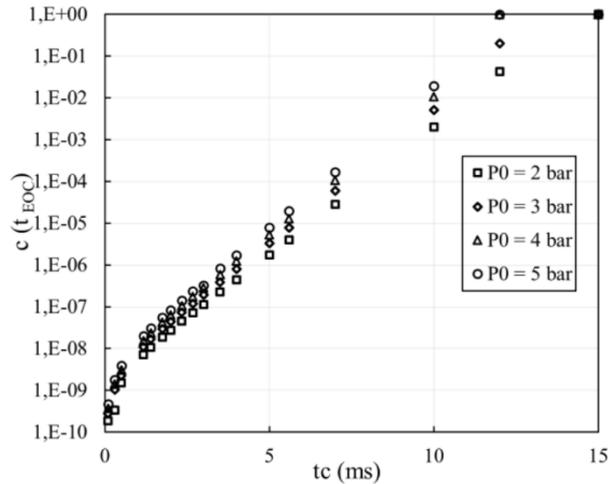


Figure 1-10 Évolution de la variable d'avancement  $c$ , définie par l'équation , en fonction de la durée de compression  $t_c$  pour différentes pressions initiales

Une méthode d'extrapolation des délais d'auto-inflammation mesurés a été développée pour retrouver le délai d'auto-inflammation que l'on obtiendrait dans le cas d'une compression instantanée [56]. Cette méthode se base sur l'intégrale de Livengood-Wu (LWI) décrite par l'équation (1-15) sur toute la durée de la compression. C'est l'intégrale de l'inverse du délai d'auto-inflammation en fonction du temps.

$$LWI = \int_{t_0}^t \frac{dt}{\tau} = Cst < 1 \quad (1-15)$$

On peut reporter sur un graphe les délais mesurés par différentes MCR, i.e. avec différents temps de compression, en fonction de l'intégrale de Livengood-Wu calculée à la fin de la compression LWI ( $t_{EOC}$ ). Dans le cas où la compression est infiniment rapide, les réactions n'auraient pas commencé à la fin de la compression, et donc l'intégrale de Livengood-Wu serait égale à 0. En faisant tendre linéairement LWI( $t_{EOC}$ ) vers 0, il apparaît possible de retrouver le délai d'auto-inflammation idéalisé considérant une compression instantanée.

L'historique de compression a donc une grande importance dans la détermination de délai d'auto-inflammation et plus encore sur le processus d'apparition de ce mode de combustion. La pré-étude présentée ci-dessus met d'ailleurs en évidence que cet effet est d'autant plus important dans le cas d'une compression lente et se traduit par une apparition plus précoce de l'auto-inflammation dans une chambre fermée. Il sera pris en compte dans la suite du manuscrit.

### 1.1.3 La détonation

Le mode de propagation de la détonation est communément représenté comme une discontinuité réactive plane supersonique se propageant dans les gaz. Chapman et Jouguet ont été les premiers à étudier qualitativement le régime de détonation. Leur modèle le représente comme une discontinuité plane et unidirectionnelle, à travers laquelle les réactions chimiques sont réalisées instantanément. Plus tard, Zeldovich, Von Neumann et Döring, à partir du modèle Chapman-

Jouguet, représentèrent la détonation comme une discontinuité, un choc précurseur, suivi d'une zone de réaction. Ces deux modèles sont expliqués plus bas. Un rappel sur la structure tridimensionnelle de la détonation mettra en avant l'importance de la taille de cellule sur l'existence d'une détonation dans une chambre.

### 1.1.3.1 Modèle de détonation de Chapman Jouguet

Le premier modèle de détonation a été développé en 1889 et 1904 respectivement par D.L.Chapman [58] et E.Jouguet [59] en s'appuyant sur les premières observations de la détonation par Mallard, Vieille et Le Châtelier (1883). Ils ont tous deux basé leur théorie sur les travaux de Rankine (1870) et Hugoniot (1887,1889) qui se sont intéressés aux équations de conservation derrière un choc. Le modèle de détonation développé par Chapman et Jouguet (Figure 1-11) est basé sur un certain nombre d'hypothèses :

- L'onde de détonation est considérée comme une discontinuité plane, mince, stationnaire et de vitesse absolue  $D_{CJ}$  constante. La vitesse de propagation de ce front est celle des perturbations acoustiques dans les gaz brûlés. Elle est définie par l'équation (1-16).

$$D_{CJ} = (u + c)_{CJ} \quad (1-16)$$

Avec  $u$  la vitesse des gaz brûlés et  $c$  la vitesse du son dans les gaz brûlés.

- Passage de l'état (0) à l'état (1) par une réaction chimique complète et instantanée
- Absence de tout phénomène dissipatif lors du passage de l'état (0) à l'état (1). Les transports de masse et de chaleur sont également négligés
- On suppose les gaz parfaits

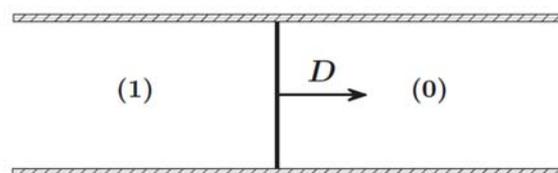


Figure 1-11 Représentation schématique du modèle de Chapman Jouguet

Le développement des équations bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie pour retrouver le rapport de pression engendré par le passage de la détonation est détaillé en Annexe E.

L'objectif de Chapman a été de trouver un critère de vitesse minimum pour obtenir une détonation. Jouguet, quant à lui, s'est intéressé aux différents lieux des états thermodynamiques satisfaisants pour une détonation. Il a également calculé l'entropie le long de la courbe d'Hugoniot pour en extraire un minimum, on parle du critère de Jouguet. Il s'est également aperçu que ce minimum entropique correspondait à une condition de vitesse sonique dans les gaz brûlés. C'est aujourd'hui ce qui est communément appelé le critère CJ. Jouguet a également montré que, dès qu'un front de détonation a tendance à se propager à une célérité plus importante que la célérité CJ, issue d'une détonation forte, une onde de détente rattrape l'onde de détonation et la ralentit.

### 1.1.3.2 Modèle de détonation de Zel'Dovich van Neumann Döring (ZND)

Le modèle de Chapman Jouguet n'est cependant pas suffisant pour prédire les sauts de pression engendrés par la propagation d'une onde de choc dans le milieu. De plus, ce modèle permet de décrire uniquement la propagation autonome et stationnaire d'une détonation.

Zeldovich [60], Neumann [61] et W.Döring [62] ont « complété » le modèle de Chapman Jouguet en décrivant non plus l'onde de détonation comme étant infiniment mince, mais en la décomposant en une onde de choc se déplaçant à la vitesse CJ, une zone d'induction dans laquelle les gaz choqués se décomposent, et une zone de réaction, siège des réactions chimiques d'auto-inflammation du mélange réactif (Figure 1-12).

L'onde de choc amont crée un saut de température, de pression, et de masse volumique dans les gaz frais. Cette augmentation permet d'atteindre rapidement un état thermodynamique favorisant l'apparition du phénomène d'auto-inflammation des gaz frais ( $P_{ZND}$ ,  $T_{ZND}$  et  $\rho_{ZND}$ ). Ces explosions thermiques successives vont venir alimenter l'onde de choc en énergie par libération de chaleur, et par augmentation du volume des gaz brûlés, ce qui lui permet de poursuivre son développement. La distance entre la zone de réaction et l'onde de choc est la longueur d'induction chimique  $L_i$ .

À l'aval de la zone de réaction, on retrouve une vitesse de déplacement sonique caractéristique de l'état de Chapman Jouguet. Ainsi, aucune perturbation issue des gaz brûlés ne peut rattraper l'onde de détonation et donc la perturber.

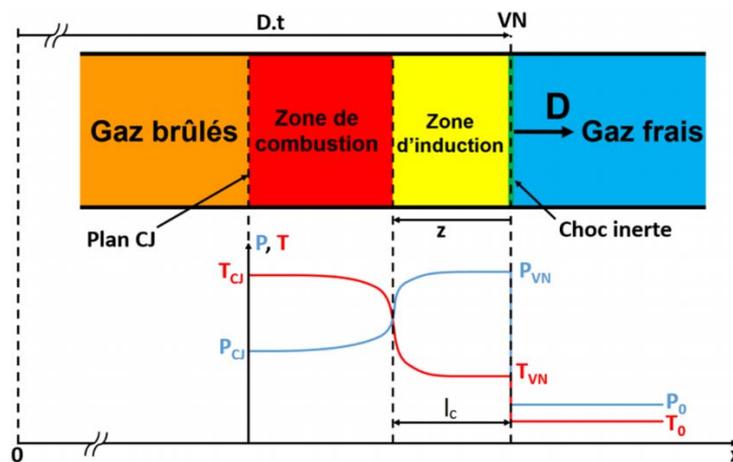


Figure 1-12 Front de détonation ZND ( $D = \text{constante} \geq D_{CJ}$ ) et évolution de la pression  $P$  et de la température  $T$  derrière celui-ci [8]

En résumé, l'ensemble des transformations subies par les gaz frais, lors d'une détonation autonome, suivrait ce modèle en quatre étapes :

- La compression des gaz frais par l'onde de choc jusqu'à l'état thermodynamique ZND (calculé à l'aide des relations de saut)
- Le temps d'induction chimique, permettant aux réactions d'auto-inflammation de se produire dans les gaz choqués, sur l'épaisseur de la zone d'induction  $L_i$ .

- La forte libération d'énergie dans la zone de réaction
- Les produits de détonation subissent ensuite une détente de Riemann après la section sonique caractérisée par l'état CJ.

### 1.1.3.3 Comportement tridimensionnel de la détonation

Denisov et Troshin [63] ont montré que le front de détonation est localement instable. En effet, il est constitué d'ondes de chocs et de fronts réactifs qui se propagent de manière longitudinales et transversales donnant une structure tridimensionnelle au front de détonation. Ils ont également montré que cette structure se retrouvait quelles que soient les conditions de mélange, de température, et de pression dans la chambre, la rendant universelle.

La Figure 1-13 met en lumière l'évolution de cette structure au cours du temps. Elle est composée de trois types de fronts différents :

- Des ondes de Mach
- Des ondes de choc transverses
- Des ondes de choc longitudinales suivies de la zone de réaction

Le point d'interaction entre ces trois ondes est appelé « point triple ». Sa trajectoire dessine un motif en losange appelé « cellule de détonation », dont la plus grande longueur mesurée perpendiculairement à la propagation de la détonation est noté  $\lambda$ .

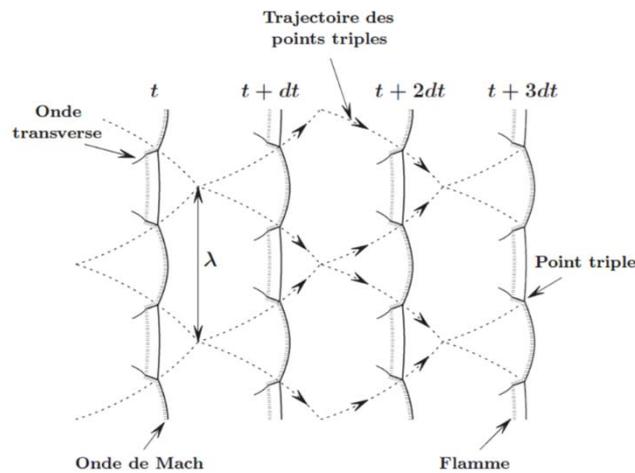


Figure 1-13 Représentation schématique de la propagation d'un front de détonation et de sa structure 2D au cours du temps [64]

Cette cellule de détonation peut être assimilée à un marqueur du couplage entre la zone réactive et le choc. Shchelkin et al. [65] ont d'ailleurs établi une relation de proportionnalité entre la taille de cellule  $\lambda$  et la longueur de la zone d'induction  $L_i$  (équation (1-17)).

$$\lambda = k \cdot L_i \text{ avec } k \in [15; 50] \quad (1-17)$$

La valeur de  $k$  est très sensible aux conditions. Ainsi, on pourra observer une grande dispersion de cette dernière pour un même mélange et des conditions différentes de pression  $P_0$  et de température  $T_0$  devant le choc.

Plus encore, la cellule correspond à un marqueur d'existence d'une détonation. En effet, Peraldi et al. [66] ont montré que si la taille de cellule est supérieure à la plus petite dimension du tube, alors l'installation et la propagation d'une détonation est impossible. Plus précisément, Vasilev dans le chapitre 4 de l'ouvrage de revue de Zhang [67] a également montré que, pour un tube de section rectangulaire ( $l \times h$ ), la détonation ne peut pas se propager si la plus petite distance transversale dans la chambre est supérieure à une certaine valeur dépendant de la taille de la cellule et de la géométrie du tube (1-18).

$$d \geq \frac{r+1}{2\pi} \lambda \quad (1-18)$$

Avec  $d = \min(l, h)$  et  $r = \frac{l}{h}$ .

Ainsi, une estimation de la taille de cellule, issue d'un calcul ZND de longueur d'induction dans le cas où une détonation se propagerait dans la chambre, permet déjà de vérifier qu'une détonation peut se propager dans la chambre.

## **1.2 Les transitions de régime de combustion (Déflagration-Auto-allumage-Détonation)**

Après avoir décrit les différents modes de combustion envisagés pour la combustion à gain de pression (PGC), il est maintenant nécessaire de décrire les différents mécanismes de transition entre ces régimes de combustion et les études qui s'y rapportent. Les travaux portant sur la transition entre la déflagration et l'auto-inflammation seront tout d'abord détaillés. Ce phénomène a notamment fait l'objet de nombreuses études dans l'industrie automobile en rapport direct avec le phénomène de cliquetis dans les moteurs à piston. Puis, les régimes de combustion atteignables après une auto-inflammation seront décrits à partir d'études asymptotiques. Enfin, une revue non exhaustive des différents mécanismes de transition vers la détonation sera réalisée. Elle permettra, notamment, de mettre en évidence un mécanisme sous-jacent de la transition vers la détonation, le mécanisme de SWACER, mais également le besoin important d'études expérimentales sur ce mécanisme dans des confinements de petites dimensions sur lesquelles peuvent s'appuyer les modélisations numériques.

### **1.2.1 Transition déflagration/auto-inflammation : cliquetis**

La transition entre la déflagration et l'auto-inflammation a fait l'objet d'un important effort de compréhension, notamment pour appréhender la notion de cliquetis dans les moteurs à piston. Cette revue bibliographique s'appuie sur l'article de revue de Wang et al. [15].

Heywood [68] a défini le phénomène de cliquetis dans un moteur à piston comme l'apparition d'une auto-inflammation dans les gaz frais avant que la déflagration n'ait eu le temps de les consommer. L'apparition de l'auto-inflammation pendant la propagation de la flamme favorise l'apparition séquentielle de l'auto-inflammation dans la chambre. Cette « propagation » produit également des ondes de pression, plus ou moins fortes, qui peuvent être à l'origine d'une transition vers la détonation, appelée super-cliquetis (super-knock en anglais) dans la motorisation à piston. La Figure 1-14 présente, par exemple, des enregistrements de signaux de pression dans le cas d'une combustion normale dans un moteur (courbe noire), lors de l'apparition d'une auto-inflammation dans la chambre (courbe verte) et pour les cas de super-cliquetis (courbe rouge).

Dans un premier temps, le phénomène de cliquetis sera présenté. Un accent sera mis sur les méthodes de caractérisation de cette transition de régime. Puis une vision idéalisée de ce phénomène sera décrite. Enfin, les facteurs et les mécanismes de transition vers l'auto-inflammation seront recensés.

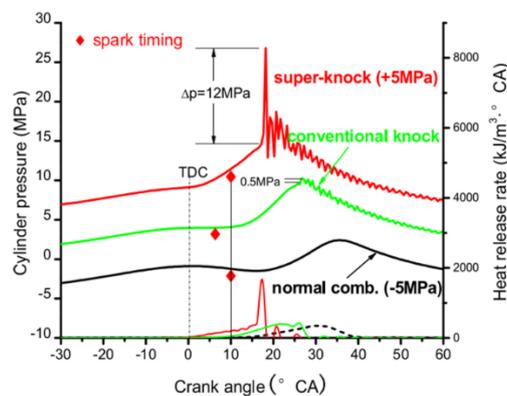


Figure 1-14 Comparaison des signaux de pression obtenus lors d'un super-cliquetis, d'une auto-inflammation dans la chambre (cliquetis) ou pour un fonctionnement normal [13]

### 1.2.1.1 Présentation du phénomène de cliquetis dans un moteur à allumage commandé

Le phénomène de cliquetis est décrit comme l'apparition d'une auto-inflammation dans la chambre de combustion. Cette auto-inflammation en masse d'une partie des gaz frais présente deux effets indésirables. Le premier est une augmentation des pertes thermiques en paroi, et donc une diminution du rendement du moteur. Le second effet réside dans la propagation d'ondes de pression ou de choc générées par cette auto-inflammation en masse, qui soumet le moteur à des contraintes mécaniques fortes pouvant entraîner l'endommagement du système. Le cliquetis est un phénomène fortement stochastique. Son comportement est généralement caractérisé par trois paramètres :

- La température dans les gaz frais à l'instant d'apparition du cliquetis
- L'intensité du cliquetis
- La fréquence des oscillations de pression

Initialement, c'est la fréquence des oscillations enregistrées par des accéléromètres sur la chambre de combustion qui permettait d'identifier l'instant d'apparition du régime d'auto-inflammation

dans la chambre [69], [70]. Scholl et al. [71] ont d'ailleurs montré que la fréquence des oscillations était liée à la vitesse du son dans les gaz brûlés. Celle-ci étant, elle-même, liée à la température de ces derniers, ils ont ainsi montré que la combustion d'un mélange pauvre réduisait de 6.5 % la fréquence des oscillations de pression. La difficulté de détection de ce phénomène était donc liée à la variation de température dans la chambre d'un cycle à l'autre. Cette variation a été mise en évidence par Min Chun et al. [72]. Ils ont notamment associé la distribution de température non uniforme dans la chambre à la présence de gaz brûlés résiduels issus du cycle précédent.

En 1983, Leppard et al. [73] donnent la première définition de l'intensité du cliquetis, qui est alors définie comme l'amplitude maximale de oscillations de pression pendant le phénomène. Ils ont également montré que celle-ci était généralement plus élevée pour des cycles de combustion rapides. D'autres études plus récentes relient l'intensité du cliquetis à la portion des gaz frais restant à brûler au moment de l'apparition de l'auto-inflammation [74], [75].

Le mécanisme d'apparition de l'auto-inflammation dans la chambre est également lié aux conditions thermodynamiques dans la chambre au moment de l'initiation de la combustion. En effet, dans un moteur à piston, les gaz sont comprimés avant l'allumage du mélange. Ainsi, la position du piston au moment de l'allumage est également un facteur caractéristique du cliquetis. Il est défini par la position angulaire du vilebrequin. Pour empêcher la récurrence du cliquetis, lorsqu'une auto-inflammation est détectée dans la chambre, l'allumage du mélange est avancé [76]. Il se produit donc dans un mélange à plus basse température et pression, conditions thermodynamiques moins favorables à l'apparition d'une auto-inflammation dans la chambre. À l'inverse, un allumage plus tardif peut augmenter l'intensité du cliquetis et favoriser la transition vers la détonation [77][78].

Des études antérieures ont donc mis en évidence que la formation de l'auto-inflammation et sa propagation étaient fortement liées à la distribution de température dans la chambre à l'instant d'allumage. Ces études se basent sur des montages expérimentaux complexes de moteurs automobiles et sur leurs comportements sur plusieurs cycles. L'ensemble des études réalisées dans ces conditions ont mis en évidence plusieurs facteurs de transition vers l'auto-inflammation :

- L'hétérogénéité en température du mélange
- La compétition entre la propagation de la déflagration et le délai d'auto-inflammation dans des conditions données

#### *1.2.1.2 Présentation des études académiques sur la transition déflagration/auto-inflammation*

De nombreuses études, expérimentales et numériques, se sont focalisées sur des conditions plus académiques pour étudier ces facteurs de transition. Sankaran et al. [79] ont réalisé une étude numérique directe (DNS) pour modéliser l'évolution des hétérogénéités de température au cours du temps et analyser au moyen d'un critère  $\beta$  (équation (1-19)) permettant de prédire le comportement propagatif de l'auto-inflammation.

$$\beta = \frac{S_d}{S_{SP}} C_\beta \quad (1-19)$$

Avec  $S_d$  la vitesse de propagation de la déflagration,  $S_{SP}$  la vitesse de propagation de l'auto-inflammation et  $C_\beta$  un coefficient proche de l'unité qui symbolise la réactivité du mélange ( $C_\beta$  est « une constante autour de 1 et qui est prise égale à 0.5 pour cette étude » [79]).

Strozzi et al. [80], [81] ont utilisé une technique de PLIF toluène pour déterminer la distribution de température dans une MCR à partir de l'instant d'apparition de la deuxième étape de l'auto-inflammation. La Figure 1-15 présente une série de visualisations successives de PLIF toluène donnant accès à la température dans le plan considéré. Elle présente également une série de traitements numériques permettant de remonter à la distribution de  $\beta$  permettant ainsi de prédire la propagation du front d'auto-inflammation.

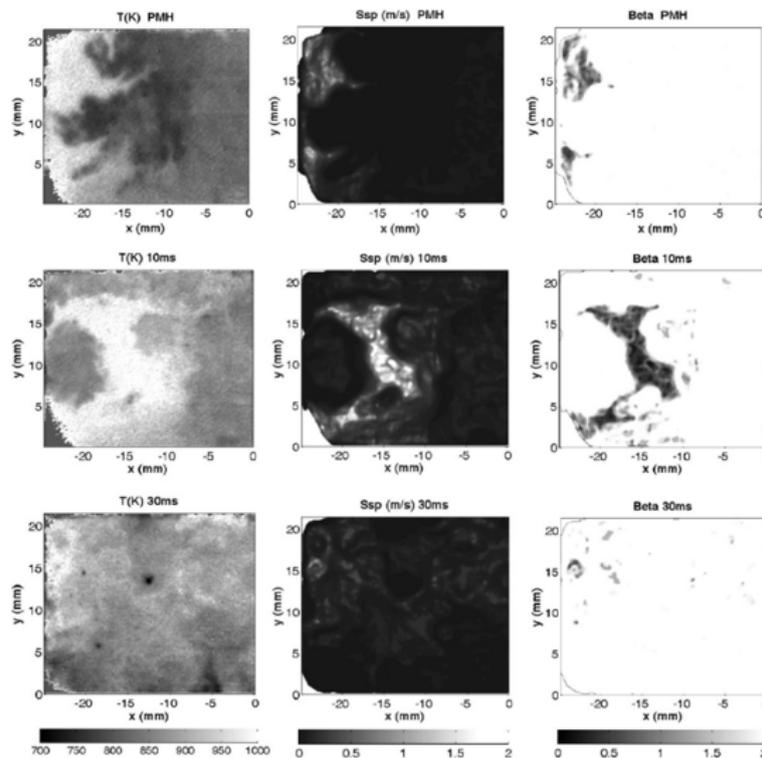


Figure 1-15 Champs de température (gauche) vitesse de propagation du front d'auto-inflammation (milieu) et critère  $\beta$  (droite) à  $t = 0, 10$  et  $30$  ms après le point mort haut [80]

Cette propagation est suivie en traçant les iso-contours d'émission de la deuxième étape de l'auto-inflammation, et les résultats sont consistants avec les régimes de combustion observés [80]. Cela a également été fait par Strozzi [46] dans ses travaux de thèse avec un mélange n-butane/air, et par Griffiths et Whitaker [82] pour un mélange pentane/air. Il apparaît que la deuxième étape de l'auto-inflammation se propage en suivant les gradients de température négatifs (du plus chaud au plus froid) dans une zone de réactivité PTC, et en suivant les gradients de température positif (du plus froid au plus chaud) dans une zone de réactivité NTC. Dans le paragraphe suivant, une représentation schématique de l'auto-inflammation séquentielle dans un cas d'une zone de réactivité PTC sera présentée.

### 1.2.1.3 Description du mécanisme d'auto-inflammation séquentielle dans une enceinte confinée

L'auto-inflammation résulte d'une succession de réactions chimiques qui font tendre le mélange vers un état d'équilibre. Dans le cas général, la propagation de l'auto-inflammation n'est pas liée à un phénomène de conduction et de transport de matière ou de température, mais à un phénomène séquentiel d'oxydations successives, de proche en proche, dans les gaz frais (Figure 1-16). Ce phénomène d'auto-inflammation séquentielle a notamment été décrit pour la première fois par Zeldovich [83] et par Lee [84] en 1980. Zeldovich considère que l'auto-inflammation d'une strate de mélange à volume constant favorise l'auto-inflammation de la couche de mélange suivante, et ainsi, la propagation d'une « onde de réaction chimique à différencier de la propagation d'une flamme reliée aux équations de transport et à celle des ondes de pression ou de choc générées par des déflagrations rapides ou des détonations » [85].

On se place dans le cas d'un gradient thermique négatif constant, et de faible amplitude, dans les gaz frais sur toute la longueur de la chambre (plus chaud à  $x = 0$ , plus froid à l'autre extrémité). La zone la plus chaude est systématiquement positionnée dans la partie proche de la flamme. La température décroît ensuite dans les gaz frais à mesure que l'on s'éloigne de cette zone et qu'on se rapproche de la paroi inférieure de la chambre.

Par conséquent, dans le cas d'une zone de réactivité PTC, la partie des gaz proche de la flamme sera la première à s'enflammer spontanément, suivie par la zone juste en dessous et ainsi de suite. Dans le cas où le gradient de température est faible, la vitesse de propagation de ce front peut être très rapide. L'inflammation successive se fait partout presque au même instant, cela peut conduire à une explosion thermique.

La Figure 1-16 est une représentation fictive de l'évolution de la température dans la chambre (A), et de l'évolution du temps d'induction (délai d'auto-inflammation) dans les gaz frais, pendant la propagation d'une déflagration suivie d'une auto-inflammation. Jusqu'à  $t = 14$  ms, la déflagration se propage dans la chambre en comprimant les gaz frais, puis le temps d'induction devient suffisamment faible pour permettre l'apparition de l'auto-inflammation à  $t = 14.1$  et  $14.2$  ms qui vont donc s'enflammer par poches successives. Un certain nombre d'études expérimentales ont également mis en évidence des conditions pour lesquelles l'auto-inflammation séquentielle pouvait dégénérer en une détonation, communément appelé super-cliquetis.

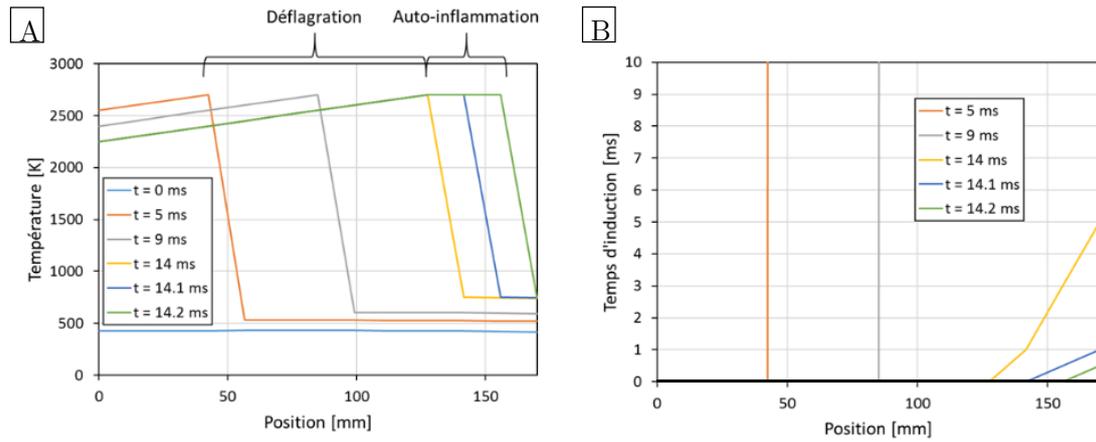


Figure 1-16 Schéma du mécanisme d'auto-inflammation séquentielle au travers de (A) l'évolution de température et (B) l'évolution du temps d'induction dans la chambre de combustion

#### 1.2.1.4 Études expérimentales de la transition vers la détonation dans un moteur à piston

La plupart des études expérimentales traitant de la transition vers la détonation dans un milieu confiné sont réalisées en MCR, ou directement sur des moteurs automobiles, et s'inscrivent dans la volonté de l'industrie automobile de comprendre le super-cliquetis, phénomène d'auto-inflammation engendrant l'apparition d'une détonation.

Qi et al. [86] ont par exemple montré que l'amplitude des oscillations de pression, obtenues après une auto-inflammation dans une MCR, augmentaient avec l'accroissement de la pression initiale (Figure 1-17-A). La température a également une influence importante sur le mécanisme de super-cliquetis puisque l'augmentation de la température dans la chambre au point mort haut raccourcit le délai d'auto-inflammation. Il a également été observé que, pour des conditions de température faible au PMH, l'auto-inflammation avait tendance à transiter vers une détonation (Figure 1-17-B, pour un mélange isoctane/air). Cette tendance est confirmée par les travaux de Chaumeix et al. [87] dans un tube à choc ( $T_0 = 850$  K pour un mélange n-heptane/air). À l'inverse, pour des conditions de températures plus élevées, l'auto-inflammation se propage de manière séquentielle.

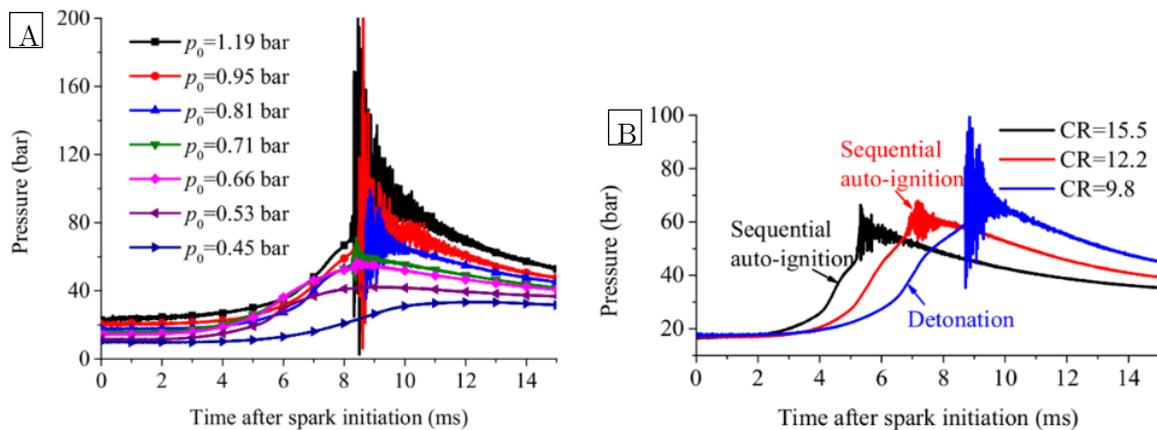


Figure 1-17 Évolution de la pression pendant le phénomène de cliquetis pour différentes conditions de pression et de température. (A) Différentes pressions initiales et même rapport de compression, (B) différents rapports de compression et même pression de PMH pour des essais stœchiométriques d'isoctane/air

Dans les moteurs à allumage commandé, l'augmentation de la pression d'admission entraîne nécessairement l'accroissement de la densité énergétique du mélange, ce qui favorise l'apparition de l'auto-inflammation et, à terme, du super-cliquetis [88]. D'autres études en MCR ont également montré l'influence de l'instant d'allumage sur l'apparition du super-cliquetis [77]. D'autres mécanismes de transition de régime vers la détonation ont également été observés en MCR par Wang et al. [11], notamment par réflexion d'ondes de choc, générées par l'auto-inflammation, sur les parois ou par leur interaction avec le noyau de gaz brûlés. On pourra par ailleurs se référer à Wang et al. [15], qui ont réalisé une revue assez exhaustive sur les paramètres d'influence d'apparition du super-cliquetis dans une chambre de combustion.

Dans le cas de l'auto-inflammation en fond de chambre, les études expérimentales se sont principalement focalisées sur les causes et les conséquences de la transition vers la détonation, mais peu d'entre elles ont réellement permis de valider les différents mécanismes de transition de régimes mis en évidence numériquement. Ainsi, même au prix d'efforts de modélisation importants, relativement peu d'études numériques présentées peuvent être appuyés par des résultats expérimentaux.

#### *1.2.1.5 Conclusions partielles*

Ce paragraphe a mis en évidence que la transition déflagration/auto-inflammation présente un intérêt crucial dans le développement des moteurs automobiles. De nombreuses études macroscopiques considérant l'ensemble du moteur ont d'abord été réalisées, notamment pour développer des méthodes de détection du cliquetis. Ces études macroscopiques présentent des comportements complexes (notamment dues à l'aspect cycle-à-cycle inhérent au moteur), et ne permettent pas d'analyser finement les mécanismes de formation de l'auto-inflammation. Pour cela des études ont été menées en MCR, permettant de travailler dans des conditions thermodynamiques connues (pression, distribution de température dans les gaz frais, richesse du mélange) et de développer des diagnostics d'analyse de l'auto-inflammation plus poussés (PLIF formaldéhyde, PLIF Toluène, PIV). Dans certaines conditions, une transition depuis l'auto-inflammation séquentielle vers la détonation a été mise en évidence expérimentalement. Ces études se focalisent sur les causes et les conséquences de cette transition et pas sur les mécanismes à proprement parlé. À partir de ces données, des simulations DNS, LES ou RANS ont pu être menées pour modéliser finement la transition entre la déflagration et l'auto-inflammation. Les prochains paragraphes se focaliseront sur les régimes de combustion atteignables depuis une auto-inflammation, et plus particulièrement encore, sur les mécanismes de transition vers la détonation. Ces mécanismes seront séparés en deux parties distinctes traitant de la transition vers la détonation dans un milieu non confiné ou semi-confiné (tube), et dans un milieu confiné (chambre de combustion à volume constant de faible allongement).

## 1.2.2 Transitions de régimes à partir de l'auto-inflammation

### 1.2.2.1 Transitions de régimes atteignables après une auto-inflammation

La vitesse de propagation de l'auto-inflammation a été calculée pour la première fois par Zeldovich [83] en 1980. Il considérait que la vitesse de propagation de ce front réactif était liée au délai d'auto-inflammation  $\tau$ . Ce temps d'explosion était indépendant pour chaque volume élémentaire du mélange et il a donc défini ce délai d'auto-inflammation comme une fonction de la position.

Il considère une surface iso-délai d'auto-inflammation (d'explosion thermique) pour des conditions thermodynamiques données (équation (1-20)).

$$\tau(x, y, z) = cst \quad (1-20)$$

Il considère ensuite l'évolution de la forme de cette surface en fonction du temps (équation (1-21)).

$$\tau(x, y, z) = t \quad (1-21)$$

De cette manière, il conclut que la propagation de l'explosion sphérique en chaque point se fait dans la direction normale à la surface définie par l'équation (1-20) à une vitesse  $u$  qui est inversement proportionnelle au module du gradient du temps d'explosion (équations (1-22) et (1-23)).

$$\vec{u} = \frac{grad \tau}{(grad \tau)^2} \quad (1-22)$$

$$u_n = |\vec{u}| = |grad \tau|^{-1} \quad (1-23)$$

À partir de cette formulation, Zeldovich décrit quatre régimes de combustion différents atteignables en fonction de la valeur de  $|\vec{u}|$ . Cette valeur est comparée à  $u_f$ , la vitesse de propagation d'une flamme laminaire, à  $a$ , la vitesse de propagation du son dans les gaz frais, et à  $D_{CJ}$ , la célérité de Chapman Jouguet.

- Si  $|\vec{u}| < u_f$ , alors les mécanismes de transport d'espèces et de conduction thermique prennent le pas sur les mécanismes chimiques de l'auto-inflammation et l'auto-inflammation transite en déflagration
- Si  $u_f < |\vec{u}| < a$ , les mécanismes d'oxydation de l'auto-inflammation sont prépondérants et le front réactif se propage en suivant le gradient de réactivité du mélange
- Si  $a < |\vec{u}| < D_{CJ}$ , l'oxydation des gaz par l'auto-inflammation se fait de manière très rapide et provoque l'apparition d'une onde de choc dans la chambre. Une détonation se forme par couplage de la zone réactive derrière le choc après un certain délai d'induction.
- Si  $D_{CJ} < |\vec{u}|$ , une détonation faible est générée et la pression derrière l'onde réactive oscille entre la pression de fin de combustion  $P_v$  et la pression de l'état thermodynamique de Chapman Jouguet  $P_{CJ}$ .

Entre les deux premiers cas, un cas mixte est également possible dans lequel la propagation par auto-inflammation séquentielle peut, potentiellement, coexister avec un régime de déflagration laminaire ou turbulente [89].

À partir de la formulation de Zeldovich, en considérant qu'une auto-inflammation prend naissance dans un noyau et se développe dans toutes les directions [90], l'équation (1-23) devient alors :

$$U_{SP} = \left( \frac{\partial \tau}{\partial r} \right)^{-1} \quad (1-24)$$

Avec  $\tau$  le délai d'auto-inflammation.

En développant l'équation (1-24) dans le cas d'un mélange de composition chimique homogène, on peut faire apparaître la notion de gradient de température dans l'équation (1-25).

$$U_{SP} = \left( \frac{\partial \tau}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \right)^{-1} = \frac{1}{\frac{\partial \tau}{\partial T} \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}} \quad (1-25)$$

Les études postérieures à celle de Zeldovich se sont focalisées sur la propagation de l'auto-inflammation à partir de noyaux chauds. Les travaux de l'équipe de Bradley à Leeds ([19], [91]–[94]) étudient une distribution de température canonique, présentant un point chaud, caractérisé par une zone de décroissance linéaire de la température depuis la température du point chaud  $T_{\max}$  jusqu'à celle du reste de la chambre  $T_0$  (Figure 1-18). Elle est suivie d'une zone de mélange homogène à température constante. Tout le mélange est initialement homogène en composition chimique. Cette configuration simple leur a permis de faire des calculs 1D compressibles pour estimer l'évolution de pression et de température dans la zone initialement « froide », ainsi que l'évolution de la vitesse du front d'auto-inflammation au cours du temps.

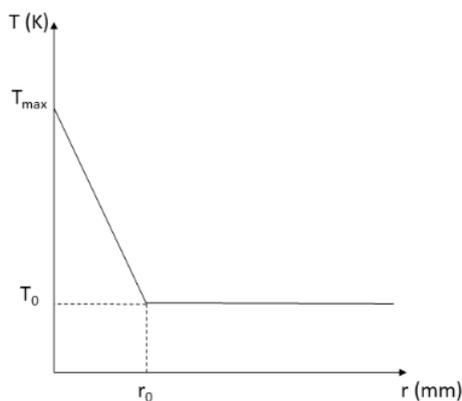


Figure 1-18 Évolution de la température initiale dans le cas canonique de l'équipe de Bradley [19], [91]–[94]

Cette distribution de température linéaire a également été étudiée par Kapila et al. [95]. Ils ont montré que la détonation se produisait en deux phases distinctes, la première correspondant à la préchauffe du milieu et la seconde associée à la formation de la détonation. Ils ont notamment montré qu'un gradient de température faible permettait de transiter plus facilement vers la détonation que dans le cas de gradients de température forts.

Bradley et al. [21] ont notamment défini deux variables ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) pour caractériser les régimes de combustion atteignables après l'auto-inflammation. La première correspond initialement au rapport de gradient de température entre un cas critique entraînant une propagation du front à la vitesse du son (indiqué  $c$ ) et le gradient de température local dans le noyau chaud (équation (1-26)) :

$$\xi = \frac{\frac{\partial T}{\partial r}}{\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_c} \quad (1-26)$$

À partir de l'équation (1-25), on peut écrire :

$$\xi = \frac{a \cdot \frac{\partial \tau}{\partial T}}{U_{SP} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial T}} = \frac{a}{U_{SP}} \quad (1-27)$$

La seconde variable représente le rapport entre le temps que mettrait une onde acoustique à sortir du noyau chaud (le temps acoustique  $t_a$ ) et le temps d'excitation chimique, c'est-à-dire le temps d'oxydation de la poche de gaz (équation (1-28)).

$$\epsilon = \frac{r_0}{a \cdot \tau_e} \quad (1-28)$$

Avec  $r_0$  le rayon du noyau chaud et  $\tau_e$  le temps d'excitation chimique.

La définition de ces deux variables a ainsi permis d'identifier et de décrire cinq modes de propagation de fronts réactifs différents :

- $\xi = 0$ , explosion thermique
- $0 < \xi < \xi_l$ , déflagration supersonique (ou détonation faible de Zeldovich)
- $\xi_l < \xi < \xi_u$ , détonation
- $\xi_u < \xi < au_l^{-1}$ , auto-inflammation séquentielle
- $\xi > au_l^{-1}$ , déflagration laminaire

En considérant  $\xi_l$  tel que la vitesse du front d'auto-inflammation est supérieure à la vitesse de propagation des ondes acoustiques,  $\xi_u$  tel que la vitesse du front d'auto-inflammation est légèrement subsonique, et  $u_l$  la vitesse de propagation d'une déflagration laminaire.

Gu et al. [19] et Bates et al. [93], [96] ont construit un diagramme de régime de combustion en fonction des paramètres  $\xi$  et  $\epsilon$  (Figure 1-19). Bradley et al. [92] ont notamment mis en évidence l'influence de  $\epsilon$  sur le mécanisme de transition vers la détonation. Sur la Figure 1-19 on observe en effet qu'une diminution de  $\epsilon$  en dessous de 10 entraîne une augmentation de la vitesse de front nécessaire pour transiter vers la détonation.

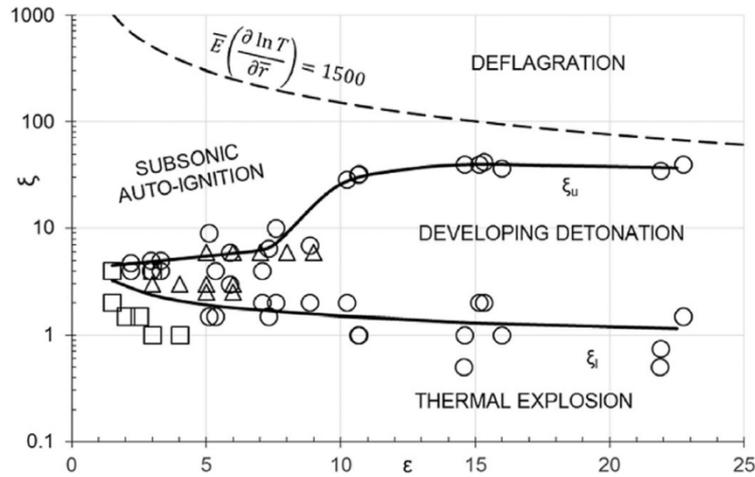


Figure 1-19 Diagramme  $(\xi, \epsilon)$  de régimes de combustion atteignables après une auto-inflammation par point chaud présentant la péninsule de détonation et les autres régimes de combustion. Les symboles indiquent les données pour différents combustibles utilisés (ronds :  $H_2/CO/air$ , carrés :  $n-C_7H_{16}/air$  et triangles :  $i-C_8H_{18}/air$ ) [94]

En considérant un rayon de noyau chaud  $r_0$  constant, plus  $\epsilon$  est petit et plus le temps d'induction chimique  $\tau_e$  est grand par rapport au temps acoustique  $t_a$ , et de facto, plus le dégagement de chaleur dans la tranche de mélange oxydée est lent. Le changement d'état thermodynamique des gaz frais se fait donc lentement et ne provoque pas l'apparition de discontinuité de pression et de température dans ces derniers. Par conséquent, la génération d'onde de pression nécessaire à la formation d'une détonation ne peut se faire qu'en considérant une « propagation » du front d'auto-inflammation générant des effets de compressibilité ( $M > 0.3$ , [97]). À partir de l'équation de Hurlé et al. [98] basée sur une théorie acoustique simple (équation (1-29)), Morley et al. [90] ont pu évaluer l'influence de la vitesse de propagation du front d'auto-inflammation sur l'intensité des ondes acoustiques générées (équation (1-30) et (1-31)).

$$\Delta P(t) = \frac{\rho}{4\pi d} \left| \frac{d}{dt} \left( \frac{dV}{dt} \right) \right|_{t-t_0} \quad (1-29)$$

$$\frac{dV}{dt} = Au_{SP}(\sigma - 1) \quad (1-30)$$

$$\Delta P(t) = \frac{\rho r}{d} (\sigma - 1) \left( 2\sigma u_{SP}^2 + r \frac{du_{SP}}{dt} \right) \quad (1-31)$$

Avec  $\sigma$  le taux d'augmentation de volume au passage de l'onde acoustique,  $A$  la surface de réaction.

L'influence des noyaux chauds sur les transitions de régime de combustion a été fortement étudiée d'un point de vue thermomécanique au cours des dernières décennies, plus particulièrement sur les mécanismes de formation d'une détonation à partir de noyaux chauds. Clarke et al. [99] et Nikiforakis et al. [100] ont par exemple construit un modèle théorique pour expliquer comment les noyaux chauds peuvent faire transiter le mélange en détonation. Ils ont établi que les noyaux chauds étaient à l'origine de la création d'ondes de compression et de zones d'induction chimique qui, en l'absence d'inhibiteurs, conduisent à la formation d'une détonation.

D'un autre côté, Jackson et al. [101] se sont intéressés à la formation d'une explosion thermique en évaluant l'influence de deux types de noyaux chauds, ceux en parois et ceux au cœur de la zone réactive.

De plus, au cours de ses travaux de thèse [102], [103], A. Robert a intégré la formulation de Bradley dans un modèle de sous maille pour simuler des cycles de combustion anormaux dans un moteur à piston downsizé. Ils ont notamment mis au point un critère de prédiction numérique de transition vers le régime de cliquetis et de super-cliquetis.

À partir d'une analyse acoustique sur les équations de Navier Stokes, Kassoy [104] a également défini le rapport entre le temps d'excitation chimique  $\tau_e$  et le temps acoustique  $t_a$  pour caractériser la réponse thermomécanique du mélange à l'ajout local d'énergie (point d'allumage). Il montre que lorsque l'intensité de cet ajout d'énergie est faible comparé à l'énergie interne du gaz, des ondes acoustiques sont formées et se propagent autour du point d'allumage. A l'inverse, lorsque l'énergie ajoutée est plus importante que l'énergie interne du mélange, des effets de compressibilité plus intenses sont créés (ondes de choc). De la même manière, Kurtz et Regele ([18], [105]) ont étudié l'influence du rapport  $\tau_e/t_a$  sur le mélange en différenciant la forme du noyau d'allumage en 1D [18] ou en 2D [105]. Ils ont notamment montré que lorsque le rapport  $\tau_e/t_a$  était très important, la combustion se passait à pression constante. Inversement, lorsque ce rapport était faible, la combustion de la tranche en question se déroulait à volume constant et générait de forts effets de compressibilité (on parle dans ce cas de confinement inertiel). La Figure 1-20 présente les diagramme  $x/t$  de température et de pression pour les trois cas d'études présentés dans [18] :

- $\frac{\tau_e}{t_a} \ll 1$ , milieu confiné, combustion à volume constant
- $\frac{\tau_e}{t_a} = 1$ , milieu semi-confiné
- $\frac{\tau_e}{t_a} \gg 1$ , milieu non-confiné, combustion à pression constante

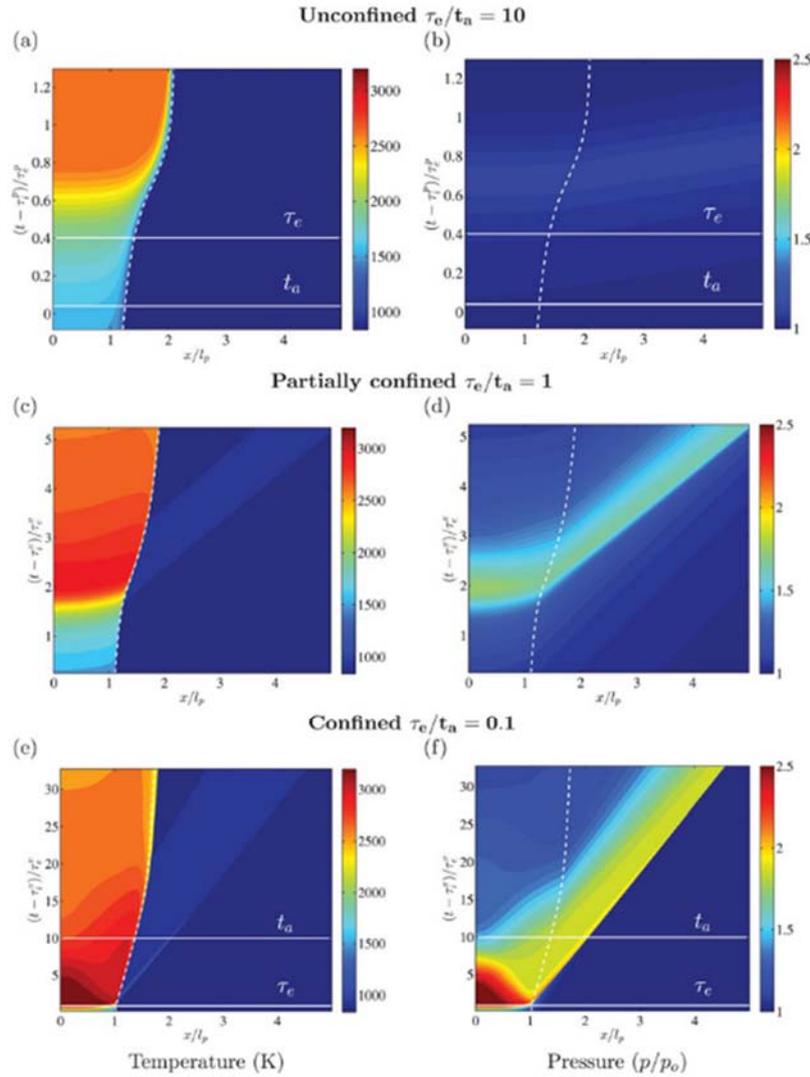


Figure 1-20 Diagrammes  $x/t$  (en temps adimensionné) de température et de pression pour différentes conditions de confinement inertiel [18]

On remarque notamment que le confinement inertiel ( $\frac{\tau_e}{t_a} \geq 1$ ) entraîne la formation de discontinuité de pression (ondes de choc). Selon les conditions rencontrées, celle-ci peut participer à la formation d'une détonation.

### 1.2.2.2 Conclusions partielles

L'analyse bibliographique réalisée dans cette partie a mis en évidence deux phénomènes distincts de transition vers la détonation à partir de noyaux chauds ou *hot spot*.

Le premier est décrit par Zeldovich [83] et repose sur la vitesse de propagation apparente du front d'auto-inflammation. Si cette vitesse est supérieure à des valeurs limites (déterminées par Bradley et al. numériquement [106]), alors une onde de choc peut se former et le système auto-inflammation/choc peut transiter vers une détonation.

D'autres études ont montré que l'apparition d'une auto-inflammation par l'intermédiaire de noyaux chauds peut agir sur la réponse thermomécanique du fluide. En fonction de la vitesse du dégagement de chaleur de l'auto-inflammation, on peut ainsi observer la formation d'effets de compressibilité ou non qui vont favoriser les transitions vers d'autres régimes de combustion tels que la détonation ou la déflagration. Ce mécanisme est détaillé en réalisant une étude paramétrique sur la valeur de la variable  $\tau_e/t_a$  [18] qui correspond également à l'inverse de la deuxième variable adimensionnelle de Bradley,  $\epsilon$ .

Ainsi, il faut distinguer deux effets sur les transitions vers la détonation : (1) un effet macroscopique basé sur la vitesse de propagation du front d'auto-inflammation et décrit par  $\xi$  et (2) un effet microscopique lié au confinement inertiel des couches de mélange engendré par la chimie de l'auto-inflammation, décrit par la variable  $1/\epsilon$  ou  $\tau_e/t_a$ .

### **1.2.3 Mécanismes de transition vers la détonation depuis une déflagration accélérée**

Dans cette partie, on s'appuiera sur les revues de Ciccarelli et al. [16], et Lee et al. [107] pour décrire les différents mécanismes de Transition Déflagration Détonation (TDD) que ce soit en dans un système faiblement ou fortement confiné. Deux configurations de confinement seront étudiées :

- Une configuration non confinée ou semi-confinée, dans laquelle nous traiterons notamment des mécanismes de transition de régime dans des tubes
- Une configuration confinée, qui regroupe entre autres les récentes études sur le phénomène de super-cliquetis observés dans des applications moteur.

#### *1.2.3.1 Historique et mécanisme de la transition Déflagration Détonation (TDD)*

Initialement, l'oxydation des mélanges réactifs était initiée à l'aide de faible sources d'énergie. La détonation obtenue résultait donc de l'accélération de la flamme, permettant la transition Déflagration-Détonation (TDD). Shchelkin et al. [108] ont établi que l'accélération de la flamme était directement liée à la turbulence dans les gaz frais qui favorise l'augmentation de la surface de flamme et de facto du taux de consommation de cette dernière. Ils ont introduit des effets de rugosité dans leur tube à détonation en lui ajoutant une spirale s'appuyant sur les parois du tube. Aujourd'hui, la spirale de Shchelkin est couramment utilisée dans les montages expérimentaux de détonique pour réduire la longueur de transition vers la détonation.

À cette époque, les moyens de visualisation ne permettaient pas l'analyse approfondie des phénomènes. L'utilisation d'une strioscopie par Urtiew et Oppenheim [109] représente une avancée majeure dans la compréhension de la formation de la détonation (Figure 1-21). Cette strioscopie met en évidence l'initiation de la détonation dans le système choc/flamme sous la forme d'une explosion sphérique. L'appellation « explosion dans l'explosion » décrira ce mécanisme de TDD.

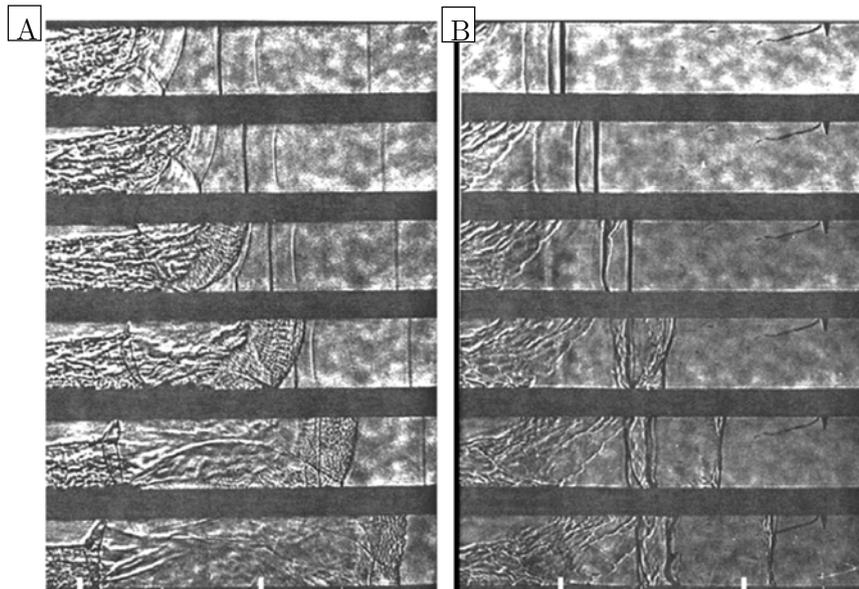


Figure 1-21 Visualisation par stroboscopie de la transition vers la détonation dans un tube pour un mélange  $H_2/O_2$  à une fréquence d'acquisition 200 kHz

Sur la Figure 1-21-A, la première image présente plusieurs ondes de choc devant le front réactif. Sur l'image suivante, une explosion se produit dans la partie supérieure du tube et se développe en onde de détonation (rattrapant ensuite les ondes de choc initialement devant le front réactif). Sur la Figure 1-21-B, un autre mécanisme de transition est observé, lié à la focalisation de deux ondes de choc. Cette coalescence forme une discontinuité, localisée immédiatement après le premier choc. L'inflammation des gaz dans cette discontinuité est observée à partir de la troisième image, et se traduit par la formation, selon les auteurs, d'une détonation. L'utilisation d'obstacles pour réduire la longueur de transition (généralement dénommée Run-up Distance) s'est généralisée après les études de Lee et al. [110] sur l'influence du rapport de blocage sur la run-up distance (d'autres études ont également porté sur l'influence du rapport de blocage sur la longueur de transition, comme celle de Sorin et al. [17]). A partir des revues sur le domaine de Lee et al. [107], Ciccarelli et al. [111] et Shepherd et al. [112] le mécanisme de TDD peut se diviser en deux étapes :

- La création des conditions de transition de régime dans le mélange par accélération de la déflagration
- La formation de l'onde de détonation à proprement parler.

Tout d'abord, les différents mécanismes de mise en condition du mélange seront décrits, puis les différents travaux portant sur les mécanismes de transition vers la détonation seront détaillés.

### 1.2.3.2 Mécanismes de mise en condition thermodynamique du mélange

Suivant le type d'enceinte considéré, deux mécanismes principaux permettant la montée en pression et en température du mélange réactif sont considérés, l'accélération de la flamme dans le cas d'enceintes semi-confinées, et la compression des gaz par une flamme ou un piston dans le cas d'un montage fortement confiné.

## Accélération de flamme

Dans le cas d'enceintes semi-confinées ou non confinées, la propagation de la déflagration ne permet pas la montée en pression et en température des gaz par simple compression de la flamme. La mise en condition thermodynamique du mélange réactif est alors lié à l'accélération de la flamme. Plusieurs mécanismes permettent l'accélération de la flamme notamment :

- L'intensification de la turbulence dans le mélange réactif. En effet celle-ci entraîne une augmentation de la surface de flamme et, de facto, un accroissement de taux de dégagement de chaleur et donc de la vitesse.
- L'utilisation d'obstacles dans les tubes permet également d'accélérer la flamme par conservation du débit. Elle entraîne également l'augmentation drastique de la surface de flamme qui accroît d'autant plus sa vitesse. Elle crée également (suivant les obstacles, Figure 1-22) des poches d'imbrûlés pouvant s'auto-enflammer et générer ainsi des ondes de pression permettant la TDD. Johansen et Ciccarelli [113] ont notamment étudié l'influence des obstacles sur la forme de la flamme et la formation de poche d'imbrûlés susceptibles de s'auto-enflammer. On remarque que plus le rapport de blocage est important et plus la flamme est étirée et accélérée (conservation du débit). Les zones de recirculation derrière les obstacles sont également plus importantes. Ils ont également mis en évidence que la mise en mouvement des gaz frais devant la flamme facilitait l'accélération de cette dernière.

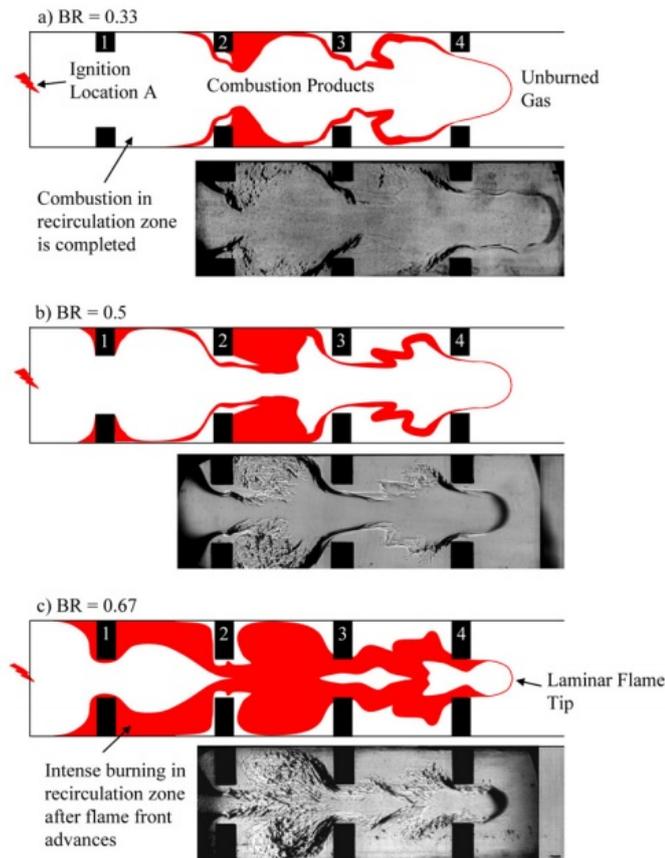


Figure 1-22 Schématisation et visualisation par strioscopie du comportement d'une flamme laminaire dans un tube à choc en présence d'obstacles pour différents rapports de blocage (Johansen et Ciccarelli, [114])

- L'augmentation de la surface de flamme peut également être due à des instabilités de combustion (Landau-Darreus, Zeldovich, Richtmyer-Meshkov, Rayleigh Taylor, Kelvin-Helmholtz). Ce phénomène peut donc également se produire dans un tube lisse.

En accélérant, la flamme va donc générer des effets de compressibilité (onde de pression, onde de choc) dans les gaz frais. Le passage successif de ces ondes va permettre à la température des gaz frais devant la flamme d'augmenter peu à peu. Par conséquent, la vitesse du son augmentant avec la température, les dernières ondes de pression vont coalescer avec les premières, générant des ondes de choc devant la flamme et augmentant d'autant plus la température des gaz frais devant la flamme.

#### Compression des gaz frais en fond de chambre

Dans le cas d'une enceinte fermée, la propagation d'une déflagration ou d'un piston dans la chambre comprime les gaz frais de manière plus ou moins isentropique. Cette compression peut être plus ou moins lente et entraîner des effets aérodynamiques plus ou moins importants<sup>3</sup>. Ces effets aérodynamiques favorisent l'apparition d'hétérogénéité de mélange et de température dans la chambre. Ces mécanismes se rapportent plus à des effets observés dans des tubes longs, où une

<sup>3</sup> Par exemple, l'utilisation d'un piston plat dans une MCR entraîne la formation d'un champignon de gaz frais plus froid installant de fortes hétérogénéités de température dans la chambre.

couche limite aurait notamment le temps de se développer. Dans une chambre de plus petite dimension, c'est la forme de la flamme qui aura un effet plus important

D'autres mécanismes peuvent entrer en jeu dans la formation d'hétérogénéités de température. La propagation laminaire d'une flamme tulipe entraîne, par exemple, la formation d'une zone de compression adiabatique au cœur de cette dernière et génère donc un gradient de température dans les gaz frais (Figure 1-4-f).

Il existe donc plusieurs moyens de mise en condition du mélange avant la formation de la détonation en elle-même, dépendants de la géométrie de la chambre de combustion. Pan et al. [21] ont notamment mis en évidence deux mécanismes de transition dépendant de la longueur de la chambre : dans le cas d'une durée de combustion longue, l'accumulation et la focalisation d'ondes de pression dans la chambre génère les conditions favorables à l'apparition d'une détonation devant la déflagration. Alors que dans le cas d'une durée de combustion plus faible, la génération d'ondes de pression plus importantes dans la chambre provoque l'apparition d'hétérogénéités de température conduisant à l'auto-inflammation du mélange.

### 1.2.3.3 Mécanismes de transition vers la détonation

Une fois que les conditions thermodynamiques nécessaires pour l'initiation de la détonation sont obtenues (par la première étape de la TDD), la formation de l'onde de détonation est possible. L'élément indispensable à la formation de la détonation est la formation d'une explosion ponctuelle dans le mélange. La position de cette explosion est pré-conditionnée par l'étape précédente. La formation d'une détonation peut donc résulter de différents procédés :

- Elle peut être issue de la réflexion d'une onde de choc [66], [115] ou d'une focalisation d'ondes de choc [116], [117]
- Elle peut également être générée par des instabilités de combustion ou de mélange dans la chambre (instabilités proches de la flamme [118], par une interaction de la flamme avec des ondes de choc ou avec une paroi [119], par l'explosion d'une poche de gaz imbrûlés, ou par une fluctuation de pression ou de température dans le mélange ou dans la couche limite [120]).

Il apparaît que l'ensemble des phénomènes conduisant à une détonation est contrôlé par un mécanisme sous-jacent, le mécanisme de SWACER pour Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release. Lee et al. [121] et Yoshikawa, au cours de sa thèse [122], ont notamment montré que le gradient de délai d'induction (délai d'auto-inflammation dans la tranche) associé à des hétérogénéités de température et de richesse pouvait engendrer l'initiation d'une détonation.

Le mécanisme qu'ils proposent pour expliquer la formation de la détonation s'appuie sur la formation d'un gradient de délai d'induction qui génère une libération séquentielle de l'énergie, aussi bien temporelle que spatiale, détaillée précédemment dans la section 1.2.1.3. Cette oxydation spontanée produit alors des ondes de compression. Dans le cas où cette auto-inflammation séquentielle se propage à une vitesse similaire à celle des ondes de compression générées (environ la vitesse du son dans les gaz frais), l'intensité des ondes de pression augmente

jusqu'à la formation d'une onde de choc qui peut provoquer l'auto-inflammation du mélange derrière elle et ainsi transiter en détonation.

Parce que les hétérogénéités de température et de richesse peuvent être générés par de nombreux phénomènes différents, le mécanisme de SWACER regroupe une grande variété de phénomènes d'initiation de la détonation :

- Initiation de détonation directe due à un gradient de température derrière un choc
- Initiation par focalisation de choc
- TDD dans un tube due à un gradient de température dans la couche limite ou entre la flamme et le choc
- TDD par pré-compression en fond de chambre par une déflagration
- TDD dans un tube à obstacles

De nombreuses modélisations numériques ont été réalisées pour mettre en évidence le phénomène de SWACER ([99], [107], [118], [123]–[125]). Lee et al. [107], [126] ont notamment montré que l'amplification de l'onde de choc ne pouvait se faire que si la libération séquentielle d'énergie par les réactions chimiques se faisait en phase avec la propagation de l'onde de choc. Khokhlov et Oran [118] ont montré que la plupart des mécanismes amenant dans les conditions propices au SWACER génèrent des instabilités (notamment de Richtmeyer-Meshkov) complexes à représenter dans un calcul. L'effort de modélisation réalisé pour isoler le mécanisme de SWACER était remarquable, dans le sens où les conditions de calcul étaient particulièrement représentatives de travaux expérimentaux.

Pour mieux appréhender le phénomène de SWACER, notamment la formation et la coalescence d'ondes de pression lors de l'apparition de l'auto-inflammation, un certain nombre d'études numériques se sont focalisées sur des cas canoniques 1D.

#### *1.2.3.4 Études canoniques liées à la mise en évidence des mécanismes de super-cliquetis*

Griffiths [127] et Dai et al. [128] ont notamment étudié le comportement des gaz de fin de compression dans le cas d'un comportement NTC. Ils ont montré une forte influence du dégagement de chaleur de l'auto-inflammation et de la génération d'ondes de pression dans la chambre sur l'évolution du mode de combustion qui en découle.

Pan et al. [20] ont également effectué des calculs 1D dans un réacteur fermé à volume constant pour étudier les mécanismes d'interaction entre la flamme, l'auto-inflammation et les ondes de pression générées pendant le phénomène de cliquetis. Ils ont tout d'abord montré que la localisation des points d'auto-inflammation était étroitement liée à la température initiale dans la chambre. Deux positions préférentielles des noyaux d'auto-inflammation sont observées : proche de la paroi opposée à la propagation de la flamme (cas de températures faible  $T_0 = 750$  K) ou proche de la flamme (pour les températures initiales plus élevées). Dans le cas où l'auto-inflammation apparaît devant la flamme, le mécanisme de transition privilégié est l'interaction entre les ondes de pression et la structure de la flamme.

Ils ont également montré que l'intensité du cliquetis n'était pas seulement liée au phénomène d'auto-inflammation en lui-même, mais également à l'ensemble des interactions entre la flamme, les ondes de pression, le front d'auto-inflammation, et les parois. La collision de deux ondes ou la réflexion d'une onde de choc en paroi augmente de façon importante l'intensité des ondes de pression dans la chambre [21]

L'influence de la zone NTC sur le mécanisme de cliquetis et de transition vers la détonation (cliquetis fort) a également été très largement investiguée [129]–[131]. Yu et al. [130] montrent notamment que l'apparition d'une zone NTC modifie le gradient d'induction et la transition vers la détonation.

#### 1.2.3.5 Conclusions partielles

La transition vers la détonation peut donc se décrire en deux étapes :

La première phase correspond à la mise en condition du mélange, c'est-à-dire l'augmentation de la pression et de la température des gaz frais jusqu'à des conditions suffisantes pour permettre l'apparition d'une détonation dans la chambre. Ces conditions peuvent être atteintes par différents mécanismes allant de l'accélération de flamme, à la réflexion d'ondes de choc sur des obstacles voire même une compression du mélange dans une enceinte fermée par une flamme ou un piston.

La seconde partie du phénomène représente la transition vers la détonation en elle-même. Les revues de littérature sur le phénomène ont mis en évidence un mécanisme de base de transition vers la détonation, le mécanisme de SWACER.

Cette analyse bibliographique, non exhaustive, des travaux réalisés sur les transitions vers la détonation mettent en évidence deux approches distinctes :

- Une approche majoritairement numérique, centrée sur le phénomène même de la transition et le mécanisme de SWACER associé
- Une approche plus expérimentale, focalisée sur les causes et les conséquences de la transition vers la détonation.

Ainsi, peu d'études expérimentales peuvent être utilisées pour analyser en détail le phénomène de SWACER, ce qui est probablement le résultat de difficultés liées à sa nature instationnaire, parfois stochastique, et aux courtes échelles spatiales et temporelles mises en jeu.

### 1.3 Bilan du chapitre

Le développement de solutions technologiques en rupture basées sur la Pressure Gain Combustion met en évidence trois axes de développement : la Combustion à Volume Constant (CVC), le Shockless Explosion Combustor (SEC) et le Moteur à Détonation Rotative (RDE). Ces trois solutions utilisent différents régimes de combustion (respectivement la déflagration rapide, l'auto-

inflammation et la détonation) pour améliorer le rendement de combustion par rapport à la solution actuellement en place.

Dans ce chapitre, les prérequis théoriques sur chacun de ces modes de combustion ont été détaillés. Les différents mécanismes de transition de régime, notamment entre la déflagration et l'auto-inflammation et entre l'auto-inflammation et la détonation, ont également été décrits. Cette analyse bibliographique met en évidence l'existence d'un mécanisme sous-jacent à la transition vers la détonation, le SWACER. De nombreuses études numériques ont été réalisées pour décrire ce phénomène mais ne sont, pour la plupart, pas appuyées par des études expérimentales.

L'objectif de ces travaux sera donc de décrire expérimentalement les mécanismes de transition de régime de combustion dans une enceinte fermée. On cherchera notamment à identifier le mécanisme de SWACER à l'aide de visualisations par strioscopie et de mesures physiques rapides.

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental et métrologie

### Sommaire

---

2	Dispositif expérimental et métrologie .....	81
2.1	Présentation du montage expérimental .....	81
2.1.1	Présentation de la chambre de combustion.....	81
2.1.2	Description des circuits de chauffe .....	85
2.1.3	Préparation du mélange .....	87
2.1.4	Déroulement d'un essai .....	90
2.2	Diagnostics optiques .....	94
2.2.1	Strioscopie.....	95
2.2.2	Visualisation directe et strioscopie simultanées.....	98
2.3	Caractérisation du montage expérimental .....	99
2.3.1	Homogénéisation du mélange .....	99
2.3.2	Mesure du gradient thermique vertical dans la chambre .....	100
2.3.3	Reproductibilité des expériences .....	104
2.4	Évaluation numérique de l'évolution thermochimique des gaz frais .....	107
2.4.1	Caractérisation des schémas cinétiques utilisés .....	107
2.4.2	Présentation du code d'auto-inflammation avec historique de compression.....	108
2.5	Bilan du chapitre.....	110



## 2 Dispositif expérimental et métrologie

L'objectif de ce chapitre est de décrire le montage expérimental et la méthodologie d'analyse déployés pendant ces travaux. Le montage expérimental, ainsi que le protocole associé seront détaillés dans la section 2.1. Le principe de fonctionnement du montage est le suivant : une flamme de prémélange comprime les gaz frais dans une enceinte fermée. Cette compression est utilisée pour initier les réactions chimiques d'auto-inflammation à l'origine de transitions de régime de combustion, cœur de l'étude.

La seconde partie de ce chapitre décrit les différents diagnostics optiques et physiques mis en place autour de ce montage expérimental (Section 2.2).

La troisième partie de ce chapitre présente la qualification du montage expérimental (Section 2.3). L'homogénéité du mélange dans la chambre est vérifiée, aussi bien expérimentalement, que par le calcul. La température des gaz à l'intérieur de l'enceinte est mesurée sur toute sa hauteur et la reproductibilité des essais est contrôlée. Enfin, le degré d'adiabaticité de la chambre de combustion dans la zone des gaz frais est caractérisé.

La dernière partie de ce chapitre (Section 2.4) est consacrée, quant à elle, à la présentation des outils numériques développés et utilisés au cours de cette étude, ainsi qu'à la caractérisation et à la justification des schémas cinétiques utilisés (Livermore [52], JetSurF 2.0 [132] et Basevich [133], [134]).

### 2.1 Présentation du montage expérimental

Cette étude a pour objectif d'identifier expérimentalement et d'expliquer les transitions de régimes de combustion pouvant survenir lors d'une combustion à volume constant. Pour cela, une déflagration est initiée dans la partie supérieure de la chambre et se propage vers le bas en agissant tel un piston sur les gaz frais. Par cette compression, la température et la pression dans les gaz frais augmentent pour atteindre des conditions thermodynamiques suffisantes pour déclencher les réactions chimiques d'auto-inflammation voire l'initiation d'une onde de détonation dans les gaz frais situés dans la partie basse de la chambre.

La chambre de combustion utilisée dans cette étude, de même que les différents circuits de préparation du mélange et de chauffe, la métrologie, et le protocole expérimental retenu sont décrits dans cette partie.

#### 2.1.1 Présentation de la chambre de combustion

L'enceinte utilisée pour cette étude est cylindrique à section carrée de dimension  $172 \times 40 \times 40 \text{ mm}^3$ . Cette chambre de combustion fermée est en acier X37CrMoV5, adapté aux hautes températures.

De conception modulaire, l'enceinte est constituée d'un corps central, sur lequel les différents capteurs sont positionnés. Sur ce corps central se fixent deux flasques latérales contrôlées en

température au moyen de cartouches chauffantes et équipées de hublots maintenus en position par des brides (Figure 2-1-A). La chambre est maintenue sur un rail gradué, qui constitue un des éléments du banc strioscopique utilisé.

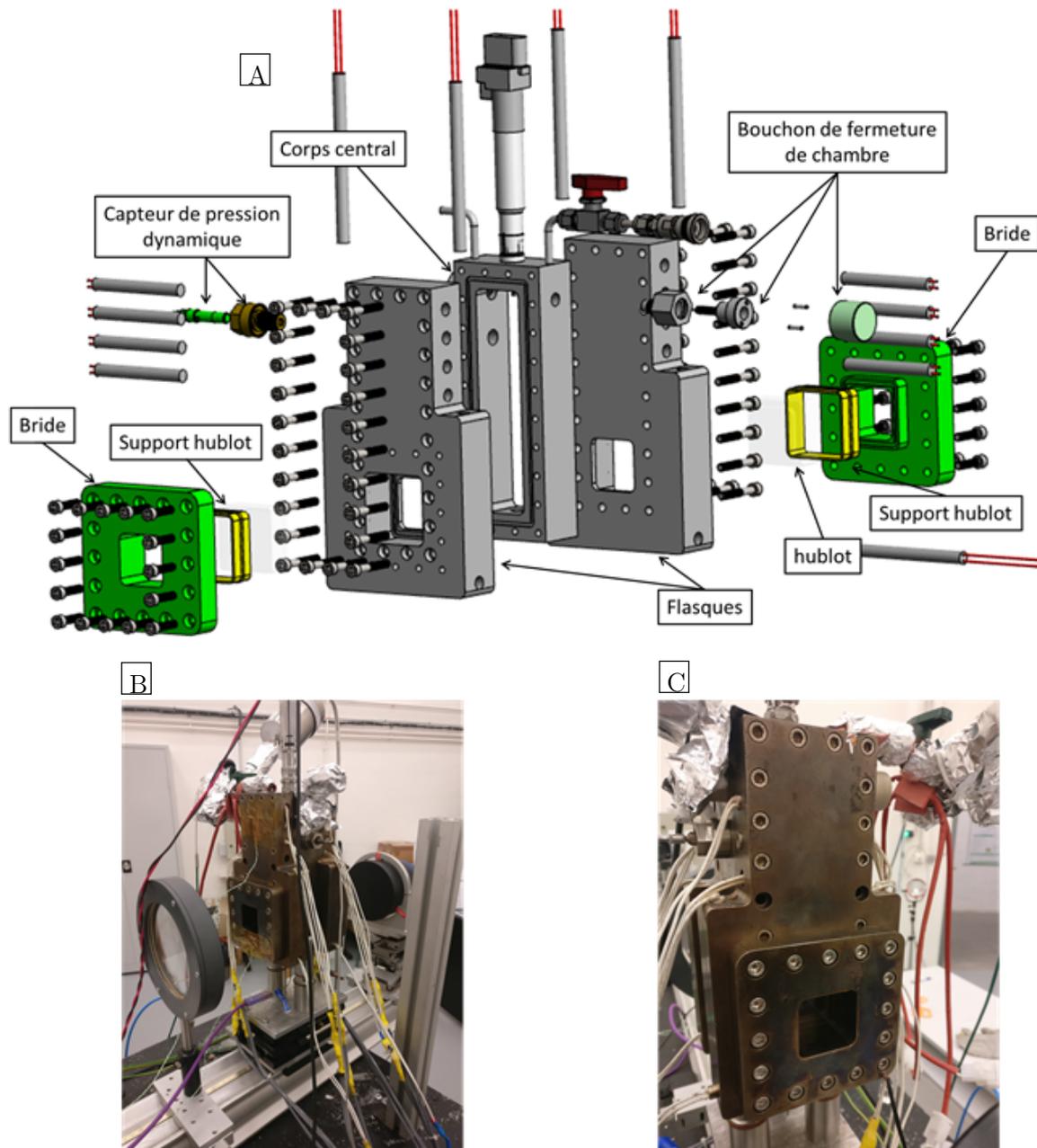


Figure 2-1 Vue éclatée de la chambre de combustion (A) et photographies de la chambre (B et C)

### Description du corps central

Dans un souci de clarté, les quatre faces du corps central seront appelées distinctement faces A, B, C et D (Figure 2-2-A). Les deux faces sur lesquelles vont s'appuyer les flasques et les hublots seront respectivement dénommées faces E et F (Figure 2-2-B).

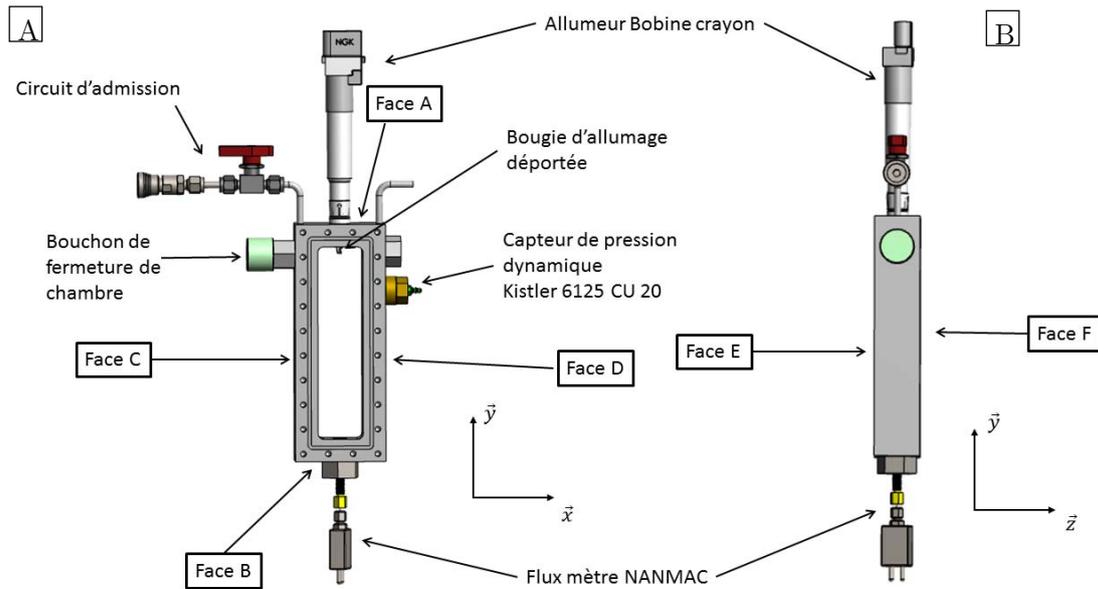


Figure 2-2 (A) Vue du corps central dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$ , (B) Vue du corps central dans le plan  $(\vec{z}, \vec{y})$

Une bougie d'allumage de type automobile à électrode déportée (NR N530L) est fixée au centre de la face A. L'étincelle est assurée par une bobine (BERU GSE 041) alimentée en courant continu par une alimentation 12 V (elc ALF1225) et contrôlée par un générateur d'impulsions (DG535). L'énergie électrique déposée par le système d'allumage est d'environ 30 mJ.

L'admission du mélange gazeux est réalisée au niveau de la partie supérieure de la face C du corps central. Le gaz est introduit dans la chambre au moyen d'un circuit tubulaire de 6 mm de diamètre terminé par un orifice de 1 mm de diamètre débouchant dans la chambre. Ce circuit d'admission est fermé à l'aide de deux vannes, une vanne quart de tour ( $V_{C1}$ ) située en amont de la chambre permettant de couper l'arrivée de gaz, et un bouchon ( $V_{C2}$ ) positionné affleurant à la paroi interne du corps central pour fermer hermétiquement la chambre et éviter la présence de cavités susceptibles de parasiter le processus de combustion. La flamme se propage alors librement dans la chambre sans perturbation induite par la présence de protubérances ou de crevasses.

Sur la face D, un emplacement pour un capteur est disponible à 6 cm de la face A. La pression pourra être mesurée à cette position par un capteur Kistler 6125 CU 20. Compte tenu de sa position, ce capteur se trouvera la majorité du temps dans les gaz brûlés.

Le capteur de pression Kistler 6125 CU 20 ou un fluxmètre de type NANMAC peuvent également être alternativement positionnés sur la face B du corps central. Ils seront ainsi positionnés principalement dans les gaz frais pendant le processus de transitions de régime de combustion. Par leur installation alternative, il est possible d'obtenir, au choix, un enregistrement du flux thermique local en paroi ou de la pression dans les gaz frais pendant l'ensemble du processus de combustion.

La chambre de combustion est fixée à un rail gradué par l'intermédiaire de deux systèmes tubulaires fixés sur la face B du corps central. Ces systèmes tubulaires assurent l'isolation

thermique de la chambre et réduisent ainsi la présence de points froids dans celle-ci, leur rôle est donc majeur. Chacune des structures tubulaires est constituée de deux cylindres creux en aluminium (de 30 mm et 40 mm de diamètres respectivement) de 5 mm d'épaisseur et une partie centrale attachée aux deux cylindres par deux vis équipées de bagues isolantes (Figure 2-3).

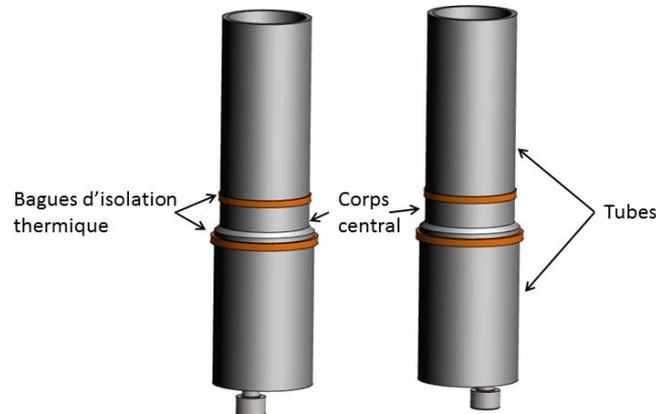


Figure 2-3 Schéma du système de fixation de la chambre de combustion

#### Description des flasques chauffées

Les flasques (Figure 2-4-A) ont deux fonctions : la chauffe de la chambre au moyen de cartouches chauffantes et la mise en position des hublots. Chaque flasque est percée de part en part suivant l'axe  $\vec{x}$  pour pouvoir y insérer des cartouches chauffantes (MHI01003 et MHI01048) de 125 et 250 W. Ces cartouches sont de deux longueurs différentes (75 mm et 125 mm). Les plus petites sont positionnées horizontalement sur la partie haute de la flasque alors que les plus grandes sont disposées autour de l'emplacement du hublot (Figure 2-4-B). Cette configuration permet de chauffer la chambre (corps central et flasques) de manière assez uniforme en conservant néanmoins un accès optique de grande taille ( $40 \times 40 \text{ mm}^2$ ) dans la partie inférieure de la flasque.

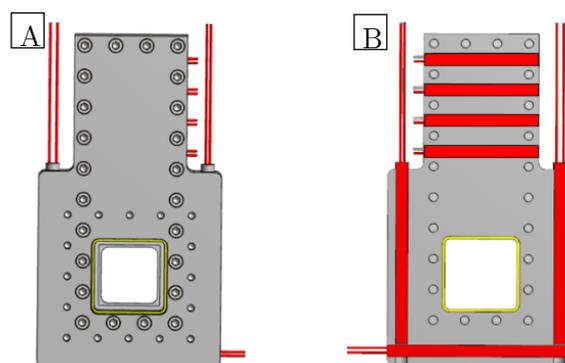


Figure 2-4 Schéma de la flasque (A) et vue en coupe présentant les emplacements des cartouches chauffantes (B)

Les hublots utilisés dans le montage présentent un épaulement (Figure 2-5-A et B) permettant de les insérer dans la flasque avec un alignement affleurant dans la chambre. Les hublots sont entourés par des supports hublot en PEEK pour limiter l'impact des contraintes thermomécaniques et des vibrations de la chambre qui sont engendrées par l'auto-inflammation des gaz frais (Figure 2-5-B) ou la détonation. Cependant, un jeu est maintenu entre le hublot et

la flasque (Figure 2-5-C) avant la zone d'épaulement. Ce jeu est suffisamment faible pour assurer le coincement de la flamme dans cette zone. Le hublot est ensuite maintenu en position par une bride serrée sur la flasque.

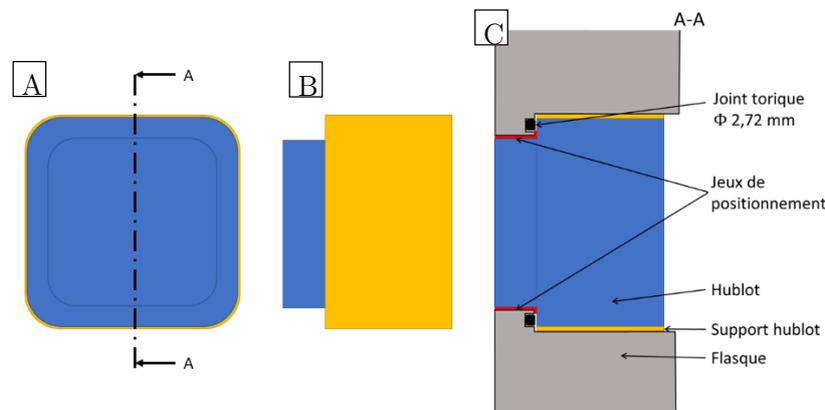


Figure 2-5 Schéma d'un hublot associé à son support hublot (A : vue de face et B : vue de côté) et de la mise en position du hublot dans la flasque (C)

### 2.1.2 Description des circuits de chauffe

Le combustible utilisé dans cette étude est le n-décane ( $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$ ), un substitut de kérosène mono-composant. Sa vaporisation, dans les quantités souhaitées, ne peut se faire qu'à haute température pour les pressions de chambre envisagées ( $> 1.5 \text{ bar}^4$ ). Ce paragraphe présente les différents éléments de chauffage du dispositif expérimental (chambre de combustion et circuit d'admission de gaz).

Il est nécessaire de chauffer le circuit d'admission de gaz, initialement placé sous vide, pour assurer la vaporisation du n-décane lors de son injection dans le circuit et éviter toute recondensation de ce dernier lors de l'admission du mélange oxydant ( $\text{O}_2/\text{Ar}$ ). À cet effet, des cordons chauffants sont enroulés autour du circuit d'admission de gaz et pilotés par un régulateur Watlow (WRW-100). La régulation de température est contrôlée par un thermocouple inséré entre le cordon chauffant et la tuyauterie (Figure 2-6 et Figure 2-8).

Dans le cadre de cette étude, deux configurations de chauffe de la chambre de combustion seront utilisées, une chauffe dite « uniforme » et l'autre dite « différentielle ». Les dispositifs expérimentaux associés à chacune de ces configurations seront détaillés dans les paragraphes suivants.

#### Chauffe uniforme

La chambre de combustion est chauffée au niveau des flasques par des cartouches chauffantes (7 sur chaque flasque). La conduction thermique, entre les flasques et le corps central, tend à

<sup>4</sup> Le choix de travailler à cette pression initiale a été fait pour obtenir une pression en fin de combustion comparable à celle obtenue dans une chambre de combustion d'une turbomachine, tout en limitant la pression initiale à 3 bar pour limiter les contraintes de sécurité du montage.

homogénéiser la répartition de la température dans toute la chambre. Le contrôle de l'ensemble des cartouches chauffantes est assuré par un unique régulateur de type PID associé à un thermocouple fin positionné sur la paroi extérieure de la bride de la chambre (Figure 2-6-A). La température est régulée sur la paroi extérieure pour éviter l'utilisation de thermocouple affleurant dans la chambre. Comme la température de consigne n'est pas strictement égale à la température à l'intérieur de la chambre, des calibrations en température du gaz à l'intérieur de la chambre sont nécessaires (Figure 2-6-B) et sont détaillées en section 2.3.2.

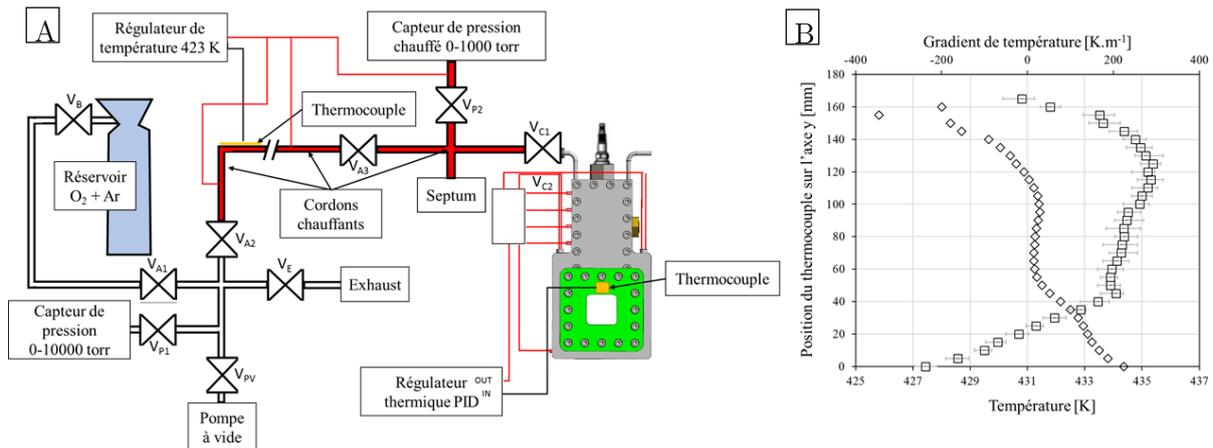


Figure 2-6 (A) Schéma du système de chauffe « uniforme » de la chambre, (B) exemple de distribution de température (□) et de gradient thermique (◇) dans la chambre le long de l'axe  $\hat{y}$  pour une température de consigne de 418 K

### Chauffe différentielle

Bradley et al. [92] ont mis en évidence la dépendance de la vitesse de propagation du front d'auto-inflammation au sein d'un prémélange gazeux (homogène en composition) à la valeur du gradient de température en amont du front réactif. Pour étudier par voie expérimentale cette influence observée numériquement, un système de chauffage différentiel de la chambre de combustion a été mis en place en distinguant deux zones de chauffe différentes (Figure 2-7). Un régulateur PID pour le haut de la chambre et un autre pour le bas ont été utilisés.

Pour la partie basse, la cartouche chauffante positionnée dans la partie la plus basse de chaque flasque est reliée au régulateur PID « bas » (cartouches jaunes sur la Figure 2-7). Ces deux cartouches (une pour chaque flasque) sont régulées par un régulateur PID dédié, associé à un autre thermocouple de surface positionné sur la partie inférieure d'une bride (Figure 2-8). De la même manière, les 12 autres cartouches chauffantes restantes sont contrôlées par un deuxième régulateur PID « corps » (Figure 2-7) comme pour la configuration de chauffe uniforme. Ce régulateur est associé à un thermocouple de surface positionné sur la partie supérieure d'une flasque, toujours sur sa face extérieure (Figure 2-8-A). Des mesures à l'intérieur de la chambre sont également nécessaires pour évaluer la variation de température du mélange engendrée par cette chauffe différentielle. Ces mesures (Figure 2-8-B) sont détaillées dans la section (2.3.2).

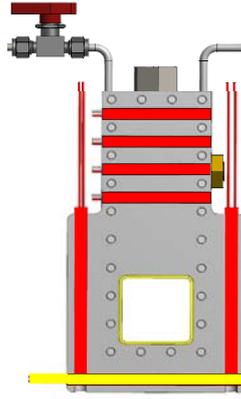


Figure 2-7 Positionnement et attribution des cartouches chauffantes dans une flasque de la chambre de combustion (jaune : bas et rouge : corps)

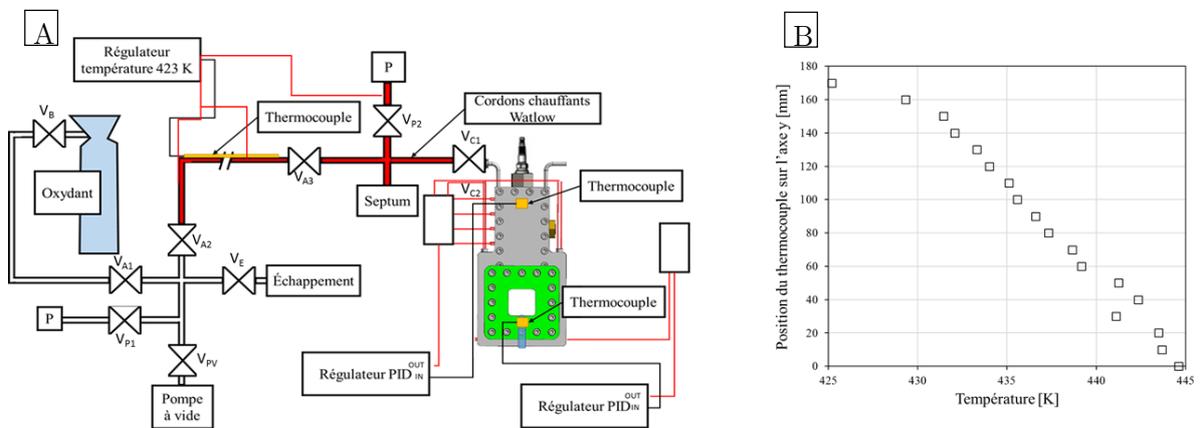


Figure 2-8 (A) Schéma du système de chauffe différentielle de la chambre, (B) exemple de distribution de température ( $\square$ ) dans la chambre le long de l'axe  $\hat{y}$  pour une chauffe plus importante dans le bas de la chambre

### 2.1.3 Préparation du mélange

Cette partie décrit la préparation du mélange dans la chambre. Dans un premier temps, le choix du mélange gazeux et des conditions expérimentales étudiés seront expliqués. Puis, les dispositifs expérimentaux nécessaires à la préparation du mélange ainsi que la préparation du mélange seront détaillés.

#### Choix du mélange gazeux et des conditions expérimentales

Un substitut de kérosène mono-composant est retenu pour l'étude, le n-décane ( $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$ ). On pourra se référer aux travaux de thèse de Le Dortz [23] pour plus d'informations sur la composition des kérosènes et de la représentativité de leurs substituts. La pression de vapeur saturante du n-décane étant très faible à une température voisine de la température ambiante (Figure 2-9), il est nécessaire de travailler dans des conditions de températures élevées pour éviter toute recondensation du combustible dans la chambre pour les conditions de pression recherchées. Pour une pression totale de mélange  $P_0$  (3 bar), la pression partielle de n-décane pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  est donné par (2-1) :

$$P_{C_{10}H_{22}} = P_0 \cdot \frac{n_{C_{10}H_{22}}}{n_{C_{10}H_{22}} + n_{O_2} + n_{Ar}} (= 55 \text{ mbar}) \quad 2-1$$

Avec  $P_0$ , la pression initiale et  $n_i$  le nombre de moles de l'espèce  $i$ .

Dans le cadre de la chaire CAPA, des essais de vaporisation ont été effectués dans les enceintes chauffées TVS et SCOP [23]. Suite à cette étude, on considèrera que la vaporisation est totale si la pression partielle de n-décane est au maximum égale à 50 % de sa pression de vapeur saturante à la température de gaz considérée (Figure 2-9). Il apparaît, donc, nécessaire de chauffer la chambre jusqu'à une température minimale de 105°C, soit 378 K. La proportionnalité entre le volume de liquide injecté et la pression partielle de n-décane est également vérifiée, ce qui traduit également la vaporisation totale du combustible (loi des gaz parfaits). La température de chauffe maximale du système est, quant à elle, imposée par la résistance à la température des joints en Viton (FKM 75) assurant l'étanchéité entre le corps central, les flasques et les brides constituant la chambre. Cette température maximale est de l'ordre de 190°C (463 K).

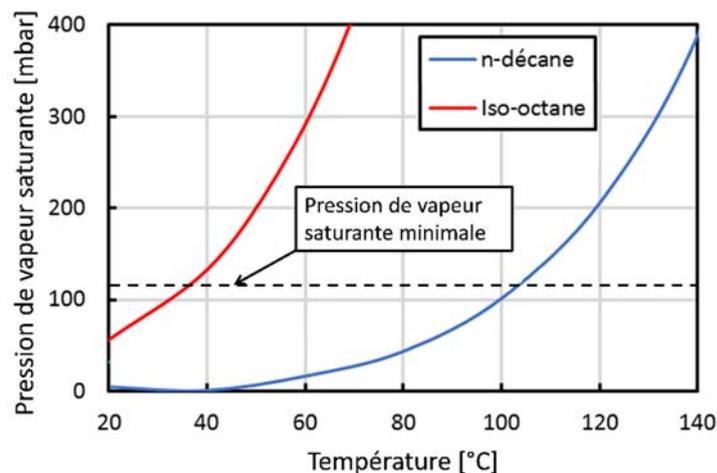


Figure 2-9 Courbe de pression de vapeur saturante en fonction de la température pour deux fuels différents : le n-décane (orange), l'iso-octane (rouge)

À l'aide de calculs de pré-dimensionnement présentés en Annexe F, les conditions thermodynamiques initiales sont déterminées pour l'ensemble des essais réalisés dans cette étude. Le choix des conditions initiales est orienté par la nécessité d'auto-enflammer le mélange réactif avant la fin de la combustion. Dans cette optique des calculs de combustion par tranche couplés à des calculs d'auto-inflammation à pression constante prenant en compte l'historique de la compression sont réalisés.

Au final, différentes conditions initiales de température de régulation ( $T_c = 378$  à  $438$  K), mais aussi de pression ( $P_0 = 1.5$  à  $3$  bar) et de richesse ( $\Phi = 0.7$  à  $1$ ) seront considérées.

### Description du circuit de préparation du mélange

La préparation du mélange est réalisée en utilisant la méthode des pressions partielles. Un vide primaire est d'abord effectué dans la chambre et le circuit de remplissage (jusqu'à une pression de 1 mbar). Puis le mélange  $O_2/Ar$  est introduit dans la chambre jusqu'à atteindre une pression de 1 bar. Un second vide primaire est ensuite réalisé jusqu'à une pression de 0.1 mbar. Le n-décane est introduit dans le circuit de préparation du mélange à l'aide d'une seringue micrométrique au travers d'un septum situé en amont de la chambre dans une zone chauffée à 423 K (Figure 2-6). Cette température élevée permet l'évaporation complète du n-décane injecté dans la ligne d'admission. La pression partielle de n-décane (Merck, degré de pureté  $\geq 99\%$ ) injecté dans le système est mesurée par un capteur de pression statique absolu chauffé à 200°C (MKS Baratron) disposant d'une plage opératoire de 0-1300 mbar avec une précision de 0.1 mbar. Le capteur de pression chauffé ainsi que les graduations de la seringue micrométrique contrôlent la quantité de fuel injecté et ainsi la richesse du mélange. En l'absence de condensation, il existe une relation linéaire entre le volume de n-décane injecté et la pression relevée par le capteur chauffé (Figure 2-10). Cette relation traduit la loi des gaz parfaits en considérant que la totalité du nombre de mole de décane liquide est passé à l'état gazeux dans une enceinte de volume donné (constant).

Une fois la pression de fuel stabilisée, on introduit le mélange  $O_2/Ar$  (en proportion molaire de 21 %  $O_2$  + 79 %  $Ar$ , préalablement préparé dans une bouteille pressurisée à 8 bar) dans la chambre. Le suivi de la pression, pendant cette phase, est réalisé à l'aide d'un capteur de pression capacitif disposant d'une plage de fonctionnement de 0-13000 mbar (MKS Baratron type 631). Le mélange est introduit lentement ( $v_{inj} \approx 14.5 \cdot 10^{-3} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ ) dans le circuit pour laisser le temps au mélange oxydant de se réchauffer dans le circuit d'admission, également régulé en température, et d'éviter une recondensation du n-décane, du fait d'un mélange avec un flux d'oxydant trop froid et/ou d'une détente non isotherme.

Une fois que le mélange n-décane/ $O_2/Ar$  est injecté dans la chambre, celle-ci est déconnectée du système d'alimentation en fermant plusieurs vannes (détailé page 90). L'homogénéisation du mélange dans la chambre se fait par diffusion moléculaire.

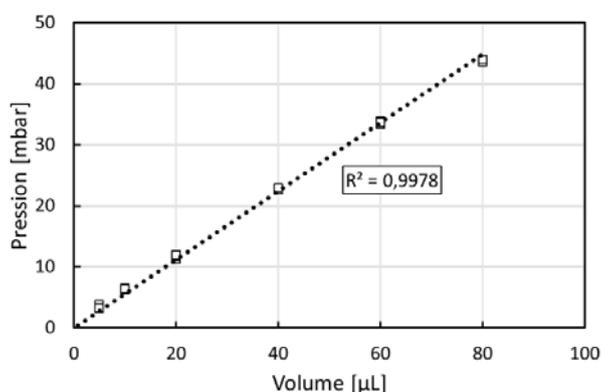


Figure 2-10 Évolution de la pression en fonction du volume de n-décane injecté dans la chambre. Un accroissement linéaire traduit une vaporisation parfaite du n-décane dans la chambre.

### 2.1.4 Déroulement d'un essai

Ce paragraphe décrit le déroulement d'un essai dans les conditions d'utilisation normale de la chambre. Dans un premier temps, le protocole expérimental sera détaillé, puis les différents diagnostics mis en œuvre seront présentés.

#### Présentation des mesures de pression et de flux de chaleur aux parois

Dans ces travaux, les mesures de pression et de flux de chaleur sont réalisées respectivement avec un capteur de pression dynamique (capteur Kistler 6125 CU 20) et un fluxmètre de type E NANMAC. Comme souligné dans la section précédente, deux emplacements de capteur sont disponibles sur le corps central de la chambre. Le premier, situé en bas de la chambre, assure des mesures dans les gaz frais, le second, situé en partie supérieure de la chambre, mesure principalement les grandeurs dans les gaz brûlés. Dans cette étude, les capteurs seront situés de manière privilégiée dans la partie basse de la chambre. Dans le cas où le fluxmètre occuperait cet emplacement, le capteur de pression sera positionné sur le second emplacement de capteur (dans les gaz brûlés) pour acquérir une mesure de pression pour chaque essai. Sauf indication contraire, le capteur de pression Kistler 6125 CU 20 est positionné sur l'emplacement de capteur dans la partie basse de la chambre afin de maîtriser au mieux les conditions thermodynamiques dans les gaz frais avant l'apparition des transitions de régime. Ce capteur est équipé d'un pare flamme métallique pour éviter toute dérive thermique au contact de la flamme. Il possède une fréquence de résonance de 70 kHz.

Le signal de pression est conditionné à l'aide d'un amplificateur de charge (Kistler 5011) traduisant la tension reçue en unité de pression (20 bar/V). Il est ensuite distribué sur deux voies d'un oscilloscope, échantillonnées électroniquement sur 11 bit à la fréquence d'acquisition de 25 MHz<sup>5</sup> (Tektronix DPO4034B), ayant des calibres différents (1 V/division pour une voie et 0.1 V/division pour l'autre). De cette manière, la montée en pression pendant la combustion est suivie avec un meilleur échantillonnage, et les fortes oscillations caractéristiques des transitions de régime sont également enregistrées avec une résolution suffisante pour l'analyse.

Pour les mesures de flux, un thermocouple à jonction érodée NANMAC de type E est utilisé. La mesure instationnaire de la température de paroi permet de calculer le flux de chaleur en paroi de la chambre par une analyse monodimensionnelle du problème de conduction transitoire. Cette méthode a été développée et présentée en détail dans les travaux de thèse de Sotton [135]. Lors des mesures de flux de chaleur, le signal de pression en sortie de l'amplificateur de charge n'est pas dédoublé. Le capteur de pression mesure alors des variations de pression liées à la propagation d'ondes de choc dans les gaz brûlés. L'utilisation d'un calibre intermédiaire (0.2 V/division) est alors suffisante pour la mesure de l'évolution de pression tout le long de la combustion et ce,

---

<sup>5</sup> L'oscilloscope utilisé est codé en 8 bit mais possède un mode dit « haute résolution » pour lequel une moyenne glissante est réalisée électroniquement, codée en dur dans l'oscilloscope, entre deux relevés de mesure. En traitant le signal de la sorte, et avec un fonctionnement à une fréquence de 25 MHz, il est possible d'augmenter virtuellement la sensibilité de l'oscilloscope jusqu'à 11 bit.

même en présence de transitions de régime vers l'auto-inflammation et la détonation. Les calculs d'incertitude de mesure liés aux différentes chaînes d'acquisition pour la mesure de la pression et du flux de chaleur sont détaillés en Annexe G.

L'incertitude globale sur la mesure de pression, comprenant le biais expérimental de mesure et l'incertitude relative, représente environ  $\frac{\delta P}{P} \approx 2.7\%$ . L'incertitude sur la mesure de température dans la chambre est d'environ 0.1 %, ce qui correspond à 0.4 K<sup>6</sup> dans les conditions thermodynamiques initiales dans la chambre. Dans le cas d'une mesure de flux de chaleur, l'incertitude dépend du nombre de points considérés et représente dans le cas de l'étude environ 18 %.

### Protocole expérimental

Le protocole expérimental est le suivant :

- Réalisation d'un vide primaire de la chambre
- Fermeture de la vanne de la pompe à vide  $V_{PV}$
- Injection du mélange de O<sub>2</sub>/Ar jusqu'à une pression de 1 bar (contrôlée par le capteur de pression chauffé Baratron MKS 631D). Dans ce cas, il s'agit de s'assurer qu'il ne reste pas de gaz brûlés résiduels de l'essai précédent
- Ouverture de la vanne de la pompe à vide  $V_{PV}$
- Réalisation d'un deuxième vide primaire
- Fermeture de la vanne d'admission  $V_{A3}$
- Relevé de la pression au vide du capteur chauffé ( $P_{vide\_chauffe}$ )
- Injection à la seringue du n-décane liquide à travers le septum
- Attente de la stabilisation du niveau de pression sur le capteur chauffé (10 secondes)
- Relevé de la pression sur le capteur chauffé ( $P_{decane}$ )
- Fermeture des vannes  $V_{P2}$  (pour protéger le capteur) et  $V_{C1}$  (vanne de la chambre)
- Réalisation d'un troisième vide dans le circuit d'admission uniquement
- Fermeture de la vanne de pompe à vide  $V_{PV}$
- Relevé de la pression au vide du capteur de pression non chauffé ( $P_{vide}$ )
- Ouverture des vannes  $V_B$  et  $V_{A1}$  et injection du mélange inerte O<sub>2</sub>/Ar dans le circuit d'admission
- Ouverture de la vanne  $V_{C1}$  et remplissage de la chambre jusqu'à  $P_0$  avec  $P_0 = P_{vide} + P_{voulu}$

Pour rappel, l'injection du mélange inerte doit se faire à faible débit pour éviter toute recondensation du décane dans la chambre ( $v_{inj} \approx 14.5 \cdot 10^{-3} \text{ g.s}^{-1}$ ).

- Fermeture des vannes  $V_B$ ,  $V_{A1}$ ,  $V_{A2}$ ,  $V_{A3}$ ,  $V_{C1}$ ,  $V_{C2}$ ,  $V_{P1}$
- Attente de 10 minutes (temps optimisé voir la section 2.3.1)

---

<sup>6</sup> La grande précision de cette mesure est directement liée à l'utilisation d'un boîtier Keithley QuickDaq échantillonné sur 24 bits.

- Mise en position d'enregistrement de l'amplificateur de charge, de l'oscilloscope et de la caméra
- Lancement d'un créneau de tension pour déclencher l'allumeur
- Enregistrement des données (signaux oscilloscope, vidéos)
- Arrêt du mode d'enregistrement de l'amplificateur de charge
- Ouverture (dans cet ordre) des vannes  $V_E$ ,  $V_{A2}$ ,  $V_{A3}$ ,  $V_{C1}$ ,  $V_{C2}$
- Ouverture des vannes  $V_{P1}$  et  $V_{P2}$
- Ouverture de la vanne  $V_{PV}$  de la pompe à vide

### Phénoménologie d'un essai

Dans cette partie, la phénoménologie générale d'un essai dans la chambre de combustion sera présentée. La caractérisation des différents fronts réactifs fera l'objet du chapitre 3.

L'oxydation des gaz frais dans la chambre de combustion peut être séparée en deux étapes distinctes, une étape de compression des gaz frais par la propagation de la déflagration dans la chambre de combustion, et une étape de transition de régime de combustion et d'accélération de l'oxydation des gaz frais. La première étape est initiée par une décharge électrique dans la partie supérieure de la chambre (Figure 2-11). Une déflagration se propage ensuite, depuis la partie supérieure de la chambre, vers la partie basse (Figure 2-11-A et B). La présence d'instabilités hydrodynamiques couplées au coincement de la flamme en paroi provoquent l'inversion de la flamme et la formation d'une topologie de flamme en forme de tulipe (Figure 2-11-C). Une fois cette topologie de flamme stabilisée, la compression des gaz frais se poursuit par la propagation de cette flamme dans la partie basse de la chambre. Sur ce schéma, la zone de visualisation utilisée pour la majorité des essais est présentée. La Figure 2-11-D présente une visualisation chimiluminescence directe de la partie supérieure de la chambre. La Figure 2-11-E présente, quant à elle, une visualisation par strioscopie de la flamme tulipe dans la partie basse de la chambre (zone de visualisation utilisée pour l'ensemble des visualisations réalisées pour un mélange de n-décane).

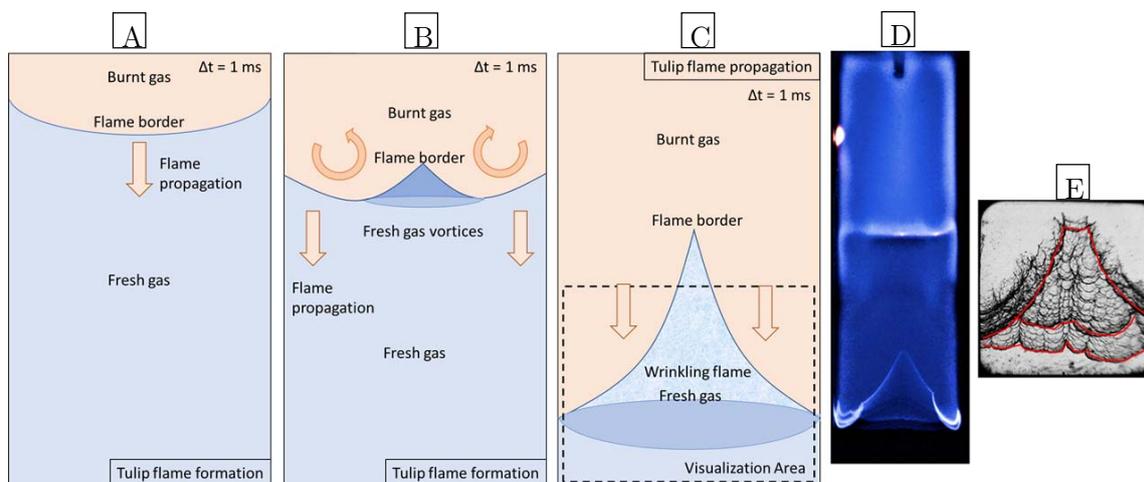


Figure 2-11 Schéma explicatif de la phase de compression des gaz d'un essai à haute température (A à C)

D : Visualisation directe de la flamme dans la partie supérieure de la chambre

E : Visualisation par strioscopie de la flamme dans la zone de visualisation utilisée pour l'étude

La première phase de l'essai dans la chambre prend fin lorsque les conditions thermodynamiques dans les gaz frais sont suffisantes pour initier un ensemble de réactions chimiques conduisant à l'auto-inflammation en deux étapes du mélange. La seconde phase est décrite sur la Figure 2-12. Un second<sup>7</sup> front réactif apparaît dans la partie la plus chaude des gaz frais<sup>8</sup> et se propage en suivant le gradient de température dans les gaz frais (Figure 2-12-A et B). Ce second front pré-oxyde les gaz frais. Puis un troisième front réactif apparaît dans la même zone que le précédent et consomme les gaz frais résiduels (Figure 2-12-C). Pour des conditions de température plus élevées, un quatrième front réactif prend naissance contre le troisième front réactif et se propage dans toutes les directions, aussi bien dans les gaz frais que dans les gaz brûlés, sous la forme d'une onde de choc (Figure 2-12-D). Des visualisations en stioscopie de chacun des trois fronts réactifs décrits dans la deuxième phase de l'essai sont présentées sur la Figure 2-13 (respectivement image A pour le deuxième front réactif, B pour le troisième et C pour le quatrième). La deuxième phase de l'essai se termine par l'oxydation totale des gaz frais.

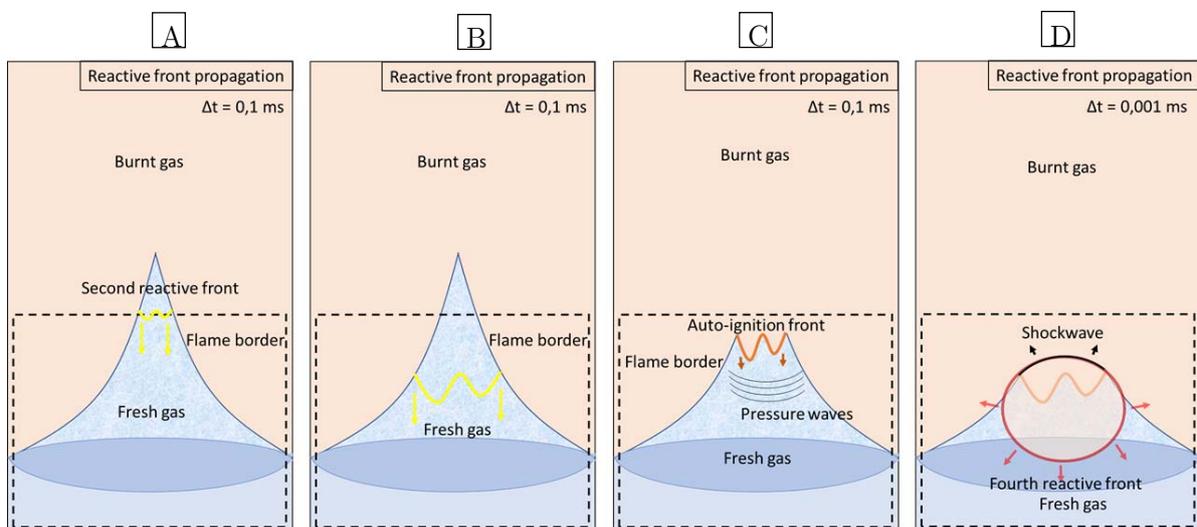


Figure 2-12 Schéma explicatif de la deuxième phase d'un essai à haute température

<sup>7</sup> Le premier front réactif correspond à la déflagration dans la chambre.

<sup>8</sup> Cette zone se situe au cœur de la flamme tulipe car les échanges avec l'extérieur y sont fortement limités.

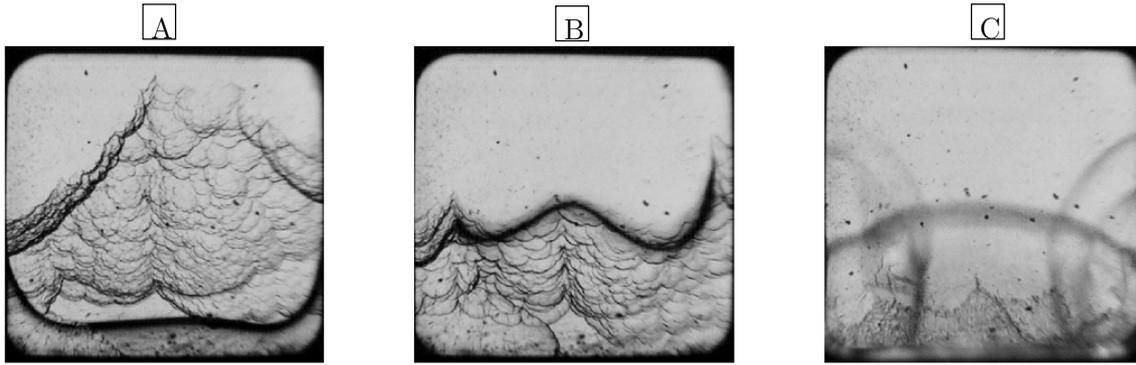


Figure 2-13 Visualisation par strioscopie des différents fronts réactifs observables dans la phase de transition de l'essai

*A : deuxième front réactif, B : troisième front réactif et C : quatrième front réactif*

Au cours de ces travaux, l'influence de la source d'allumage n'a pas été caractérisée à proprement parlé. On peut cependant imaginer qu'un déplacement de cette dernière au milieu de la chambre, comme cela a été fait dans les travaux de thèse de Q.Michalski, entrainerait la combustion plus rapide du mélange et ne serait donc pas favorable à l'apparition d'une auto-inflammation dans la chambre. De plus, une augmentation de la puissance du système d'allumage aurait également pour conséquence d'accélérer légèrement la première phase de propagation de la déflagration. Cela reviendrait à diminuer légèrement la durée de combustion, ce qui ne serait également pas favorable à l'apparition d'une auto-inflammation en fond de chambre.

## 2.2 Diagnostics optiques

Avant de décrire chacun des montages optiques utilisés, il faut rappeler que les régimes de combustion observés n'ont pas les mêmes temps caractéristiques de propagation au sein de la chambre. Ainsi la déflagration, premier régime de combustion observé, a un temps caractéristique de l'ordre de la milliseconde, alors que l'auto-inflammation a un temps caractéristique de l'ordre de la dizaine de microseconde, et la détonation de l'ordre de la microseconde. Il est donc impossible d'observer avec une seule et même caméra l'ensemble des régimes de combustion étudiés. Pour cette étude nous avons donc utilisé quatre caméras dont les propriétés distinctes sont présentées ci-dessous :

- Une caméra rapide couleur Phantom V310 dont le but était de capturer la dynamique de la déflagration et notamment l'inversion de la flamme en une flamme tulipe. Les essais réalisés avec cette caméra ont été faits en chimiluminescence directe (Figure 2-11-D) en utilisant un grand hublot couvrant les trois quarts supérieurs de la chambre mais ne permettant pas de travailler à haute pression ( $P_{0\ max} = 1\ \text{bar}$ ).
- Une caméra rapide Photron FastCam SA-Z utilisée pour enregistrer l'ensemble des régimes de combustion étudiés par strioscopie rapide (Figure 2-13). Cela a permis la vérification de la chronologie des phénomènes étudiés. Cependant les fronts les plus rapides (détonation) sont mal résolus à cause d'une fréquence d'acquisition trop faible (120 kHz) ne permettant d'observer qu'une ou deux images durant la propagation de la

détonation avec un temps de pose d'environ 200 ns. Des caméras ultra rapides sont donc nécessaires pour analyser ces phénomènes de manière détaillée.

- Une caméra ultra-rapide Shimadzu HPV 2 dont la fréquence d'acquisition peut monter jusqu'à 1 MHz et dont le temps d'ouverture de l'obturateur peut être réduit à 250 nanosecondes. L'utilisation de cette caméra, lors de visualisations par strioscopie, centrées sur le phénomène de transition vers la détonation nous a permis d'avoir accès aux informations de vitesse des fronts d'auto-inflammation et de détonation. Cette caméra n'offre cependant la possibilité d'enregistrer que 100 images par acquisition, il est donc impossible de suivre l'ensemble des phénomènes de combustion sur la durée totale d'un essai.
- Une caméra ultra-rapide Shimadzu HPVX 2, permettant des enregistrements à une fréquence de 1 MHz à 10 MHz. Le temps de pose de la caméra peut descendre jusqu'à 150 ns. Cette caméra permet d'avoir une excellente résolution des phénomènes ultra rapides observés.

Dans un premier temps, le montage de strioscopie sera présenté. Puis, dans une deuxième partie, le montage optique permettant l'observation simultanée en visualisation directe et en strioscopie des fronts réactifs sera décrit.

### 2.2.1 Strioscopie

Le diagnostic optique majoritairement utilisé pour cette étude est la strioscopie rapide. Cette technique de visualisation met en évidence la variation de l'indice optique dans un milieu. Celle-ci est liée à la variation de densité du milieu transparent par la relation de Gladstone-Dale pour les gaz [136]. Cette relation relie l'indice de réfraction d'un gaz  $N$  à sa masse volumique  $\rho$  sous la forme d'une relation de proportionnalité (2-2).

$$\frac{N - 1}{\rho} = K \quad 2-2$$

Avec  $K$  la constante de Gladstone-Dale, dépendant de l'ensemble des milieux traversés.

Le principe de la strioscopie repose sur le fait que les rayons lumineux parallèles envoyés à travers le milieu vont être plus ou moins déviés par les gradients de densité dans les gaz traversés. Par conséquent en faisant converger les faisceaux à l'aide d'une lentille convergente et en plaçant un cache opaque appelé filtre de Fourier au point théorique de convergence on « coupe » les faisceaux qui n'ont pas été déviés lors de la traversée du milieu (Figure 2-14). Il ne reste ainsi plus qu'à collecter l'information lumineuse restante pour obtenir une visualisation de la variation de la densité du milieu étudié. La luminosité de l'image obtenue est associée à l'ordre 1 au gradient d'indice dans le milieu, lui-même associé au gradient de densité dans les gaz. Ce gradient de densité varie donc en fonction de la température, de la pression et de la composition chimique du mélange gazeux observé. L'image collectée représente la variation de densité sur toute la profondeur de champ considérée. En effet, la strioscopie est une technique de visualisation intégrée sur toute la profondeur de la chambre à la différence d'autres techniques (PLIF et PIV par exemple) ne concentrant l'information que sur la faible épaisseur d'une nappe laser. Cette

technique est très utilisée en combustion puisqu'elle permet d'avoir accès aux contours de flamme mais également à des phénomènes engendrant de faibles variations de densité tels que l'oxydation partielle des gaz frais due à la flamme froide. Cette technique est également très utilisée en milieu compressible pour l'observation d'ondes de choc. Elle est donc bien adaptée à la visualisation de front de détonation couplant onde de choc et front réactif.

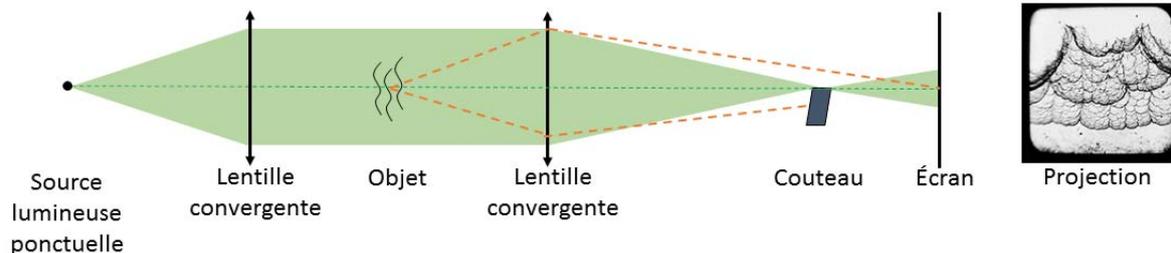


Figure 2-14 Schéma explicatif d'un montage de strioscopie

Pour nos expériences, une LED collimatée télécentrique Opto Engineering LTCLHP 080-G, d'une puissance de 1W et centrée sur la longueur d'onde du vert (520 nm), est utilisée comme source lumineuse continue. Celle-ci renvoie directement des faisceaux lumineux parallèles, facilitant la mise en place du montage de strioscopie. Cependant, son foyer lumineux n'est pas ponctuel mais s'étend sur une surface non négligeable. Ainsi, la convergence des signaux par la lentille ( $C_1$ ) ne se fait pas en un point unique et la coupure des signaux laisse passer également une partie de la lumière qui n'aura pas été déviée. Cette solution technologique présente donc un compromis entre un système facile à mettre en place et non dangereux (intensité lumineuse faible par rapport à l'utilisation d'un système de laser) et une visualisation moins sensible aux gradients d'indice très faible puisque polluée par l'intensité lumineuse d'une partie des rayons lumineux non déviés.

Ainsi pour la majorité des essais, cette solution technologique a été utilisée (Figure 2-15). Pour l'analyse des effets de compressibilité sur les transitions de régime différents couteaux seront utilisés pour accentuer la visualisation d'onde de pression dans une direction particulière.

Nous avons utilisé pour la partie collection les éléments optiques suivants :

- Une lentille plan convergente  $C_1$  ( $f = 1$  m et  $D = 15$  cm) en sortie de la chambre pour focaliser l'ensemble des faisceaux lumineux parallèles dans le plan focal de la lentille. En choisissant un diamètre élevé pour la lentille, on réduit l'ensemble des aberrations chromatiques pouvant apparaître proche des bords de la lentille. En choisissant une focale importante, les faisceaux lumineux les moins déviés sortiront également de l'ensemble des faisceaux non déviés. De la sorte on pourra observer des phénomènes générant de plus faibles variations de densité.
- Une lame de cutter est utilisée comme couteau optique. Elle est positionnée dans le plan focal de la lentille et permet de supprimer l'ensemble des faisceaux lumineux n'ayant pas été déviés par le milieu traversé. La position de cette lame de cutter (verticale, horizontale etc...) dans le plan focal de la lentille, privilégie la sensibilité dans la direction perpendiculaire à la lame. Ainsi, une lame coupant horizontalement le faisceau favorisera

la visualisation de gradient d'indice verticaux puisque seuls les rayons déviés verticalement pourront atteindre l'écran.

Pour certains essais un diaphragme circulaire est utilisé en lieu et place du couteau optique. De cette manière une image négative du phénomène précédant est obtenue puisque seuls sont observés les rayons lumineux n'ayant été que très faiblement déviés. De plus, dans ce cas aucune direction de gradient n'est favorisée, permettant de visualiser avec plus de finesse un front sphérique de détonation par exemple.

- Une lentille plan convergente  $C_2$  dont la focale dépend du grandissement désiré sur le capteur de la caméra. Le grandissement sur l'écran est égal au rapport des focales des lentilles  $C_1$  et  $C_2$  (équation 2-3). La lentille  $C_2$  est positionnée pour que le « couteau » soit situé dans le plan focal objet de la lentille. Les rayons lumineux sortants de  $C_2$  seront donc parallèles. L'image peut donc être reconstituée sur le capteur et permettre l'observation sur un écran des rayons lumineux déviés par le milieu.

$$G = f_2/f_1 \quad 2-3$$

- Le capteur de la caméra (Photron SAZ ou Shimatzu HPV2 décrites précédemment) utilisé comme écran. Comme cela a été exposé précédemment, le grandissement voulu sur le capteur est déterminé en fonction de la caméra utilisée et de la fréquence d'acquisition souhaitée. Par exemple pour les visualisations réalisées avec la caméra Photron SA-Z, le nombre de pixels utilisés est réduit de 1024 x 1024 à 320 x 384 pour monter en cadence jusqu'à 120 kHz. Dans ce cas il faut donc réduire le grandissement  $G$  et donc la focale  $f_2$  de la lentille  $C_2$ .

L'enregistrement par la caméra est déclenché soit par le signal de déclenchement du système d'allumage, soit par un seuil de pression dans la chambre de combustion. Ce dernier cas permet de contrôler assez finement le déclenchement de la caméra dans le cas de l'observation du front de détonation avec la caméra ultra-rapide.

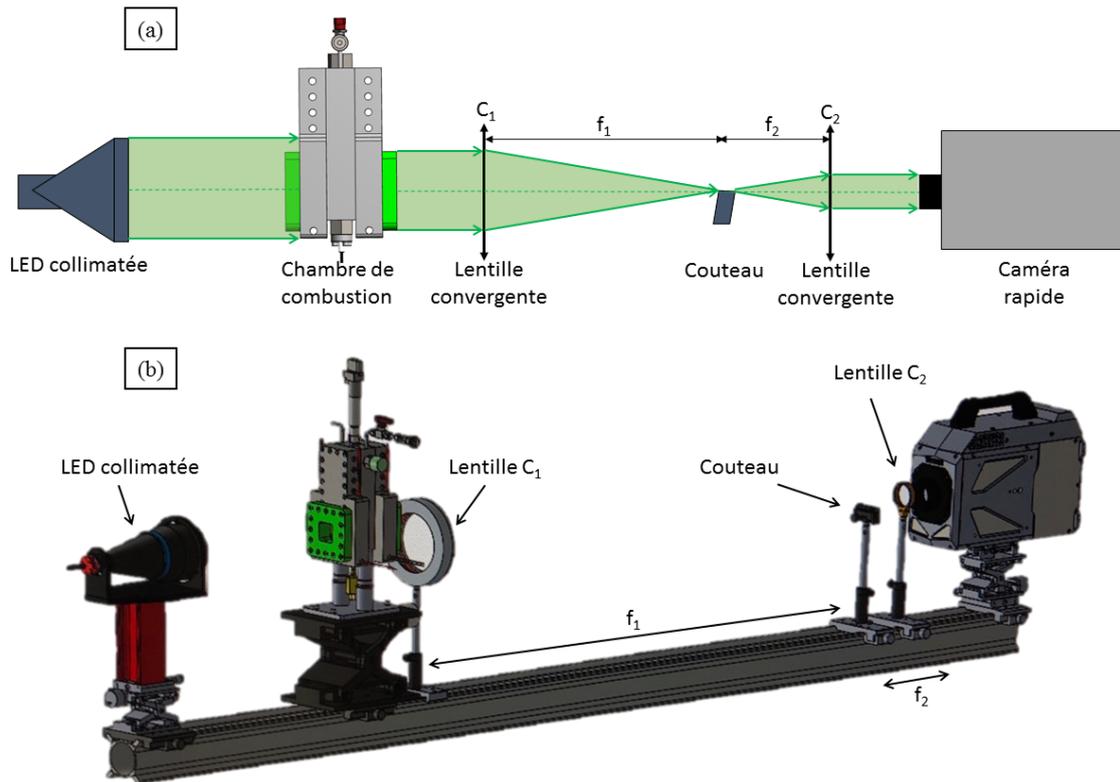


Figure 2-15 Représentation du montage expérimental de strioscopie avec LED collimatée (A) schéma 2D, (B) Représentation 3D

## 2.2.2 Visualisation directe et strioscopie simultanées

La strioscopie mise en œuvre apporte une information qualitative sur la variation des gradients de densité, mais l'information liée à l'intensité de l'émission naturelle des fronts réactifs n'est pas prise en compte. Ainsi, pour distinguer la propagation apparente d'un front de flamme froide et la propagation beaucoup plus lumineuse d'un front de flamme se propageant hypothétiquement contre les parois de la chambre, il est intéressant d'obtenir en simultanée une information sur l'intensité de la chimiluminescence et la variation de densité intégrée dans le gaz.

Pour ce faire, une lame plane semi-réfléchissante placée avec un angle de  $45^\circ$  entre la LED et la chambre est utilisée. Les rayons lumineux parallèles provenant de la LED ne vont pas être déviés et l'image de la flamme issue de la chambre de combustion va en revanche se réfléchir sur la lame semi-réfléchissante et va donc ainsi être renvoyée vers la seconde caméra (Figure 2-16).

La complexité de ces mesures réside en deux points :

- L'apparition d'une tache lumineuse issue de la LED sur la lame semi-réfléchissante, qui rayonne sur l'ensemble du capteur de la seconde caméra, empêchant de fait la visualisation d'une partie de la chambre. Ce problème a été atténué en fermant au maximum l'obturateur de la caméra, réduisant ainsi la surface de la zone de rayonnement dans la chambre

- L'obligation de légèrement incliner la caméra pour éviter que la réflexion du signal de strioscopie sur le capteur CCD de la première caméra soit transmis en sens inverse sur le capteur de la seconde caméra.

Deux caméras SA-Z seront utilisées pour ce montage optique et synchronisées avec le signal de déclenchement de l'allumage.

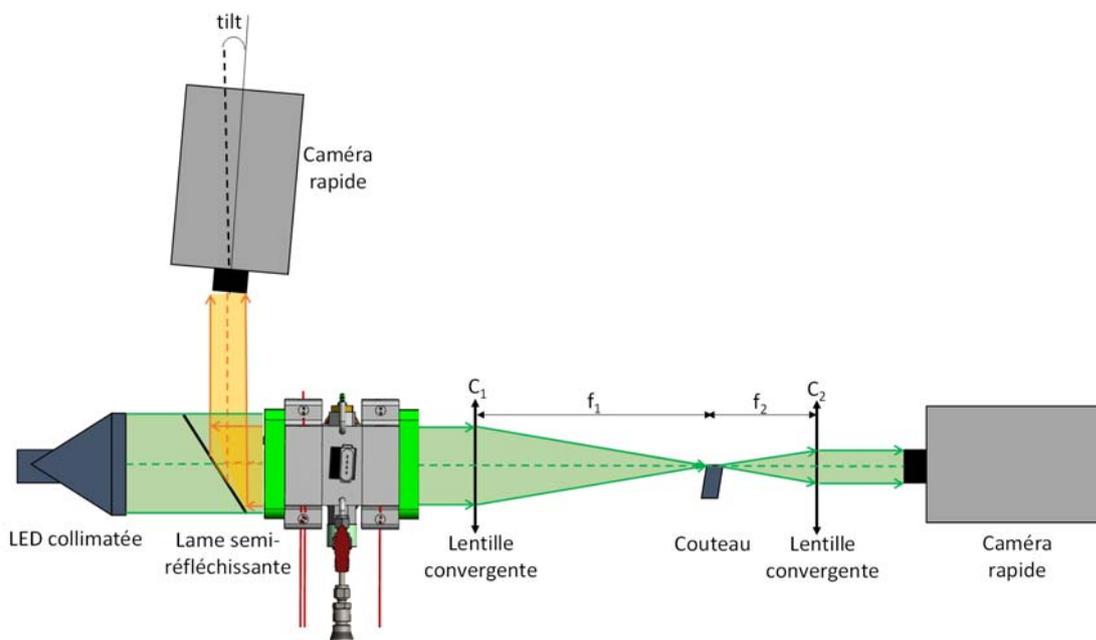


Figure 2-16 Schéma du montage expérimental couplé aux systèmes optiques de strioscopie et de visualisation directe simultanées

## 2.3 Caractérisation du montage expérimental

### 2.3.1 Homogénéisation du mélange

Le mélange entre les différents composants ajoutés successivement se fait principalement par diffusion moléculaire. Il est donc nécessaire de laisser le temps de repos nécessaire à une répartition homogène des différentes espèces dans la chambre de combustion. Pour une estimation de ce temps, on utilise l'équation 2-4 décrite dans [137] :

$$t = \frac{\alpha \cdot P \cdot h^2}{D} \quad 2-4$$

Avec  $P$  la pression dans la chambre après le remplissage,  $h$  la hauteur de la chambre,  $D$  le coefficient de diffusion du décane dans le mélange inerte  $O_2/Ar$  et  $\alpha$  un coefficient en  $m \cdot s^2 \cdot kg^{-1}$  considéré égal à 0.04 comme cela est décrit dans [137]. Pour déterminer la diffusivité du n-décane dans un mélange  $O_2/Ar$ , on suppose ce dernier déjà mélangé et homogène. Par cette méthode la diffusivité du n-décane dans le mélange  $D = 1.74 \cdot 10^{-4} m^2 \cdot s^{-1}$  est calculée. Le temps d'homogénéisation du mélange par diffusion, calculé à température ambiante et pour une pression dans la chambre  $P_0 = 3 \text{ bar}$ , est de l'ordre de 17 minutes. Ce temps correspond à une majoration du temps d'homogénéisation. En effet, l'injection du mélange  $O_2/Ar$  dans la chambre induit une mise en mouvement des gaz facilitant leur mélange. Une augmentation de la température

augmente la diffusivité moléculaire et diminue le temps nécessaire à l'homogénéisation du mélange dans la chambre.

Pour vérifier le temps réellement nécessaire, une série d'essais avec des temps d'attente différents a été réalisée, entre 7 minutes et 30 minutes (Figure 2-17). L'ensemble des signaux de pression suivent la même évolution quel que soit le temps d'attente. Malgré l'apparition de deux faisceaux de courbes, qui pourraient être liées à la nature stochastique des instabilités à l'origine de l'inversion de la flamme, il est observé que passer le temps de repos de 30 vers 10 minutes ne change pas les résultats observés. Un temps d'attente de 10 minutes a donc été retenu.

On peut également ajouter que la faible différence de masse entre les molécules de  $O_2$  et les atomes d'argon inhibe une potentielle stratification du mélange pendant ce temps d'attente.

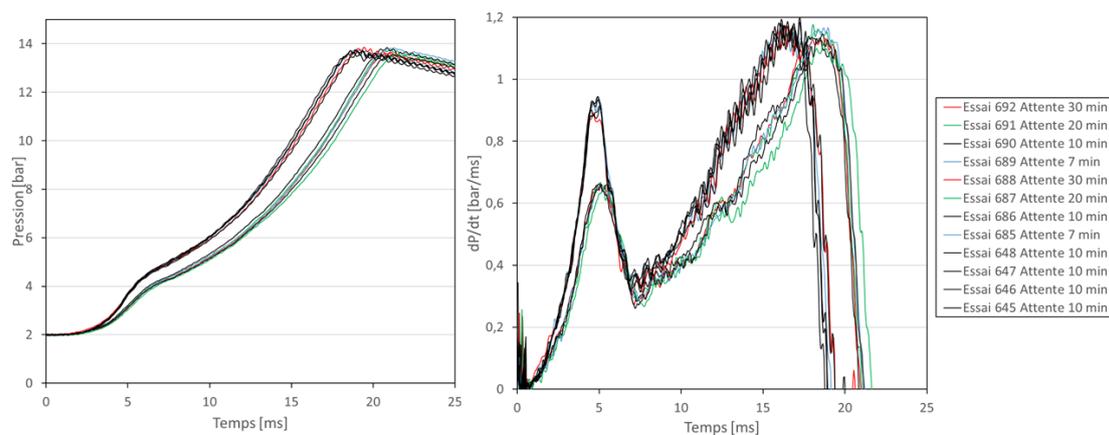


Figure 2-17 (A) Évolution des signaux de pression et (B) Évolution de la dérivée de pression associée en fonction du temps de relaxation avant l'initiation de la combustion (7 min : bleu ; 10 min : noir ; 20 min : vert ; 30 min : rouge) pour un mélange stœchiométrique de  $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  avec  $P_0 = 2$  bar et  $T_0 = 422$  K.

La très bonne répétabilité des essais présentés sur la Figure 2-17 met en évidence la bonne homogénéisation du mélange. En effet, dans le cas où un gradient de richesse resterait dans la chambre, une variation de la vitesse de propagation de la déflagration et donc de l'évolution de pression seraient observés aussi bien par striescopie que sur le signal de pression.

### 2.3.2 Mesure du gradient thermique vertical dans la chambre

Le profil vertical de température du mélange dans la chambre de combustion a été caractérisé à l'aide d'un thermocouple. Cette mesure a été réalisée pour chaque configuration de chauffage, homogène ou différentielle, cf. Section 2.1.2. On distinguera dans la suite du manuscrit deux températures différentes, la température de consigne  $T_c$  (mesurée sur une paroi extérieure) et la température initiale du gaz moyennée sur la longueur de la chambre  $T_0$ .

#### Configuration de chauffe uniforme

Dans le cadre de la configuration de chauffe uniforme, la régulation de l'ensemble des cartouches chauffantes est pilotée par un unique thermocouple en paroi sur une bride de la chambre. Ainsi, elles sont toutes alimentées simultanément. La caractérisation thermique de la chambre, profil de température longitudinal selon l'axe  $\vec{y}$ , a été effectuée pour différentes températures de

consigne, de 408 K à 438 K. Elle est réalisée à pression atmosphérique. Les mesures ont été réalisées tous les 5 mm en prenant comme origine le bas de la chambre. Le convertisseur de lecture du thermocouple est un boîtier d'acquisition de données Keithley QuickDAQ. Les mesures de température ont ainsi pu être réalisées sur une plage de temps plus importante (10 min) et à une fréquence de 1 Hz. La moyenne et l'écart type de la température dans la chambre sont calculés pour chaque position du thermocouple dans la chambre et pour chaque température de consigne. Grâce à cette technique, l'écart type de la mesure de température ne dépasse jamais 1.5 K pour chaque position. Cela traduit une stabilité lors de la prise de mesure qui est acceptable en régime stationnaire.

Les profils obtenus sont représentés sur la Figure 2-18-A. Le thermocouple utilisé est gainé (1 mm de diamètre et 250 mm de long). Il a été dénudé à son extrémité sur 5 mm de long pour diminuer son temps de réponse.

La température interne du mélange dans la chambre de combustion est globalement plus haute que la température de consigne (Figure 2-18-A), ce qui s'explique par les pertes thermique dans l'environnement. Hormis aux extrémités de la chambre, la température évolue assez peu et ceci quelle que soit la température de consigne utilisée. En effet, entre 60 mm et 120 mm, le gradient de température dans la chambre est proche de 0 K.m<sup>-1</sup> (Figure 2-18, b). Il est important de noter que l'évolution spatiale du gradient de température dans la chambre ne dépend pas de la température de consigne (Figure 2-18-B).

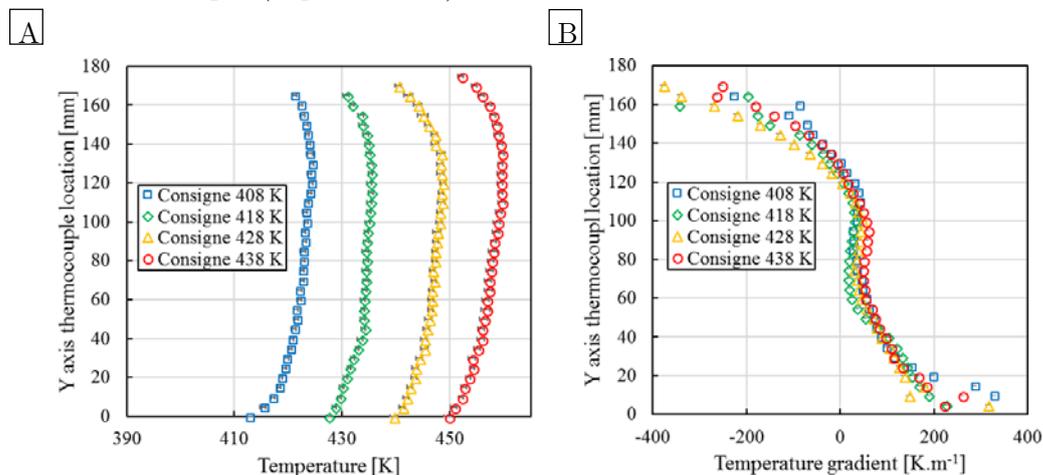


Figure 2-18 Température (A) et gradient de température (B) locaux initialement présents dans la chambre à pression atmosphérique sans introduction de réactifs pour différentes consignes de chauffe uniforme (carrés : 408 K ; losanges : 418 K ; triangle : 428 K ; rond : 438 K).

Chaque température de consigne est associée à la température réelle moyennée spatialement dans la chambre  $T_0$  (Table 2-1). Les configurations de chauffe uniforme seront notées A, B, C et D respectivement pour des températures de consigne de  $T_c = 408, 418, 428$  et  $438$  K. Les distributions de températures associées à chaque configuration de chauffe uniforme sont présentées sur la Figure 2-18-A. La Table 2-1 présente l'ensemble des caractéristiques de chaque conditions de chauffe uniforme.

Configuration de chauffe	Uniforme A	Uniforme B	Uniforme C	Uniforme D
Température de consigne $T_c$ [K]	408	418	428	438
Température moyenne $T_o$ [K]	421.6	433.3	445	456
Symbole associé à la configuration sur la Figure 2-18-A	□	◇	△	○

Table 2-1 Température de consigne et température réelle moyennée dans la chambre pour une configuration de chauffe uniforme

### Configuration de chauffe différentielle

La mise en place de deux régulateurs de température PID sépare la chambre de combustion en deux zones de chauffe différentes (Figure 2-7). Ainsi, trois configurations de chauffe ont été étudiées au cours de ces travaux. Le corps (supérieur) de la chambre sera régulé à 408 K (comme la condition de chauffe Uniforme A) et le bas de la chambre sera régulé selon les cas à 378 K, 418 K et 438 K (représenté respectivement en vert, bleu et rouge sur la Figure 2-19-A). L'étude de l'influence du gradient de température sur les transitions de régime de combustion est réalisée grâce à cette variabilité importante de distributions initiales de température. Ces configurations de chauffes différentielles sont répertoriées comme suit :

- Une chauffe différentielle gradient négatif, où la température est plus importante dans la partie supérieure de la chambre pour induire un gradient de température négatif dans la chambre de combustion.
- Une chauffe différentielle à gradient faible, où la température des cartouches chauffantes du bas de la chambre est légèrement supérieure de sorte à installer une zone de gradient très faible dans la partie basse de la chambre de combustion.
- Une chauffe gradient positif, où la température est plus importante dans la partie basse de la chambre de sorte à obtenir un gradient de température positif (la flamme va se propager dans un milieu 'initialement de plus en plus chaud').

La dénomination des gradients (positif, faible ou négatif) représente le gradient thermique vu par la flamme se propageant vers le bas de la chambre. Le profil vertical de température et le gradient calculé sont reportés sur la Figure 2-19 pour les différentes configurations de chauffe différentielle. Le chauffage différentiel de la partie basse de la chambre n'a qu'une faible influence sur la chauffe de la partie supérieure (proche de la bougie d'allumage) qui varie assez peu en fonction de la configuration de chauffe étudiée.

A partir de  $y = 120$  mm, la variation de température et donc de gradient thermique liée à la chauffe différentielle est plus significatif et s'accroît à mesure que l'on se rapproche du fond de

la chambre ( $y = 0$  mm). Les trois conditions de chauffe différentielles sont différenciées à partir de  $y = 120$  mm.

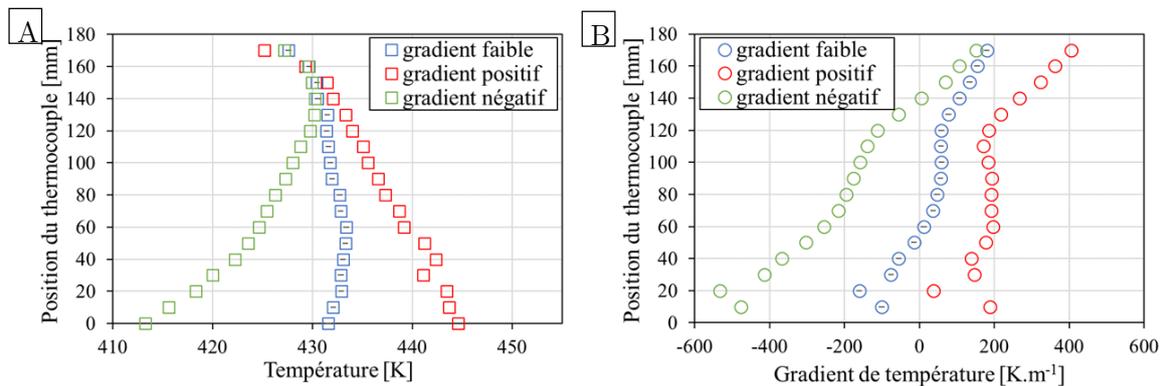


Figure 2-19 (A) Évolution de la température et (B) évolution du gradient de température à l'intérieur de la chambre de combustion pour chaque configuration de chauffe différentielle (rouge : gradient positif, bleu : gradient nul et vert : gradient négatif)

En résumé, chaque configuration de chauffe différentielle à gradient négatif, faible ou positif (dénommées respectivement configurations A1, A2 et A3) est définie par la température de régulation du corps de la chambre  $T_c$ , la température de régulation du bas de la chambre  $T_{c\text{ bas}}$ . Elles sont associées à une distribution de température verticale à l'intérieur de la chambre décrite par la Figure 2-19-A. La Table 2-2 présente l'ensemble des caractéristiques des différentes configurations de chauffe différentielles.

Configuration de chauffe	A1	A2	A3
Caractérisation du gradient de température	négatif	faible	positif
Température de consigne du corps $T_c$ [K]	408	408	408
Température de consigne du bas $T_{c\text{ bas}}$ [K]	378	418	438
Symbole associé à la configuration sur la Figure 2-19-A	□	□	□

Table 2-2 Températures de consigne pour différentes configurations de chauffe différentielles

L'évolution du gradient de température dans la chambre en fonction des différentes configurations de chauffe est mise en évidence sur la Figure 2-20. Ce dernier est relativement faible au milieu de la chambre ( $y \in [60, 120]$  mm) pour une configuration de chauffe uniforme. La configuration de chauffe différentielle utilisée pour obtenir un gradient faible présente de plus, une zone spatiale plus étendue pour laquelle  $\overrightarrow{grad} T \in [-100, 100]$  K.m<sup>-1</sup>, correspondant à l'intégralité de la chambre.

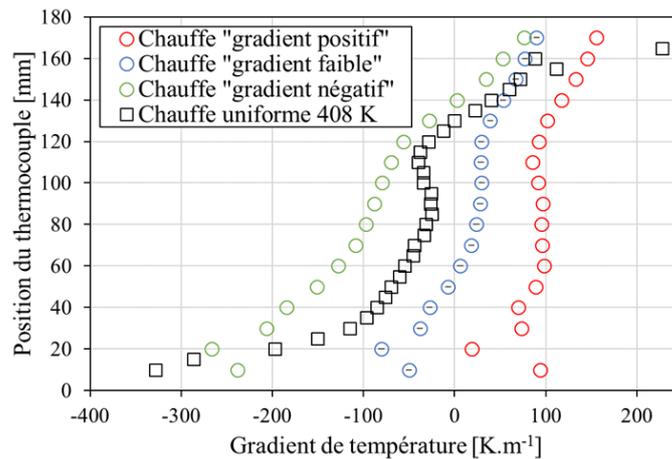


Figure 2-20 Évolution du gradient spatial de température pour différentes configurations de chauffe (rouge : gradient positif (A3), bleu : gradient faible (A2), vert : gradient négatif (A1) et noir : chauffe Uniforme A)

La distribution de gradient de température pour la chauffe uniforme précédemment étudiée correspond à un mélange entre les configurations de chauffes A1 et A2 (Figure 2-20). On note que le milieu de la chambre est très uniforme (proche de la configuration Uniforme A) et la partie basse de la chambre présente un gradient thermique plus important (proche de la configuration A1).

### 2.3.3 Reproductibilité des expériences

La reproductibilité des essais est un point essentiel de cette étude expérimentale compte tenu du nombre important de paramètres à contrôler. Les phénomènes étudiés (auto-inflammation et détonation) sont théoriquement prédictibles (via notamment le délai d'auto-inflammation) mais également très sensibles aux variations de conditions aérothermodynamiques (notamment présence de points chauds dans la chambre). De plus, ils possèdent des temps caractéristiques très courts par rapport aux autres phénomènes observés dans la chambre de combustion (propagation de la déflagration, inversion de la flamme et formation de la flamme tulipe, etc...). Pour s'assurer d'une bonne reproductibilité, les incertitudes sur la composition du mélange et la température de chauffe seront évaluées en premier lieu. Puis la reproductibilité des essais sera vérifiée à travers l'évolution de la pression pendant la propagation de la déflagration pour une succession d'essais expérimentaux réalisés dans les mêmes conditions. Il sera alors possible d'évaluer la constante des échanges de chaleur pendant la compression.

#### Incertitudes sur la composition du mélange et sur la température de chauffe

La préparation du mélange se fait par injection de n-décane liquide dans la croix de mélange primaire (entre les vannes  $V_{A3}$ ,  $V_{P2}$  et  $V_{C1}$ ) au moyen d'une seringue micrométrique. La pression partielle de n-décane dans la chambre est contrôlée par le capteur de pression statique chauffé MKS Baratron (P2), précis à 0.1 mbar. Enfin, la pression totale dans la chambre est contrôlée par le capteur de pression statique non chauffé MKS (P1), précis à 1 mbar. Pour majorer notre incertitude de mesure, on se place dans le pire des cas. On considère un essai à richesse 0.7 pour

une pression initiale de 1.5 bar. Dans ce cas, le volume de n-décane injecté est de 25.3  $\mu\text{L}$  et la pression relevée par le capteur P2 est de 14.5 mbar.

En considérant un calcul d'incertitude logarithmique on obtient l'incertitude  $\epsilon$  sur la préparation du mélange (équation 2-5) :

$$\epsilon = \frac{\delta P_2}{P_2} + \frac{\delta P_1}{P_1} \quad 2-5$$

D'où, dans cette configuration on obtient une incertitude sur la pression partielle des composants du mélange de l'ordre de 0.76 % (équation 2-6).

$$\epsilon = \frac{0.1}{14.5} + \frac{1}{1500} = 7.56 \cdot 10^{-3} \quad 2-6$$

De la même manière on calcule l'incertitude de mesure sur la température de chauffe. Elle est contrôlée par un régulateur PID dont l'incertitude de mesure est de 0.1 % relié à un thermocouple fin dont l'incertitude de mesure est négligeable par rapport à celle du régulateur. On considèrera que l'incertitude sur la température de chauffe est de l'ordre de  $\pm 0.1$  %, soit entre 0.1 et 0.15 K. L'incertitude sur la composition du mélange et celle sur la température de paroi sont donc satisfaisante pour l'étude.

#### Reproductibilité des essais pour une condition de chauffe uniforme avec $P_0 = 3$ bar

La reproductibilité des essais est vérifiée en considérant les mêmes conditions de mélange (Condition de chauffe Uniforme A,  $P_0 = 3$  bar et  $\phi = 1$ ) pour 15 essais. La reproductibilité de la compression est évaluée à différents instants : pour  $t = 0$  ms pour noter la variation de la pression initiale, pour  $t = 4$  et 8 ms, pour encadrer l'inversion de la flamme et pour  $t = 14$  ms, proche de l'apparition des phénomènes transitoires (Figure 2-21). La pression moyenne, la déviation par rapport à cette dernière et l'incertitude totale sont évaluées en chacun de ces points (Table 2-3).

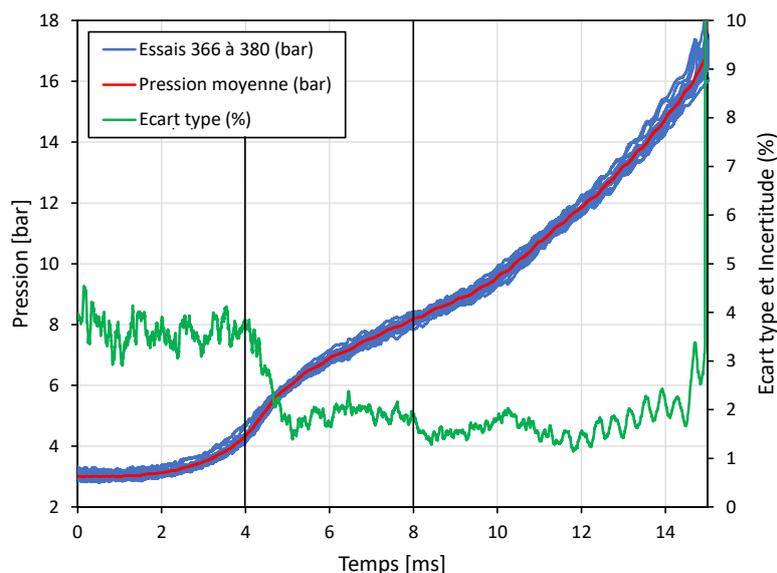


Figure 2-21 Reproductibilité d'essais successifs pour une mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  pour une pression initiale  $P_0 = 3$  bar et pour une condition de chauffe Uniforme A

Temps (ms)	$t = 0$ ms	$t = 4$ ms	$t = 8$ ms	$t = 14$ ms
Pression moyenne (bar)	3.02	4.337	8.19	14.77
Ecart type (%)	3.94	3.77	1.86	2.13
Ecart type (bar)	0.1189	0.1634	0.15	0.31

Table 2-3 Évaluation à certains instants de la pression moyenne et de la écart type

De plus, la reproductibilité de la phase de compression est évaluée à partir de la déviation à la moyenne. Celle-ci prend en compte aussi bien les aspects de phasage des signaux que la variation de pression entre deux essais. La déviation est relativement basse pendant la phase de compression ( $< 5\%$ ), et particulièrement lorsque la flamme a atteint les parois de la chambre (Figure 2-21, courbe verte à partir de  $t = 5$  ms). Les essais expérimentaux sont donc très répétables pendant cette phase de compression, et on peut donc supposer que les échanges aux parois sont les mêmes d'un essai à l'autre.

Lorsque les gaz frais sont mis en mouvement par la propagation de la flamme dans la chambre, l'accroissement de la température des gaz frais favorise l'apparition d'une différence de température entre le mélange et la paroi induisant alors un gradient thermique sur une certaine épaisseur  $e$  (Figure 2-22). Cette épaisseur est définie comme la couche limite thermique de la chambre. Dans la suite des travaux, l'hypothèse de l'existence d'un cœur adiabatique pendant la compression des gaz frais sera faite. Par définition, cette hypothèse ne peut être valide qu'à l'extérieur de la couche limite thermique. Ainsi, pour valider l'utilisation de cette hypothèse, il convient d'en calculer son épaisseur.

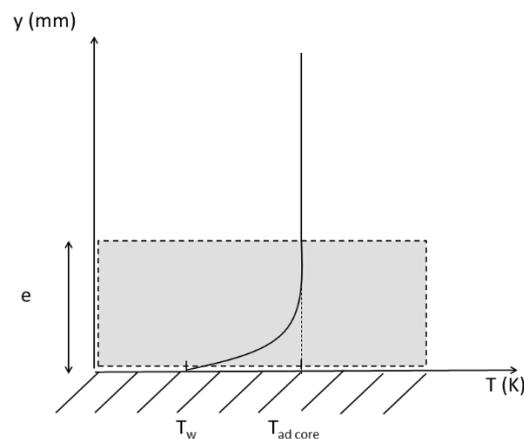


Figure 2-22 Evolution schématique de la température en proche paroi

La mesure de l'épaisseur de la couche limite thermique est réalisée à l'aide de mesure de flux de chaleur en paroi pendant la phase de compression des gaz frais. Les mesures physiques et les calculs permettant la validation de l'hypothèse de cœur adiabatique sont détaillés en Annexe H. À la vue des calculs développés dans l'annexe on peut considérer que 99 % des gaz frais ont un comportement de cœur adiabatique, ce qui justifie l'emploi de cette hypothèse.

## **2.4 Évaluation numérique de l'évolution thermochimique des gaz frais**

L'auto-inflammation des gaz frais est un phénomène essentiellement chimique caractérisé par un fort dégagement de chaleur. Elle est définie par un temps caractéristique, le délai d'auto-inflammation, qui traduit le temps nécessaire pour passer d'un état initial (devenu hors équilibre généralement par l'accroissement de la température du mélange au-dessus de la température d'auto-inflammation) à l'état d'équilibre chimique des gaz. Dans cette étude, les conditions thermodynamiques de pression et de température évoluent continuellement pendant la propagation de la flamme. Les délais d'auto-inflammation calculés pour des mélanges homogènes à pression constante, voire même à volume constant, ne sont pas directement exploitables dans ce cas. Par conséquent, un outil de calcul 0D, permettant de prendre en compte l'historique de la compression imposé aux gaz frais, a été développé. Ce paragraphe va donc se focaliser dans un premier temps sur le choix des schémas cinétiques utilisés, puis sur la description de cet outil numérique.

### **2.4.1 Caractérisation des schémas cinétiques utilisés**

Les schémas cinétiques sont constitués de quatre parties : la première est la liste des espèces chimiques contenues dans le schéma. La seconde regroupe les données thermodynamiques relatives à chacune de ces espèces sous la forme de coefficients de polynômes NASA et de tableaux regroupant les informations relatives au rayon et à la masse des espèces. La troisième est constituée de l'ensemble des réactions chimiques possibles entre les espèces. Une quatrième partie peut être éventuellement incluse, fournissant les propriétés de transport. Le schéma cinétique le plus utilisé pour les études sur des substituts de kérosène est le JetSurF 2.0 [132] qui inclut des espèces chimiques comme le n-décane, le dodécane et le triméthylbenzène ainsi que des données de transport permettant de calculer avec précision des vitesses fondamentales de flamme [23]. Ce schéma contient peu d'espèces et de réactions chimiques (348 espèces et 2163 réactions), faisant de lui un outil rapide pour le calcul de délais d'auto-inflammation. Dans cette étude, la température dans les gaz frais évolue de 400 K à environ 750 K avant l'auto-inflammation. Or pour ces basses températures, certains mécanismes réactionnels entrent en jeu. Ils sont liés notamment au déplacement de l'équilibre des radicaux alkyl/alkylperoxy. Le mécanisme JetSurF 2.0 n'a pas été spécifiquement développé et validé pour ces gammes de température [132] (Figure 2-23). On retrouve dans cette figure qu'en dessous d'une température de 1000 K, le schéma cinétique JetSurF 2.0 ne suit plus l'évolution des délais d'auto-inflammation en ne reproduisant pas la zone NTC décrite par des mécanismes réactionnels « basse température »<sup>9</sup>. On utilisera donc le schéma cinétique, Livermore, développé par Westbrook et al [52]. Ce schéma cinétique est beaucoup plus lourd (2000 espèces et 16000 réactions) mais ne contient pas de propriétés de transport. Il représente cependant avec précision l'auto-inflammation dans la zone de « basses températures », comme l'illustre une bonne corrélation entre les résultats

---

<sup>9</sup> Pour des températures inférieures à 750 K

expérimentaux de Pfahl [48], Zhukov [54] et Kumar [44] avec les calculs numériques de délai d'auto-inflammation réalisés avec ce schéma cinétique (Figure 2-23).

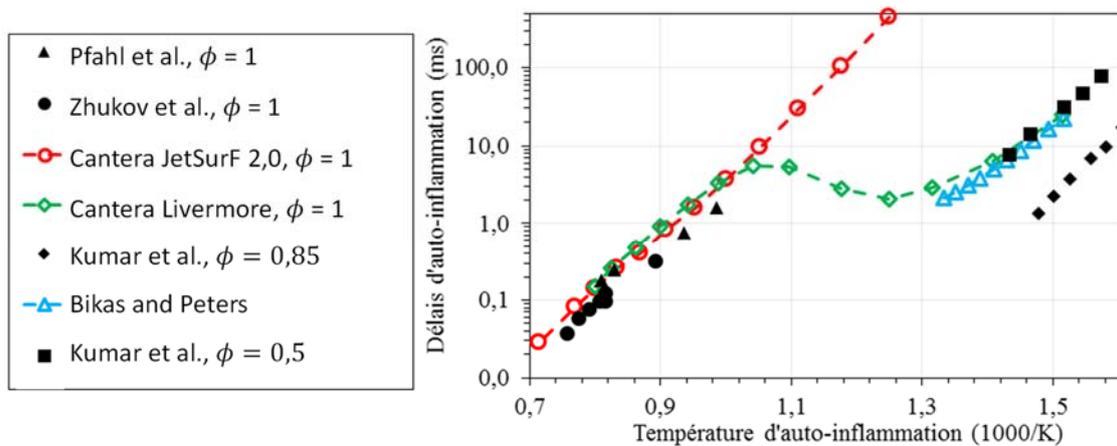


Figure 2-23 Évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la température pour une pression d'auto-inflammation de 14 bar calculée à l'aide de différents schémas cinétiques (marqueurs vides) comparés aux mesures de Pfahl et al. (triangles pleins) et de Zhukov et al. (cercles pleins) et Kumar et al. (carrés et losanges pleins)

Nous utiliserons donc le schéma cinétique Livermore pour nos calculs d'auto-inflammation et le schéma cinétique Jetsurf 2.0 pour les calculs annexes (vitesse de flamme).

## 2.4.2 Présentation du code d'auto-inflammation avec historique de compression

Le calcul d'auto-inflammation prenant en compte l'historique de compression est réalisé avec Cantera. Le principe de ce code est de faire varier le volume du réacteur en déplaçant la paroi à une vitesse  $v$ . De fait, en supposant une compression isentropique, la mise en mouvement de la paroi entraîne une variation de pression dans le réacteur.

Un signal de pression expérimental est utilisé et on suppose que l'évolution entre deux points de pression consécutifs est linéaire. Il est donc possible, à chaque itération, de calculer le volume de gaz à comprimer équivalent pour reproduire la montée en pression voulue. Pour cela on utilise les lois de Laplace de la thermodynamique en recalculant le rapport des chaleurs spécifiques  $\gamma$  à chaque itération (équations 2-7 et 2-8).  $\gamma$  est supposé constant pour une itération, ce qui est justifié si les augmentations successives de pressions et donc de température demeurent suffisamment faibles.

$$PV^\gamma = cst \quad 2-7$$

$$V_{i+1} = V_i \cdot \left( \frac{P_{i+1}}{P_i} \right)^{-1/\gamma_i} \quad 2-8$$

La vitesse à donner à la paroi pour passer du volume  $V_i$  au volume  $V_{i+1}$  pendant le pas de temps  $\Delta t$  est ainsi définie (équation 2-9).



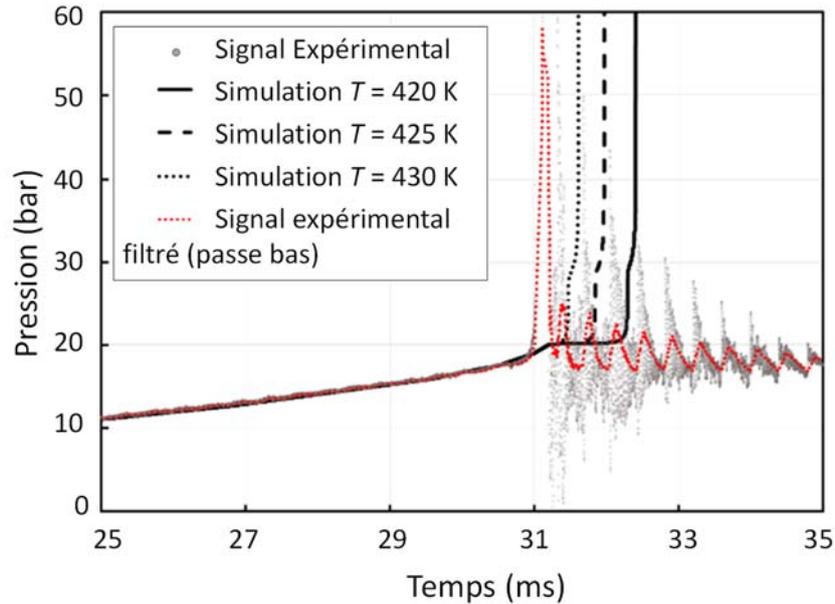


Figure 2-25 Comparaison entre un essai expérimental à  $P_0 = 3$  bar,  $T_c = 418$  K et  $\Phi = 0.8$  (point gris et courbe rouge, filtrage passe bande) et trois simulations numériques d'auto-inflammation à partir de différentes températures initiales ( $T_0$  de 420 K à 430 K), [57]

## 2.5 Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, le montage expérimental utilisé dans l'étude a été présenté. Une attention importante a été portée sur sa modularité en termes de conditions de chauffe, de position et d'utilisation des différents capteurs, et de montages optiques et de caméras utilisés.

Les phénomènes étudiés étant très sensibles aux variations de conditions thermodynamiques dans la chambre, les incertitudes liées à la préparation du mélange ont été finement caractérisées de même que la précision des chaînes de mesure de pression et de flux de chaleur pour porter un regard critique sur les résultats obtenus.

La validité de l'hypothèse de cœur adiabatique dans les gaz frais pendant la compression a été vérifiée en estimant l'épaisseur de la couche limite thermique pendant la phase de compression induite par la propagation de la flamme.

Enfin, un outil de simulation 0D d'auto-inflammation, prenant en compte l'historique de compression, et utilisant un schéma cinétique détaillé validé sur la gamme de température de l'étude, a été présenté.

La suite de l'étude présente et caractérise les différents régimes de combustion observés successivement dans la chambre de combustion, c'est-à-dire la déflagration, l'auto-inflammation en deux étapes et la détonation.

## Chapitre 3

# Obtention et caractérisation des différents modes de combustion

### Sommaire

---

3	Obtention et caractérisation des différents modes de combustion.....	113
3.1	Propagation de la déflagration et observation des transitions de régime en fin de combustion .....	113
3.1.1	Caractérisation de la déflagration de compression initiée dans la chambre : une flamme tulipe .....	113
3.1.2	Description des différents fronts réactifs .....	119
3.2	Transition vers le régime d'auto-inflammation .....	125
3.2.1	Le Front de flamme froide : front FR2.....	125
3.2.2	Front d'auto-inflammation haute température (Main Heat Release): front FR3	131
3.3	Régime de détonation : le front FR4 .....	137
3.3.1	Vitesse de propagation du front FR4 .....	137
3.3.2	Conditions d'existence d'une détonation .....	141
3.3.3	Analyse de la propagation d'ondes de chocs post-détonation .....	142
3.4	Bilan du chapitre.....	144



## 3 Obtention et caractérisation des différents modes de combustion

Dans ce chapitre, les différents modes de combustion observés dans la chambre de combustion résultant de la propagation de la déflagration sont rapportés. Dans un premier temps, le régime de déflagration initié dans l'enceinte sera étudié en mettant l'accent sur la forme du front réactif, flamme tulipe, qui favorise l'installation d'une zone de cœur adiabatique dans les gaz frais. Les trois types de fronts réactifs successifs identifiés dans la chambre seront ensuite présentés et les conditions thermodynamiques de leur obtention seront précisées. En particulier, deux distributions initiales de température différentes (Uniforme A et Uniforme D) présentant un écart moyen de seulement 30 K (respectivement  $T_0 = 421.6$  et  $456$  K) mettront en évidence des comportements de transition différents (Section 1).

Pour la condition de température la plus basse (configuration Uniforme A,  $T_0 = 421.6$  K), les fronts réactifs observés lors de la transition entre la déflagration et l'auto-inflammation résultent d'un mécanisme d'auto-inflammation en deux étapes avec une flamme froide suivie d'un fort dégagement de chaleur (MHR). Ces deux étapes sont respectivement associées à des processus chimiques à basse température (*Low Temperature Reactions*, LTR) et à des réactions chimiques à haute température (*High Temperature Reactions*, HTR). La transition de régime de combustion correspond alors à une transition Déflagration-Auto-inflammation (DAIT).

Pour une distribution de température plus élevée (configuration Uniforme D,  $T_0 = 456$  K), un quatrième front réactif plus rapide est observé. Suite à l'analyse de ses caractéristiques de propagation, ce front réactif sera identifié comme étant une détonation se propageant dans les gaz frais (Section 3) avec la présence d'un choc se propageant dans les gaz brûlés. On parlera alors de transition Déflagration-Auto-inflammation-Détonation (DAIDT).

### 3.1 Propagation de la déflagration et observation des transitions de régime en fin de combustion

#### 3.1.1 Caractérisation de la déflagration de compression initiée dans la chambre : une flamme tulipe

Les transitions de régime de combustion étudiées dans ce manuscrit trouvent leur origine dans le phénomène d'auto-inflammation des gaz frais. Les conditions d'auto-inflammation sont créées par l'expansion des gaz brûlés générée par la propagation d'une déflagration dans un système fermé. Les gaz frais sont ainsi comprimés et amenés dans des conditions thermodynamiques favorables à l'initiation des réactions chimiques de l'auto-inflammation. Cette première partie s'intéressera principalement à la propagation de la déflagration, une flamme tulipe, dans la chambre de combustion. Cette dernière sera tout d'abord visualisée dans la chambre dans le cas d'un prémélange stoechiométrique de propane/ $O_2$ /Ar à température ambiante et pression initiales modérées ( $T_0 = 300$  K,  $P_0 = 1$  bar)

### Propagation de la déflagration comprimant les gaz frais : la flamme tulipe

Le montage expérimental, présenté au Chapitre 2, permet de visualiser les transitions de régimes se produisant dans la partie finale du parcours de la déflagration. Ici, à la différence d'une Machine à Compression Rapide (MCR), la compression des gaz frais se fait par la propagation d'une flamme et non par le déplacement d'un piston. Par conséquent, la topologie de la flamme et sa propagation influent directement sur l'historique de compression des gaz frais et donc l'apparition des transitions de régimes dans la chambre. La propagation de flamme dans la partie supérieure de la chambre de combustion doit donc être caractérisée. On vérifiera notamment que pour une condition thermodynamique initiale donnée, la propagation de la déflagration ne fluctue pas d'un essai à l'autre.

Dans cette optique, l'ensemble flasque-hublot-bride a été remplacé par une autre flasque contenant un hublot plus grand ( $40 \times 120 \text{ mm}^2$ ) permettant l'observation de la partie supérieure de la chambre (Figure 3-1). Ces flasques ne permettent pas d'accueillir des cartouches chauffantes, il est, par conséquent, impossible d'utiliser du n-décane gazeux comme combustible, ce dernier a donc été remplacé par du propane. La proportion molaire  $0.21 \text{ O}_2/0.79 \text{ Ar}$  pour l'oxydant est conservée.

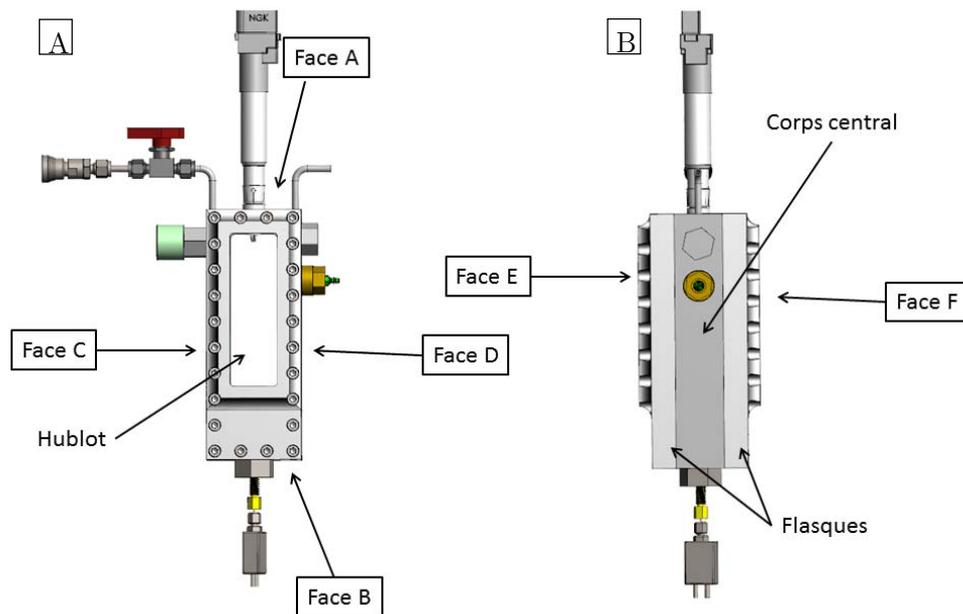


Figure 3-1 Schéma du montage expérimental utilisé dans les conditions de pression et de températures modérées :  
(A) face avant et (B) vue de côté.

La taille des hublots utilisés ici limite la pression maximale admissible. Aussi, les visualisations de la propagation de la déflagration ont été réalisées à une pression initiale de 1 bar. Lors de ces essais, aucune transition de régime de combustion n'a été observée.

### Propagation et inversion de la forme d'une flamme propane/air

La propagation de la déflagration dans la partie supérieure de la chambre est présentée sur la Figure 3-2. La vitesse de propagation de la flamme est relevée en plusieurs endroits sur l'axe

vertical de la chambre, au centre (en blanc) et en paroi (en rouge). Dans un premier temps (entre  $t = 0$  et  $4$  ms), la flamme se propage de manière sphérique<sup>10</sup> (visualisation directe sur la Figure 3-2-A et plateau de pression sur la Figure 3-3). Une fois que la flamme a atteint la paroi latérale de la chambre correspondant à la face A (Figure 2-2), elle poursuit sa progression vers le bas sous la forme d'une déflagration quasi-hémisphérique (Figure 3-2-B et entre  $t = 4$  et  $9$  ms sur la Figure 3-3). L'augmentation de la surface de flamme augmente son taux de réaction et par conséquent sa vitesse. En effet, hormis sur la face A, la flamme n'a pas atteint la paroi. Quelques millisecondes plus tard ( $t = 10$  ms), la flamme ayant atteint la paroi, la surface de flamme diminue, la vitesse de propagation de la déflagration également. Cela se traduit par une diminution du taux de dégagement de chaleur et donc de la pente  $dP/dt$  (point d'inflexion sur la Figure 3-3).

Cette diminution du taux de dégagement de chaleur global s'accroît avec l'inversion de la flamme (Figure 3-2-D). Pendant cette dernière, la présence d'instabilités hydrodynamiques arrête la progression de la flamme dans la partie centrale et le mouvement d'ensemble des gaz frais chassés par la flamme en paroi repousse sensiblement la flamme au centre de la chambre. La propagation de la déflagration se poursuit en paroi à faible vitesse, ce qui contribue à l'inversion de la flamme et à la formation d'une flamme tulipe ([38] et [37]).

Une fois la nouvelle structure de flamme stabilisée (Figure 3-2-E), celle-ci poursuit sa propagation vers le fond de la chambre (face B). Une nouvelle augmentation de la pente sur le signal de pression (Figure 3-3, à partir de  $t = 20$  ms) correspond à la phase de stabilisation de la flamme tulipe. Après cette seconde inflexion de la pression, le taux de consommation des gaz peut être considéré comme quasiment constant jusqu'à la fin de la combustion dans la chambre<sup>11</sup>.

---

<sup>10</sup> Le défaut de sphéricité observé provient de la méthode d'allumage par bougie qui n'est pas aussi précis qu'un système d'allumage pointe-pointe.

<sup>11</sup> Cette structure de flamme étant métastable, si la chambre de combustion était plus longue on pourrait observer des inversions de flamme successives dans la chambre [37] et donc des variations du dégagement de chaleur.

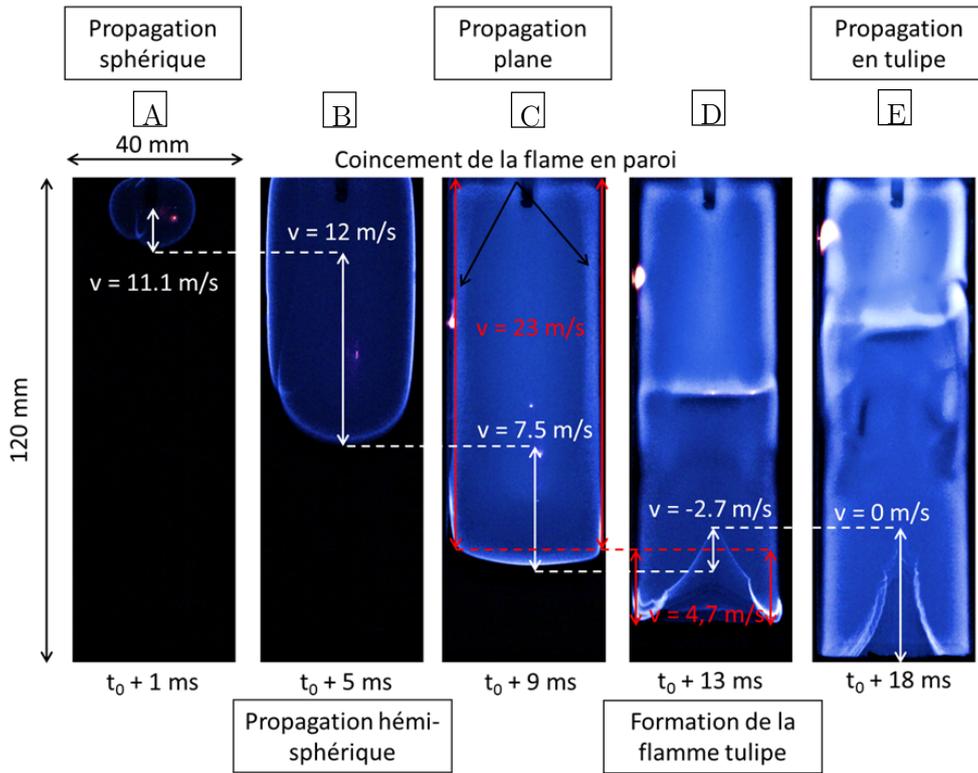


Figure 3-2 Visualisation directe de la propagation de la déflagration dans la chambre et formation de la flamme tulipe pour un mélange stœchiométrique  $C_3H_8/O_2/Ar$  à  $P_0 = 1$  bar et  $T_0 = 300$  K [138]

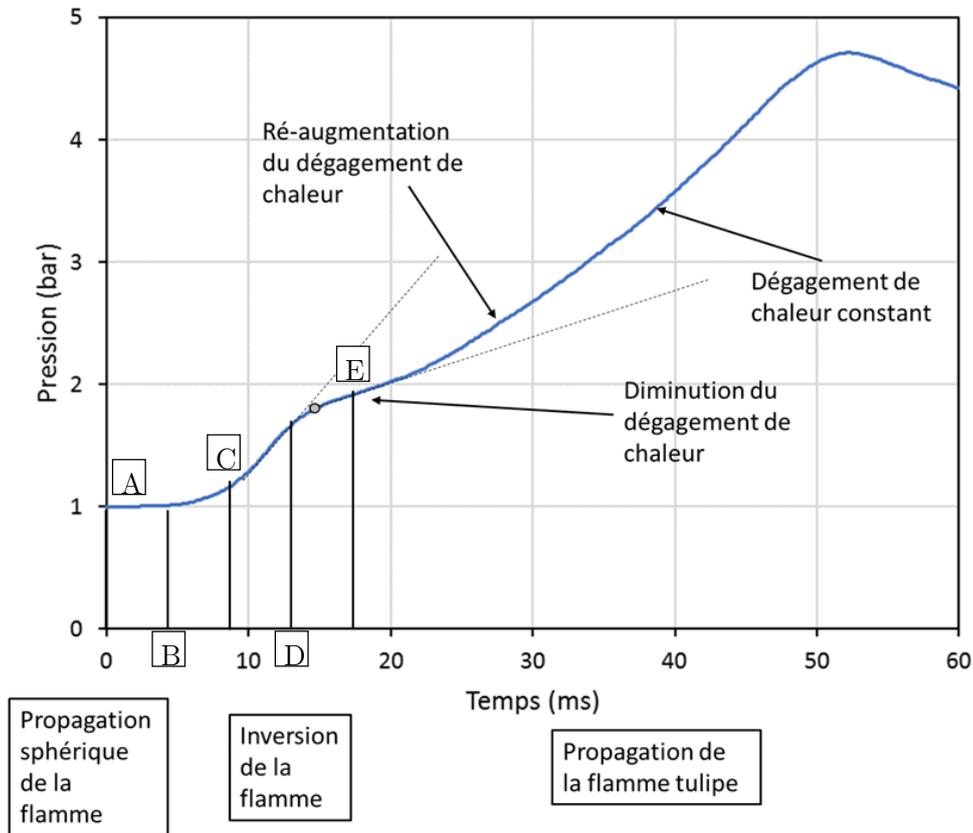


Figure 3-3 Évolution de la pression pendant la combustion d'un mélange stœchiométrique de  $C_3H_8/O_2/Ar$  à  $P_0 = 1$  bar et  $T_0 = 300$  K.

La formation de la flamme tulipe dépend de la géométrie de la chambre de combustion (Chapitre 1). L'utilisation d'un mélange réactif ayant une vitesse de propagation plus rapide (cas du n-décane dans les conditions d'étude) aura tendance à accélérer et à amplifier la formation de la flamme tulipe. On observe d'ailleurs, pour les essais avec le n-décane dans une condition de chauffe Uniforme A (Figure 2-21), deux points inflexions du signal de pression entre 4 et 8 ms. La présence de plusieurs points d'inflexion le signal de pression au cours de la propagation de la déflagration dans la chambre met en évidence le ralentissement du taux de dégagement de chaleur global lié au coincement de la flamme en paroi et à la diminution de surface de flamme qui en résulte, puis la ré-accélération du front de flamme due à l'augmentation de la surface de flamme au cours de son inversion de géométrie. Cette évolution du signal de pression est typique de l'inversion de la flamme ([37], [38]).

La forme de la flamme tulipe est comparée pour les deux mélanges réactifs sur la Figure 3-4. Dans le premier cas, la flamme tulipe de propane est observée par visualisation directe (Figure 3-4-A) et on se concentre sur l'étude dans une zone carrée de 40 mm de côté (Figure 3-4-B). Le deuxième cas (Figure 3-4-C) correspond à une image de strioscopie de différents essais pour un mélange réactif de n-décane à  $P_0 = 3$  bar et  $T_0 = 438$  K. Cette image est relevée au même instant dans chaque cas. Tout d'abord, la flamme tulipe est observée dans les deux cas. De plus, la flamme de n-décane présente une cellularité plus importante ( $P > 10$  bar). Dans ces conditions la flamme est soumise aux instabilités thermo-diffusives (chapitre 1) qui favorisent la formation de cellules sur la flamme ([23], chapitre 5).

La forme de la flamme tulipe évolue finalement assez peu en fonction du combustible utilisé. Figure 3-4 montre que les dimensions de la flamme sont comparables entre la visualisation de la fin de la formation de la flamme tulipe pour un prémélange avec du propane (Figure 3-4-B) et celles où la flamme tulipe est observable dans son intégralité pour un mélange avec du décane (Figure 3-4-C). Les différents lobes de la flamme sont mis en évidence en rouge sur la Figure 3-4-C. Il est à noter que la forme et la position de la flamme tulipe évolue légèrement d'un essai à l'autre. Dans certains cas, cela pourrait éventuellement avoir un impact sur l'historique de compression des gaz frais et donc les instants d'apparition des transitions de régime de combustion en faisant légèrement varier l'évolution de la pression dans la chambre.

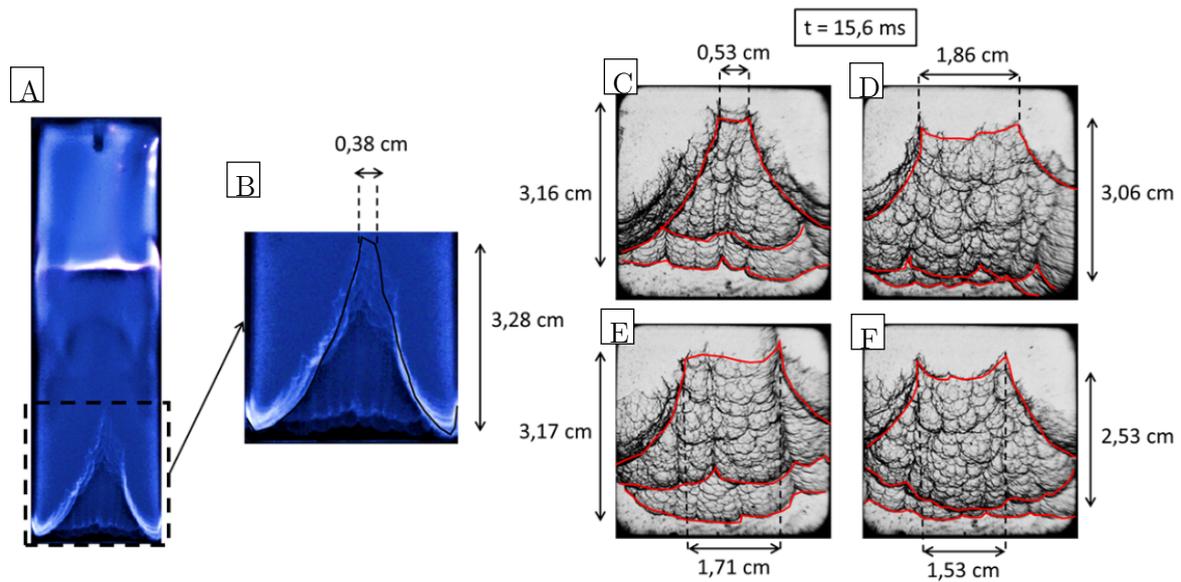


Figure 3-4 Comparaison entre la visualisation directe d'une flamme tulipe de  $C_3H_8/O_2/Ar$  positionnée entre 80 et 120 mm et initiée à  $T_0 = 300\text{ K}$  et  $P_0 = 1\text{ bar}$  (A et B) et 4 strioscopies de flammes tulipes de  $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  initiée à  $T_0 = 438\text{ K}$  et  $P_0 = 3\text{ bar}$  (C, D, E et F), positionnées entre 132 et 172 mm dans la chambre et enregistrées à  $t = 15.6\text{ ms}$

Ainsi, les observations réalisées à basse température et basse pression avec du propane sont similaires à celles obtenues avec un mélange de  $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  à haute température ( $> 700\text{ K}$ ) et à haute pression ( $> 10\text{ bars}$ ).

Dans la configuration d'étude, la propagation d'une flamme tulipe sera observée dans la partie inférieure de la chambre. Cette flamme se propage d'abord en paroi avant de consommer les gaz frais au centre de la chambre (Figure 3-5). Ainsi, à l'intérieur de la structure en cône de la flamme, l'évolution des gaz frais pourra être considérée adiabatique. L'utilisation de l'hypothèse de cœur adiabatique dans les gaz frais est donc valable en supposant les transferts de chaleur radiatifs négligeables.

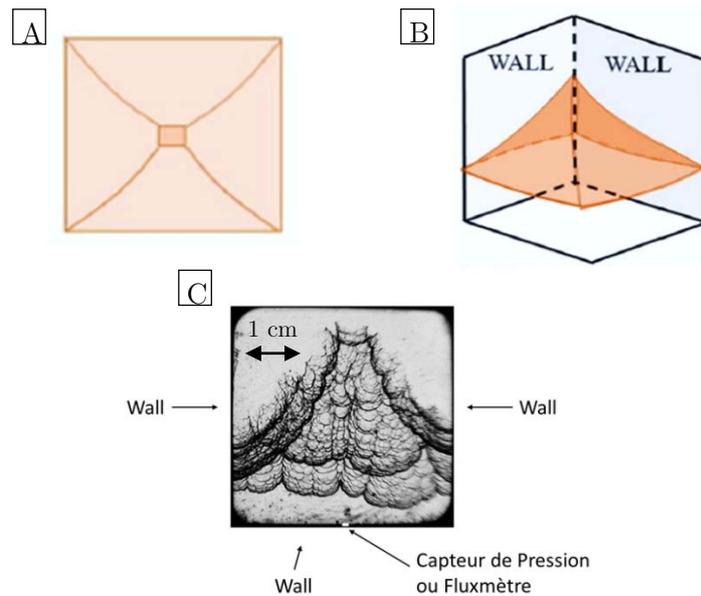


Figure 3-5 (A) Vue du dessus de la flamme tulipe dans la chambre de combustion (B) vue 3D de la structure de la flamme tulipe et (C) Visualisation strioscopique de la flamme avec positionnement des parois et du capteur

Dans la suite de ce chapitre, les transitions de régimes de combustion successives générées par la compression des gaz frais par la flamme tulipe seront présentées pour deux conditions expérimentales de référence (E1 : chauffe Uniforme A,  $P_0 = 3$  bar et  $\Phi = 1$  ; E2 : chauffe Uniforme D,  $P_0 = 3$  bar et  $\Phi = 1$ ).

### 3.1.2 Description des différents fronts réactifs

Ces deux conditions, E1 et E2, ont permis la génération successive des différents modes de combustion atteignables dans la chambre. Dans les deux cas, la pression initiale et la composition du mélange sont fixées respectivement à  $P_0 = 3$  bar et  $\Phi = 1$ . Pour le mélange réactif dit « froid », E1, la distribution de température initiale correspond à une chauffe Uniforme A ( $T_0 = 421.6$  K), et pour le mélange réactif dit « chaud », E2, la distribution de température correspond à la configuration de chauffe Uniforme D ( $T_0 = 456$  K). La visualisation par strioscopie des phénomènes de transition sera utilisée pour ces deux conditions de chauffe, pour décrire la propagation des fronts réactifs associés aux différents régimes de combustion.

#### Transitions de régimes observées à basse température (Configuration Uniforme A)

La Figure 3-6 présente une strioscopie à haute cadence d'un essai dont les conditions initiales correspondent à E1. Cette figure présente la combustion dans la dernière partie de la chambre (entre  $t = 15.28$  ms et  $t = 16,89$  ms). Les différents lobes de la flamme tulipe, qui ont été représenté en rouge précédemment sur la Figure 3-4, sont observables ici sur les premières images de strioscopie. Sur cette vidéo, la majeure partie des gaz frais se trouve à l'intérieur de la tulipe, entre les différents lobes. Ces derniers atteignent le fond de la chambre ( $y = 172$  mm) en 16 ms alors que la flamme tulipe a parcouru environ 140 mm sur l'axe central de la chambre. A cet

instant, la vitesse apparente moyenne<sup>12</sup> de la flamme en proche paroi est approximativement de  $10,8 \text{ m.s}^{-1}$ , au centre de la chambre (au cœur de la flamme tulipe) elle n'est que de  $8.75 \text{ m.s}^{-1}$ .

A partir de  $t = 16.4 \text{ ms}$ , la luminosité dans la partie supérieure de la flamme tulipe augmente. Cette zone de contraste moins marqué est de plus en plus visible, et se propage vers le fond de la chambre. A partir de  $t = 16.496 \text{ ms}$ , plus de la moitié de la flamme tulipe a subi cette transformation et un front réactif est observable entre les deux zones. Une méthode de soustraction d'image a été mise en place pour visualiser ce front réactif. Elle permet notamment d'observer les premiers instants de la propagation de ce front (Figure 3-11-B). Cette méthode est présentée plus en détail dans ce chapitre (Section 3.2.1) de même qu'une autre méthode de visualisation basée sur la théorie du flot optique. Les caractéristiques de ce front réactif seront plus amplement détaillées dans la suite de ce chapitre, il est appelé ci-après « FR2 ». Ce dernier se propage dans les gaz frais jusqu'au fond de la chambre ( $t = 16.624 \text{ ms}$ ) en diminuant les gradients d'indice de réfraction créés par le front de la flamme tulipe. Les gradients de température résultant de la cellularisation du front de flamme sont toujours visibles après le passage du front II, même s'ils sont moins contrastés. Ce front réactif a parcouru environ  $25 \text{ mm}$  en approximativement  $225 \text{ }\mu\text{s}$ , soit une vitesse de propagation d'environ  $110 \text{ m.s}^{-1}$ .

Entre  $t = 16.624 \text{ ms}$  et  $t = 16.73 \text{ ms}$ , le cœur de la flamme tulipe poursuit sa propagation vers le fond de la chambre. La vitesse de propagation de la déflagration ne semble pas être impactée par l'apparition et la propagation du FR2 dans les gaz frais. A partir de  $t = 16.762 \text{ ms}$ , la consommation des gaz frais va s'accélérer très fortement à partir du cœur de la flamme tulipe : un troisième front réactif apparaît et se propage dans les gaz frais, appelé « FR3 », faisant disparaître tous les gradients d'indice de réfraction qui matérialisaient la flamme tulipe. En aval de ce front, l'image est donc uniforme traduisant une distribution de température homogène dans les gaz brûlés. Ce front se propage très rapidement (environ  $200 \text{ m.s}^{-1}$ ) oxydant les gaz lors de son passage. Ainsi, en  $125 \text{ }\mu\text{s}$ , l'ensemble des gaz imbrûlés a été intégralement oxydé.

En résumé, pour une température moyenne initiale basse ( $T_0 = 421.6 \text{ K}$ ), trois fronts réactifs sont donc observés successivement dans la chambre de combustion. La déflagration se propage dans la chambre en comprimant les gaz frais, le front FR2 se propage dans les gaz frais en provoquant une diminution du gradient d'indice observable sur la structure cellulaire de la flamme tulipe mais n'oxydant pas intégralement les gaz frais. Enfin, le FR3 se propage à partir du cœur de la flamme tulipe, après le passage du FR2 et génère une distribution homogène de densité de gaz brûlés, en oxydant entièrement les gaz en amont de celui-ci. Il faut souligner la très grande vitesse de propagation des fronts réactifs observés, bien supérieure à celle de la déflagration de compression initiale (10 fois plus rapidement pour le FR2 et 20 fois plus rapidement pour le FR3). Ces fronts réactifs se propagent dans les gaz frais. Ils ne correspondent

---

<sup>12</sup> Parler de vitesse moyenne de la déflagration est « risqué » puisqu'il a été montré que cette vitesse variait beaucoup entre le moment d'allumage et la fin de la combustion à cause des mécanismes d'inversion de la flamme.

pas à la propagation d'une flamme dans une poche de gaz frais emprisonnée contre la paroi<sup>13</sup>. En effet, la structure cellulaire de la flamme n'est pas modifiée par le passage du FR2<sup>14</sup>. De plus, en dérivant le signal de pression dans la zone temporelle d'intérêt (ici entre 15.2 et 17 ms), on observe que lorsque le front FR2 se propage dans la chambre, la pression a tendance à augmenter à nouveau, ce qui suggère que le front dégage de la chaleur (Figure 3-7).

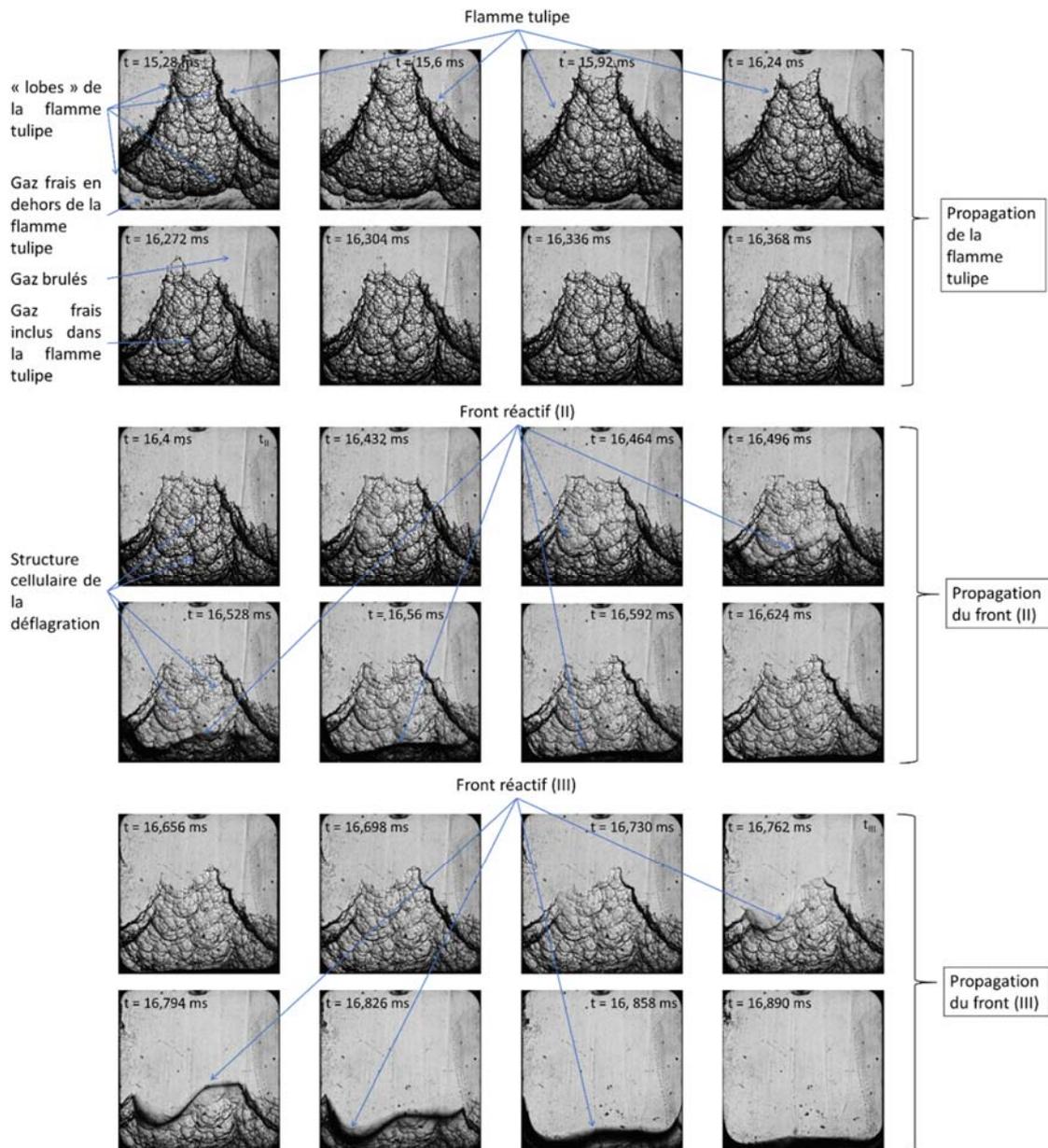


Figure 3-6 Strioscopie des différents régimes de combustion observés en fin de combustion pour une configuration de chauffe Uniforme A et un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $P_0 = 3$  bar et  $T_0 = 421.6$  K, condition E1. Fréquence d'acquisition de la caméra : 63 kHz

<sup>13</sup> Les différentes études menées sur le comportement de la flamme tulipe montrent qu'il ne peut d'ailleurs pas y avoir de poches de gaz emprisonnées entre la flamme et la paroi pendant la propagation d'une flamme tulipe [32]–[38]

<sup>14</sup> Dans le cas où il se serait agi d'une flamme coincée en paroi, celle-ci aurait dû perdre une partie de sa structure cellulaire qui aurait été oxydée.

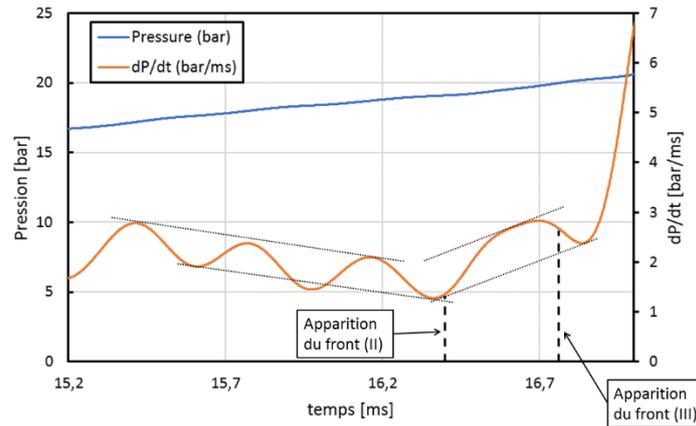


Figure 3-7 Évolution de la pression et de la dérivée de pression dans la zone temporelle d'apparition des fronts FR2 et FR3 pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $P_0 = 3$  bar et  $T_0 = 421.6$  K

Transitions de régimes observées à haute température (Chauffe Uniforme D,  $T_0 = 456$  K)

La combustion est initiée dans les conditions thermodynamiques E2, i.e. pour une température initiale moyenne augmentée d'environ 30 K. La Figure 3-8 présente une vidéo de strioscopie de la partie basse de la chambre dans ces conditions. La flamme se propage légèrement plus rapidement que précédemment, ce qui corrobore les mesures de vitesse de flamme de Le Dortz ([23], chapitre 4) à l'aide de mesures en bombe sphérique. Celle-ci se propage en moyenne<sup>15</sup> à une vitesse de  $11.5 \text{ m.s}^{-1}$  en paroi et  $9.6 \text{ m.s}^{-1}$  au cœur de la chambre. Elle possède toujours une structure cellulaire liée à la pression importante qui règne dans la chambre. Le front FR2 précédemment observé pour une température initiale plus faible apparaît également plus tôt (à partir de  $t = 14.575$  ms, le gradient d'indice optique diminue dans la partie supérieure de la flamme tulipe). Le front FR2 atteint le fond de la chambre à  $t = 14.942$  ms. Il aura parcouru 40 mm à une vitesse moyenne d'environ  $108 \text{ m.s}^{-1}$ . On notera également qu'à partir de  $t = 14.808$  ms, le FR2 se propage dans la zone des gaz frais qui n'est pas masquée par les lobes de la flamme tulipe<sup>16</sup>. Le FR3 apparaît, lui aussi, plus rapidement que dans les conditions E1. Il est observable à partir de  $t = 15.042$  ms, 100  $\mu\text{s}$  après la disparition du front FR2. Il se propage en moyenne à une vitesse de  $185 \text{ m.s}^{-1}$  sur environ 20 mm.

- A l'instant  $t = 15.158$  ms, un quatrième front réactif, appelé « FR4 », prend naissance au cœur de la flamme tulipe au voisinage direct du front FR3. Ce front de forme sphérique semble résulter d'une explosion ponctuelle (point chaud). Entre le moment d'apparition de ce quatrième front et l'image suivante, enregistré 8  $\mu\text{s}$  plus tard, le front FR4 s'est propagé dans la chambre, consommant le reste des gaz frais et s'est réfléchi sur le fond de la chambre. La détermination précise de la vitesse de propagation de ce front FR4 nécessite donc une fréquence d'acquisition bien supérieure à celle utilisée ici (120 kHz). Il est à noter que la strioscopie qui permet la visualisation des gradients de densité (par

<sup>15</sup> En considérant l'instant d'allumage, le moment où le front de déflagration atteint le fond de la chambre (Face B de la Figure 2-1) en paroi et dans la zone centrale de la chambre. Connaissant la longueur de la chambre on remonte à la vitesse moyenne de la déflagration.

<sup>16</sup> Il ne peut donc pas s'agir d'une propagation rapide de flamme en paroi.

l'intermédiaire des gradients d'indice de réfraction) montre la propagation d'une onde de gradient de densité dans les gaz brûlés. Cette onde se propage à une vitesse d'environ  $1250 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , soit approximativement la vitesse du son dans les gaz brûlés,  $1200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

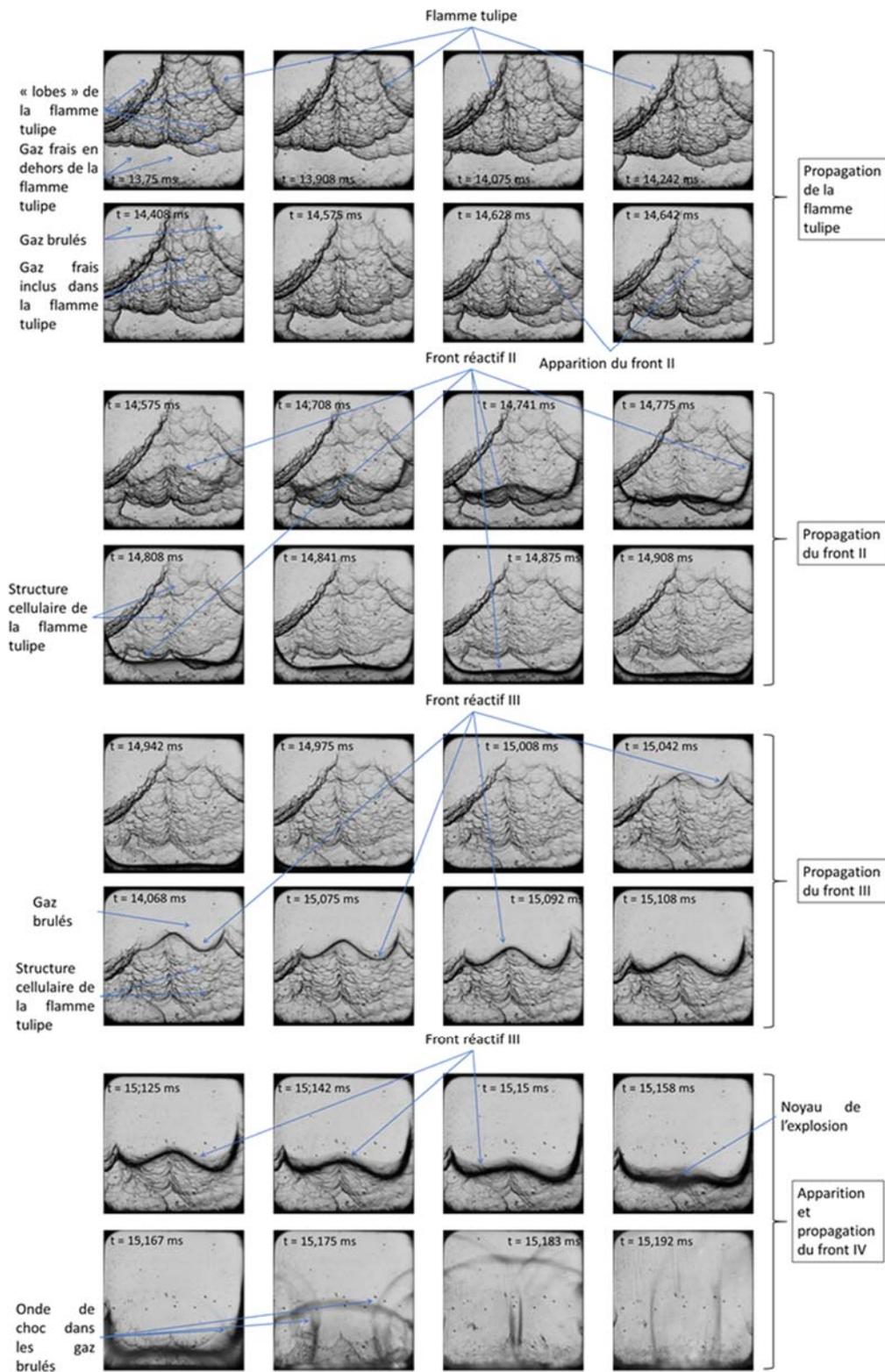


Figure 3-8 Strioscopie des différents régimes de combustion observées en fin de combustion pour une configuration de chauffe Uniforme D et un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $P_0 = 3 \text{ bar}$  et  $T_0 = 456 \text{ K}$ , condition E2. Fréquence d'acquisition de la caméra : 120 kHz

Pour observer le phénomène ultra-rapide de propagation du front FR4 dans les gaz frais, des essais ont été réalisés dans les mêmes conditions thermodynamiques E2 en utilisant une caméra ultra-rapide à une fréquence d'acquisition de 1 MHz (Figure 3-9). Comme le montre cette dernière figure, le front FR4 se propage initialement de manière sphérique sous la forme d'une onde réactive dans les gaz frais et d'une onde de choc dans les gaz brûlés (comme évoqué plus haut). La vitesse moyenne de propagation du front FR4 dans les gaz frais peut être estimée en constatant que cette dernière se propage sur environ 15 mm en 5  $\mu\text{s}$ , soit une vitesse d'environ  $3000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La propagation de ce front réactif sera analysée plus en détail dans la suite de ce chapitre.

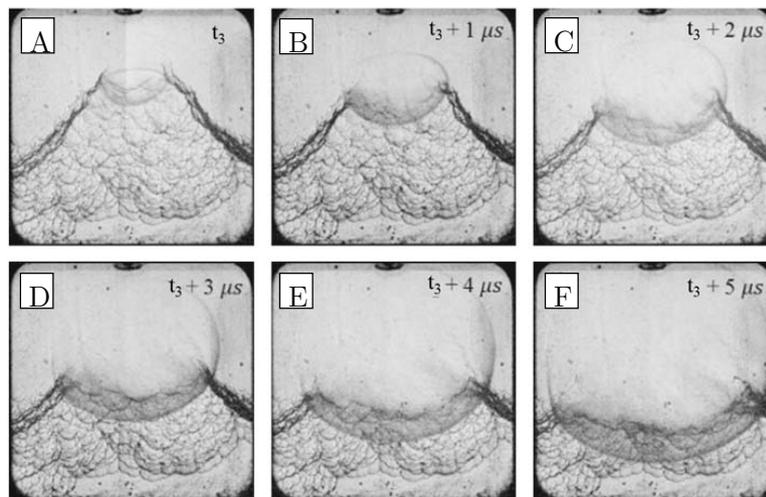


Figure 3-9 Visualisation par strioscopie de la propagation du front FR4 pour une configuration de chauffe Uniforme D et un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  avec  $P_0 = 3 \text{ bar}$  et  $T_0 = 456 \text{ K}$ .  $t_3$  représente l'instant d'apparition du front FR4 dans les gaz frais<sup>17</sup>.  
Fréquence d'acquisition caméra : 1 MHz

L'augmentation de la température initiale du système permet donc d'atteindre des conditions thermodynamiques favorisant l'apparition d'un quatrième front réactif.

Comme souhaité lors du pré dimensionnement de la chambre de combustion, il est donc possible d'observer la propagation de plusieurs fronts réactifs consécutifs correspondant à des régimes de combustion différents et de vitesses caractéristiques très différentes. Trois ordres de grandeur de vitesse différents sont observés pendant ces transitions de régime :

- La déflagration se propageant à « faible » vitesse : environ  $11 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
- Les FR2 et FR3 se propageant respectivement à environ 100 et  $200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
- L'explosion ponctuelle (ou FR4) et la propagation d'un front sphérique à une vitesse à un ordre de grandeur supérieure qui ne peut être quantifiée qu'avec une fréquence d'acquisition de l'ordre du MHz.

<sup>17</sup> Sur les visualisations strioscopiques on observe un « front » qui se propage derrière l'onde de choc. Il correspond à l'impact tridimensionnel de la détonation sur la flamme tulipe.

Ces transitions de régime de combustion sont à l'origine d'oscillations de pression. On note en effet une influence des fronts FR2 et FR3 sur les oscillations de pression (Figure 3-10-A) qui restent de moindre amplitude que celle du FR4 (Figure 3-10-B).

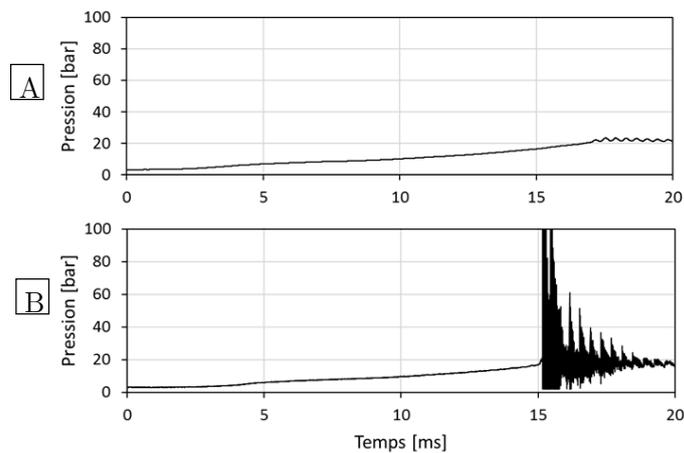


Figure 3-10 Évolution de la pression dans la chambre pendant un essai réalisé dans les conditions E1 (A) et E2 (B)

La suite de ce chapitre a pour but l'identification des régimes caractérisés par les fronts FR2 et FR3. Ce chapitre se conclura par l'étude du front FR4 qui se propage dans les gaz « frais » au cœur de la flamme tulipe.

## **3.2 Transition vers le régime d'auto-inflammation**

### **3.2.1 Le Front de flamme froide : front FR2**

Dans ce paragraphe nous allons vérifier l'hypothèse selon laquelle le front FR2 observé précédemment correspondrait à une flamme froide. Dans un premier temps, les méthodes de visualisation de ce front faiblement exothermique, et donc peu visible sur une strioscopie, seront décrites. Puis, une démonstration montrant que le front FR2 ne correspond pas à une oxydation complète d'un mélange sera réalisée, en s'appuyant sur des visualisations simultanées en chimiluminescence à large bande et en strioscopie.

#### *Observations expérimentales du front FR2 dans la chambre*

Lors de l'oxydation partielle d'un mélange réactif par une flamme froide, l'élévation de température des gaz est limitée et ne représente qu'environ 200 à 300 K (Figure 3-17), ce qui ne correspond qu'à 10-15 % de l'augmentation de température liée à une oxydation complète. Aussi, le gradient de température associé à un front de flamme froide ne représente donc que 10 à 15 % de celui d'une flamme chaude, et rend sa détection délicate par strioscopie. Cependant, dans le dispositif expérimental utilisé, le moyen à notre disposition pour visualiser une flamme froide est la strioscopie. Cette strioscopie doit être suffisamment sensible, pour détecter le faible gradient d'indice, et donc de température, qui serait induit par une flamme froide, et pouvoir ainsi détecter sa propagation, depuis le cœur de la flamme tulipe vers le bas de la chambre. Du fait des

difficultés de détection de ce front FR2, il sera nécessaire de post-traiter les visualisations strioscopiques. Deux méthodes ont été retenues pour mieux mettre en évidence ce front FR2:

1. Une méthode de soustraction d'image. On soustrait deux images successives de sorte à mettre en évidence les variations de gradient d'indice dans le milieu entre deux instants consécutifs (Figure 3-11-A). Cette méthode permet donc de mettre en évidence, de manière statique, une variation dynamique faible du gradient d'indice, caractéristique de la flamme froide. Elle a pour défaut d'épaissir visuellement le front.
2. Une méthode de flot optique (Figure 3-11-B), décrite plus en détail en Annexe J. Elle consiste à déformer la deuxième image pour se superposer parfaitement avec la première. On utilise la méthode de Horn-Schunck qui suppose que l'intensité lumineuse des objets ne varie pas dans le temps et que les déplacements observés sont très faibles. Cette méthode met en évidence les déplacements locaux entre deux images. Elle est donc exploitée pour retrouver un champ de vitesse.

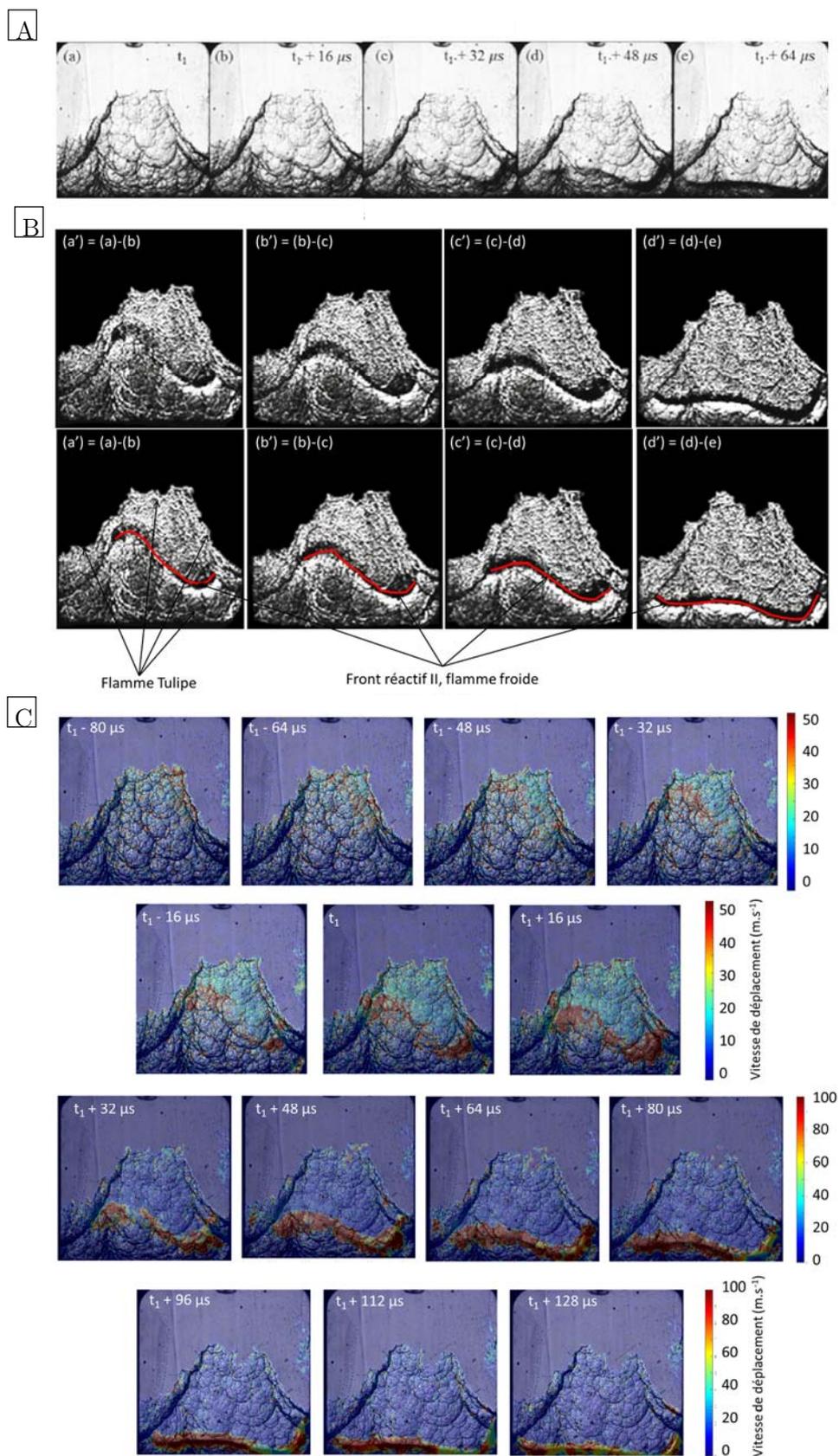


Figure 3-11 Visualisation du front de flamme froide par strioscopie (A), par une méthode de soustraction d'images (B) et par la méthode de flot optique suivant l'algorithme amélioré de Horn Schunck (C) pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $T_0 = 438\text{ K}$  et  $P_0 = 3\text{ bar}$ , [138]

Le moment d'apparition du front FR2 sur les images de strioscopie est noté  $t_1$ . Ce temps de référence, arbitraire, sert à synchroniser l'apparition des transitions de régime pour l'ensemble des essais.

La méthode de flot optique permet de détecter le front FR2 dès son apparition dans la chambre, soit 80  $\mu\text{s}$  avant qu'elle ne soit bien visible sur la strioscopie avec la méthode de soustraction d'image. En effet, sur la Figure 3-11-C, une zone de plus forte vitesse est observée au niveau de la partie supérieure droite de la flamme à  $t_1 - 80 \mu\text{s}$ . Celle-ci se propage ensuite vers le bas à une vitesse d'environ 50  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le front accélère<sup>18</sup> ensuite jusqu'à une vitesse d'environ 100  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les images entre  $t_1 + 32 \mu\text{s}$  et  $t_1 + 112 \mu\text{s}$ . Le front décélère enfin en s'approchant de la paroi. L'utilisation de la méthode de flot optique permet d'accéder à la vitesse de propagation des fronts de manière qualitative. Cependant, évaluer cette vitesse de manière quantitative nécessite d'optimiser le choix des paramètres de la méthode de flot optique, ce qui n'a pas pu être réalisé jusque-là.

Ainsi la méthode de soustraction d'images a permis de mettre clairement en évidence l'existence d'un front réactif, en s'appuyant sur une variation du gradient d'indice de réfraction. Sur la base de cette existence, la méthode de flot optique peut être appliquée et permet de localiser très tôt le front FR2 et de déterminer sa vitesse de propagation spatialement et temporellement.

La flamme froide ne rayonne pas ou très peu dans le visible [82], [139]. Par conséquent, en l'absence d'intensificateur, une observation directe par chimiluminescence large bande ne permet pas de visualiser ce front réactif, à la différence du front de MHR et de la déflagration. On réalise des visualisations simultanées de la combustion par strioscopie et par chimiluminescence à large spectre (Figure 3-12). Le montage optique utilisé est décrit au chapitre 2, on rappelle que l'axe de visualisation de la chimiluminescence est décalé d'un angle de 30° par rapport à l'axe de la strioscopie. C'est pour cette raison qu'une partie de la paroi latérale de la chambre est observée sur les images (B), (D), (F) et (H). Les images (A), (C), (E) et (G) présentent les visualisations réalisées par strioscopie. On peut y observer la flamme tulipe (A) ainsi que la propagation du front FR2 ((C) et (E)) – et le front FR3 (G) successivement dans la zone de visualisation. Les images (B), (D), (F) et (H) présentent les visualisations directes réalisées parallèlement à la visualisation par strioscopie. De la même manière que précédemment, on visualise la flamme tulipe (B), dont l'aspect cellulaire n'est pas discernable ici. On observe également le front FR3, plus lumineux que la déflagration (H). Le front FR2 n'est en revanche pas observé en visualisation directe, qu'il se propage dans le cœur de la flamme tulipe (D) ou en dehors (F).

---

<sup>18</sup> Cela permet de supposer que dans cette zone, le gradient thermique est plus faible.

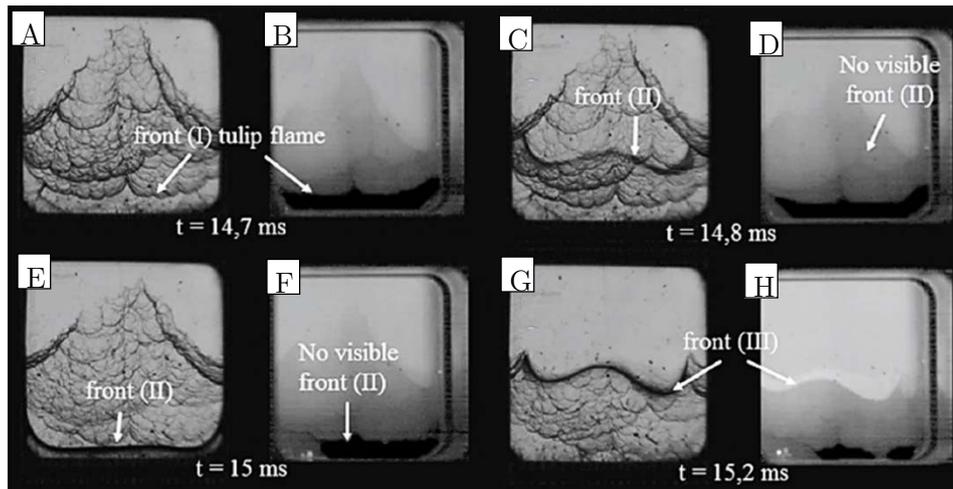


Figure 3-12 Visualisation simultanée en strioscopie (A, C, E, G) et en chimiluminescence à large spectre (B, D, F, H) de la propagation de trois fronts réactifs successifs FR1, FR2 et FR3 correspondant respectivement à la déflagration, la flamme froide et le front de MHR pour un mélange stœchiométrique de  $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  à  $P_0 = 3$  bar et  $T_0 = 421.6$  K (Uniforme A)

Le front FR2 correspond donc à un front réactif observable uniquement par strioscopie, ce qui confirme l'hypothèse de la flamme froide : la propagation de ce front fait varier les gradients d'indice, de densité et donc de température sans pour autant émettre suffisamment de lumière dans le visible.

À noter que l'apparente propagation plane (sous forme d'un front) de ce phénomène chimique est en réalité uniquement dû au gradient de température présent initialement dans la chambre de combustion et qui persiste au cours du temps, dans les gaz frais avant le passage de la flamme froide. Le phénomène apparaît systématiquement dans la strate de mélange la plus chaude située vers le haut de l'image, avant apparaître successivement dans les autres zones suivant la décroissance de la température. Cette observation est tout à fait consistante avec l'hypothèse de flamme froide, car son délai d'allumage présente un comportement PTC. Une analyse similaire a été récemment faite dans l'équipe de recherche sur des mesures en Machine à Compression Rapide [140]. Ce front réactif n'oxyde pas complètement<sup>19</sup> les gaz frais rencontrés mais diminue le gradient d'indice entre ces derniers et les gaz brûlés. Une combustion de type flamme froide est faiblement exothermique. Elle n'oxyde pas complètement les gaz frais rencontrés mais diminue le gradient d'indice gaz frais/gaz brûlés. Cela entraîne une augmentation de la luminosité de la strioscopie (diminution du contraste), également mise en évidence lors de la formation d'une flamme froide, lors de l'allumage de sprays Diesel [141].

<sup>19</sup> On peut parler plus précisément de décomposition exothermique du mélange frais.

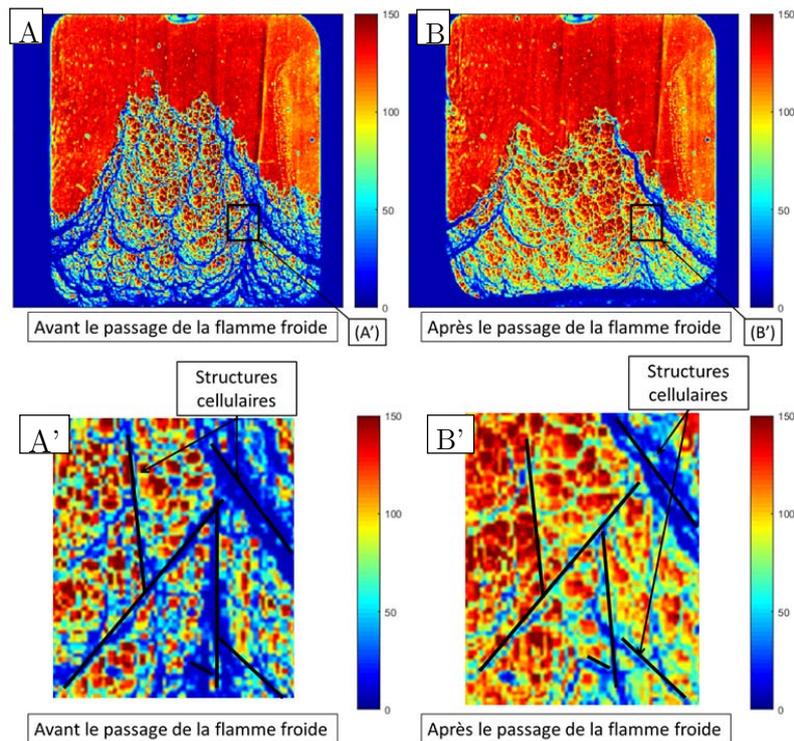


Figure 3-13 Visualisation du gradient d'indice optique au cours d'un essai avant l'apparition de la flamme froide (A) et après sa propagation dans les gaz frais (B). Observation de la structure cellulaire de la flamme à ces deux instants sur un domaine restreint des gaz frais (respectivement A' et B')

L'analyse des images de l'enregistrement strioscopique présenté Figure 3-13 montre que le front FR2 possède les propriétés d'une flamme froide. En effet, la première image (Figure 3-13-A) est prise avant l'apparition du front FR2 alors que la seconde (Figure 3-13-B) après sa propagation dans les gaz frais. Dans la suite du raisonnement, on associera le niveau de gris enregistré par la caméra à un gradient local d'indice optique. Pour permettre une meilleure visualisation, une table de couleur étendue (du bleu au rouge) sera utilisée et on considèrera directement les valeurs des niveaux de gris comme des « valeurs » relatives<sup>20</sup> de gradient d'indice optique. Initialement, on observe deux plages de valeurs de gradient d'indice optique pour les gaz frais (entre 0 et 50) et pour les gaz brûlés (entre 100 et 150). Après le passage du front FR2 (Figure 3-13-B), les valeurs de gradient d'indice optique dans la zone préalablement occupée par les gaz frais a augmenté (entre 70 et 120). La différence de plage de valeur avec celle correspondant à la zone des gaz brûlés montrent que ces gaz frais ne sont pas intégralement oxydés. On observe cependant une diminution du gradient d'indice entre les gaz « frais » et les gaz brûlés après le passage du front FR2.

La conservation de la structure cellulaire de la flamme au passage du front FR2 est également observée. Pour cela, le domaine de visualisation a été réduit autour d'une zone d'intérêt dans les gaz frais (Figure 3-13-A' et B' respectivement issue de A et B). La structure cellulaire principale

<sup>20</sup> Obtenir des valeurs quantitatives de gradient d'indice requiert la mise en place d'un montage de strioscopie quantitative [181] qui pourrait faire l'objet d'un développement ultérieur du montage expérimental.

(traits noirs sur A' et B') est toujours présente après le passage du front FR2. Le front FR2 n'oxyde pas intégralement les gaz frais mais les pré-oxyde et augmente leur température.

### **3.2.2 Front d'auto-inflammation haute température (Main Heat Release): front FR3**

La vitesse de propagation théorique d'un front d'auto-inflammation soumis à des hétérogénéités de température peut être calculée en se basant sur les travaux de modélisation asymptotique de Bradley et al [19], [90], [92], [94], [106]. Ces travaux ont été détaillés dans le Chapitre 1.

Dans la suite de ce chapitre, on se servira du formalisme de Bradley et al. [19] qui relie la vitesse de propagation du front de MHR (front réactif associé aux mécanismes réactionnels à haute température HTR) à l'inverse du gradient spatial de température multiplié par la dérivée du délai d'auto-inflammation vis-à-vis de la température (équation (1-25)).

$$U_{SP} = \frac{1}{\frac{\partial \tau}{\partial T} \cdot \text{grad}T} \quad (3-1)$$

Cette vitesse théorique sera calculée et comparée avec celle mesurée expérimentalement pour le front FR3.

Pour obtenir la vitesse théorique de propagation du front de MHR de l'auto-inflammation deux termes devront donc être calculés, le gradient de température dans les gaz frais au moment de l'apparition du front FR3, et la dérivée du délai d'auto-inflammation du mélange vis à vis de la température et cela pour des températures voisines de celles correspondant à l'apparition des différents fronts réactifs précédemment observés. On négligera ici la contribution de la conduction. Cette hypothèse est valide à l'ordre 1 lorsque le front est suffisamment rapide par rapport à la vitesse fondamentale de flamme [142].

#### Détermination du gradient thermique au moment de l'apparition du FR3

Dans les conditions de l'étude, la mesure précise et instantanée d'un gradient de température faible est très difficile. Pour déterminer les gradients thermiques, nous nous appuyons donc sur la mesure expérimentale du gradient initiale dans la chambre et un calcul basés sur les hypothèses suivantes :

- On suppose que le gradient de température initial est comprimé de manière 1D selon l'hypothèse de cœur adiabatique
- On néglige d'éventuels transferts de chaleur entre les éléments de fluide qui constituent la répartition initiale de température au cours de la compression
- La compression, induite par la flamme tulipe, est obtenue à partir du signal de pression (et des visualisations par strioscopie). On se base sur l'instant d'apparition du front FR2, où il n'y a pas encore eu de dégagement de chaleur, pour calculer le gradient

- On réalise ensuite le calcul de compression adiabatique pour chaque élément de fluide retenu. On suppose qu'il n'y a pas de transfert de chaleur entre les différents volumes de fluide, et que l'écoulement reste suffisamment subsonique pour que la pression soit homogène dans la chambre. La compression peut alors être calculée de manière indépendante pour chaque élément. On utilisera le réacteur IdealGasReactor de Cantera à cet effet.

Par conséquent, on relève dans un premier temps la pression dans la chambre de combustion au moment de l'apparition du front FR2. La visualisation par strioscopie permet de référencer le temps d'apparition du front FR2,  $t_I$ . On effectue une moyenne des valeurs de pression  $P_I$  relevées 1  $\mu$ s autour de ce temps  $t_I$ , pour obtenir la pression au moment de l'apparition du front FR2. On ne s'appuie ici que sur les visualisations par strioscopie du phénomène.

Puis, à l'aide de Cantera, une compression isentropique est réalisée depuis les conditions thermodynamiques E1 et E2 jusqu'à la pression  $P_I$ . On obtient alors le profil vertical de température dans la chambre de combustion pour les deux conditions thermodynamiques initiales E1 et E2 (Figure 3-14). Du fait de la propagation de la flamme tulipe dans la chambre de combustion, une partie des gaz frais a été brûlés. On utilise la position de la flamme tulipe sur les strioscopies au temps  $t_I$  pour éliminer la partie du profil de température correspondant aux gaz déjà brûlés par la flamme à cet instant.

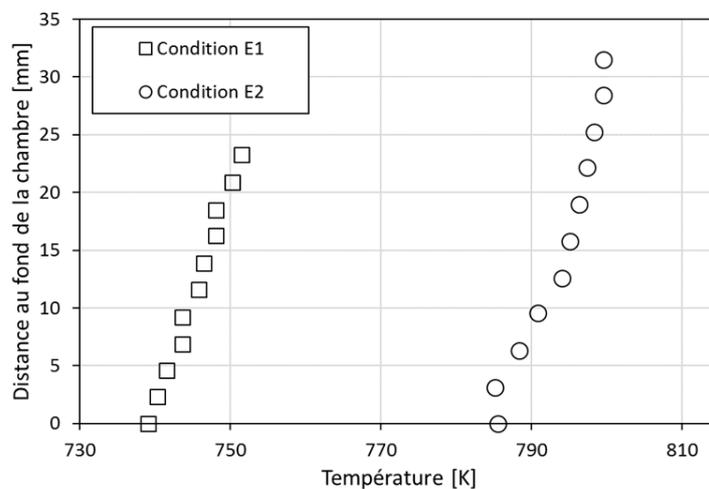


Figure 3-14 Évolution de la température dans la chambre de combustion suite à une compression isentropique des gaz frais passant de  $P_0 = 3$  bar à  $P_I$  pour les deux conditions thermodynamiques d'essais E1 et E2.

On peut ainsi calculer le gradient de température moyen dans les gaz frais autour de la zone d'apparition du front FR3. L'ensemble des résultats ayant trait à ce calcul pour les deux conditions thermodynamiques étudiées E1 et E2 sont regroupés dans la Table 3-1.

Conditions thermodynamiques	$t_1$ (ms)	$P_1$ (bar)	Position de la flamme tulipe depuis le fond de la chambre (mm)	grad T (K.mm <sup>-1</sup> )
E1	16.4	17.41	30	0.5
E2	14.575	15.235	40	0.25

Table 3-1 Résultats du calcul de gradient de température au moment d'apparition du FR2 pour les conditions thermodynamiques E1 et E2

### Evaluation de la corrélation du délai d'auto-inflammation en fonction de la température

L'obtention de la dérivée du délai d'auto-inflammation vis à vis de la température est nécessaire pour calculer la vitesse de propagation du front FR3 (équation (1-25)). Aussi, l'auto-inflammation est simulée à pression constante sur toute la gamme de température cible atteinte après la compression isentropique pour les conditions thermodynamiques E1 et E2. Dans notre cas, le délai d'auto-inflammation correspond à l'instant du deuxième point d'inflexion sur la courbe de température. Une approximation polynomiale d'ordre 5 permet ensuite d'avoir accès à une valeur spécifique dans cet intervalle (Figure 3-15). La dérivée du délai d'auto-inflammation par rapport à la température est ensuite calculée en considérant les valeurs extrêmes de la distribution de température obtenue pour chaque condition E1 et E2 (Figure 3-14).

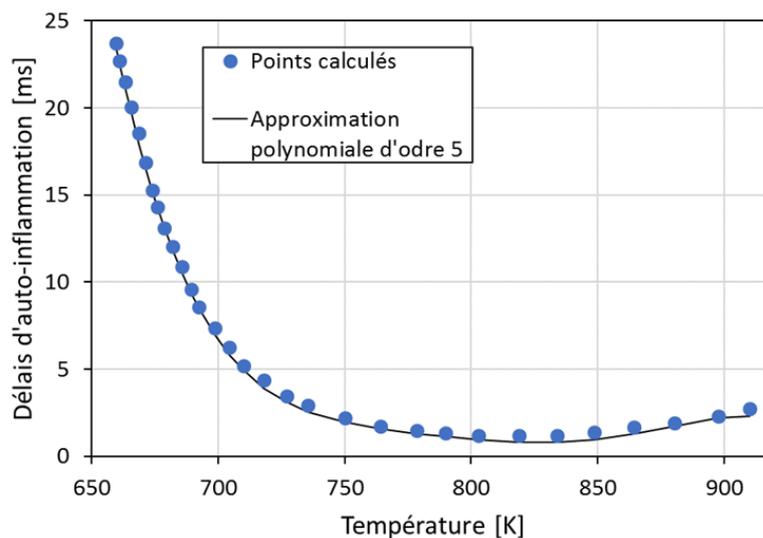


Figure 3-15 Evolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la température<sup>21</sup> pour les conditions thermodynamiques d'apparition du FR2

Pour chaque condition thermodynamique E1 et E2, le gradient de température et la dérivée du délai d'auto-inflammation à l'instant d'apparition du front FR2 sont calculées et répertoriées dans la Table 3-2. La vitesse de propagation du front FR3, calculée par la formulation de Bradley (relation (1-25)), est alors respectivement d'environ 100 m/s et 200 m/s pour les conditions E1 et E2. Les valeurs du gradient de température et de dérivée du délai d'auto-inflammation sont arrondies car les incertitudes sur la mesure du gradient thermique à l'instant d'apparition de la

<sup>21</sup> L'approximation polynomiale à l'ordre 5 semble moins précise à partir de 800 K. Ce n'est pas gênant puisque la température maximale considérée pour les calculs d'auto-inflammation est 800 K.

flamme froide et celles liées à l'approximation polynomiale pour la dérivée du délai d'auto-inflammation sont importantes. Il apparaît donc inapproprié de donner autre chose qu'une vitesse approximative de propagation du front FR3.

Conditions thermodynamiques	Gradient de température (K.mm <sup>-1</sup> )	Dérivée du délai vis-à-vis de T (ms.K <sup>-1</sup> )	Vitesse de propagation du front FR3 (m.s <sup>-1</sup> )
<b>E1</b>	0.5	0.02	100
<b>E2</b>	0.25	0.02	200

Table 3-2 Calcul de la vitesse de propagation du FR3 pour chaque condition thermodynamique initial E1 et E2

Ces résultats montrent qu'un front de MHR prenant naissance dans les conditions d'apparition des fronts FR2 et FR3 se propagent à une vitesse entre 100 et 200 m.s<sup>-1</sup> suivant les conditions initiales.

### Mesure expérimentale de la vitesse de propagation du front FR3

La vitesse de propagation du front FR3 a été mesurée pour les deux conditions thermodynamiques E1 et E2. La mesure de vitesse du front réactif dans ces conditions à partir des visualisations strioscopiques reste délicate, car le signal de fond correspondant à la flamme tulipe cellulaire est relativement intense par rapport à celui du front FR3 auquel il est superposé. Elle a donc nécessité la mise en place d'une méthode dédiée pour le traitement et l'analyse des enregistrements strioscopiques.

La difficulté de ce traitement d'image strioscopique réside dans la présence d'un grand nombre de gradient d'indice lié à la structure cellulaire de la flamme. Dans ces conditions la détection du front FR3 seul s'avère complexe. Pour des raisons d'ordre pratique, on se sert de l'uniformité du gradient d'indice optique dans les gaz brûlés pour détecter le front FR3 du côté des gaz brûlés. L'objectif de ce traitement est donc d'obtenir le contour des gaz brûlés dans la zone de visualisation. Dans ces conditions, la partie inférieure du contour représentera le front FR3. Le traitement utilisé est détaillé en Annexe 0.

La Figure 3-16 présente deux contours successifs (courbes orange et bleu) superposées à une visualisation strioscopique associé au contour orange. Pour des positions longitudinales entre 0 et 15 mm, le front FR3 visualisé par strioscopie se superpose parfaitement avec le contour tracé. Ce n'est plus le cas entre  $X = 20$  et 30 mm. Cette différence est liée au seuil de détection utilisé. Il est donc impératif de vérifier sur chaque essai quelle partie du signal est à considérer (dans le cas de la Figure 3-16,  $X = 5$  à 15 mm) pour obtenir la vitesse de propagation du front réactif.

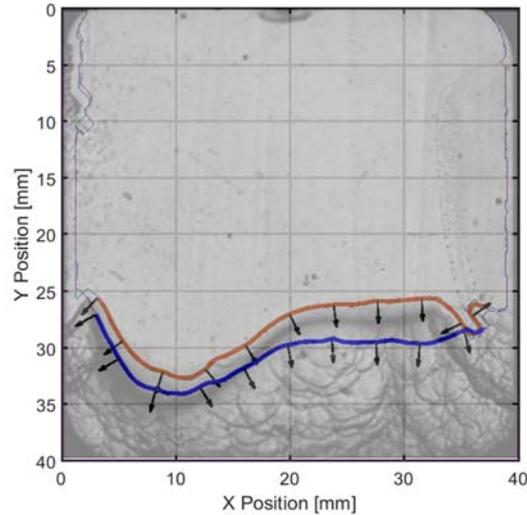


Figure 3-16 Tracé de deux contours successifs superposée à une visualisation par strioscopie mettant en évidence la propagation du front FR3 dans la condition E2

On ne s'intéresse qu'aux premiers instants de la propagation du front FR3 puisque la propagation rapide de ce front réactif va comprimer encore les gaz frais et modifier ainsi le gradient de température. Dans ce cas, la comparaison des vitesses de propagation expérimentale avec les calculs réalisés précédemment divergeraient naturellement.

Pour la condition E<sub>2</sub>, on mesure finalement aux premiers instants de son apparition que le front FR3 se propage dans les gaz frais à une vitesse d'environ 200 m.s<sup>-1</sup>. De la même manière, la vitesse du front FR3 relevée pour la condition E<sub>1</sub> est environ de 100 m.s<sup>-1</sup>. Cela corrobore les premières observations expérimentales ainsi que le calcul de vitesse de propagation d'une auto-inflammation dans ces conditions.

Comparaison entre les temps d'apparition des fronts FR2 et FR3 et les délais calculés d'apparition de la flamme froide et du MHR

Un calcul d'auto-inflammation à pression constante sans prise en compte de l'historique de compression est réalisé en se plaçant dans les conditions d'apparition du front FR2. Le délai entre l'apparition des fronts FR2 et FR3, identifiés expérimentalement, est ensuite comparé au délai entre l'apparition de la flamme froide et du MHR ainsi calculé.

Les conditions thermodynamiques au moment de l'apparition du front FR2 sont calculés pour les conditions d'essais E1. Pour cela la pression à l'instant d'apparition du front FR2 est relevée expérimentalement à t<sub>1</sub>. Le mélange frais est ensuite comprimé de manière isentropique à l'aide des équations de Laplace (équation 2-22), en supposant  $\gamma$  constant, depuis les conditions thermodynamiques initiales (chauffe Uniforme A, soit  $T_0 = 421.6$  K,  $P_0 = 3$  bar) jusqu'à la pression d'apparition du front FR2 (ici  $P_1 = 17.41$  bar). Dans ce calcul, la température de la zone comprimée est supposée initialement égale à  $T_0$ . On obtient ainsi la température dans les gaz frais au moment d'apparition du front FR2,  $T_1 = 740$  K.

Le calcul des grandeurs thermodynamiques ( $P$ ,  $T$ ,  $Y_k$ ) pendant le phénomène d'auto-inflammation à pression constante est ensuite réalisé dans ces conditions. Dans le cas d'une auto-inflammation en deux étapes, le délai entre l'apparition de la flamme froide et du MHR est équivalent à la différence entre les temps correspondant aux points d'inflexion successifs sur la courbe de température (Figure 3-17, courbe noire). Le délai ainsi obtenu est d'environ 0.45 ms.

Le délai entre l'apparition des fronts FR2 ( $t_1$ ) et FR3 ( $t_2$ ), soit  $t_2 - t_1$ , pour l'essai présenté dans la Figure 3-6 est de 0.364 ms avec une incertitude de  $\pm 0.032$  ms, liée à la fréquence d'acquisition de la caméra. On trouve un délai expérimental du même ordre de grandeur que le délai calculé. La prise en compte de l'historique de compression dans le précédent calcul aurait eu tendance à raccourcir le délai entre l'apparition des deux fronts successifs [57]. Ces calculs confirment donc, si nécessaire, que le front FR2 correspond bien à une flamme froide et le front FR3 au MHR du phénomène d'auto-inflammation.

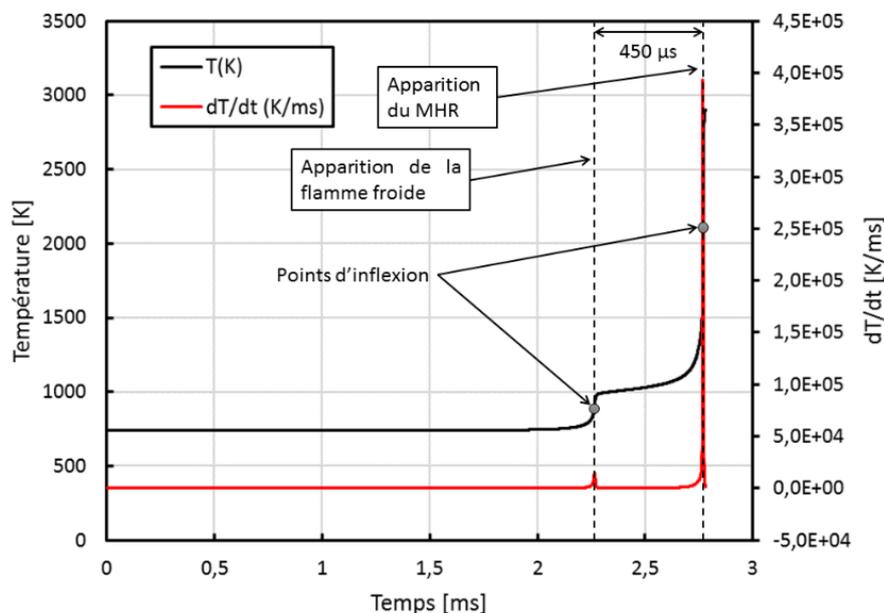


Figure 3-17 Évolution de la température et identification des étapes de l'auto-inflammation à l'aide d'un calcul 0D à pression constante pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $P_1 = 17.41$  bar et  $T_1 = 740$  K

### Conclusion partielle

La vitesse mesurée est en adéquation avec les calculs de vitesse de propagation d'une auto-inflammation dans les mêmes conditions expérimentales. De plus, le calcul 0D d'auto-inflammation basé sur l'historique de compression expérimental montre que les fortes oscillations de pression, caractéristiques de la propagation rapide du front FR3, coïncide avec l'augmentation de pression liée au MHR de l'auto-inflammation (Figure 3-18). On peut donc conclure que le front FR2 et le front FR3 sont caractéristiques d'une auto-inflammation à deux étapes, le front FR2 correspondant à l'étape de flamme froide et le front FR3 à celle de MHR.

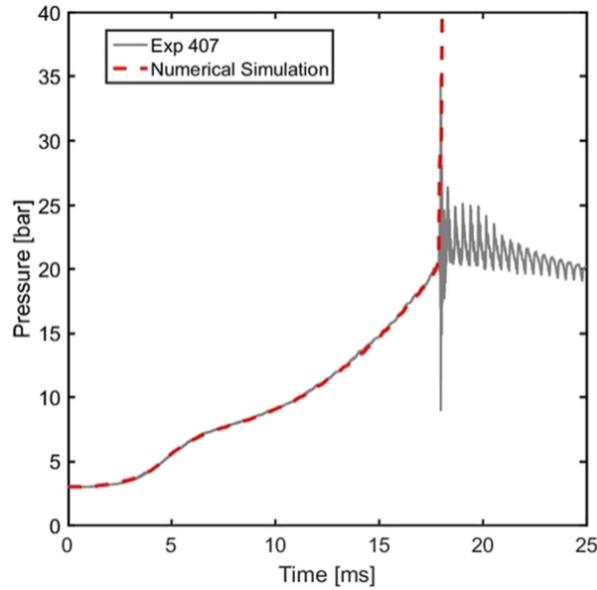


Figure 3-18 Evolution de la pression dans la chambre et superposition du signal avec un calcul d'auto-inflammation avec historique de compression pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $T_0 = 421.6\text{ K}$  (Uniforme A) et  $P_0 = 3\text{ bar}$  [138].

### 3.3 Régime de détonation : le front FR4

Dans cette partie, le front FR4 sera étudié plus spécifiquement. Dans un premier temps, la vitesse de propagation du front FR4 sera mesurée et comparée à la célérité  $D_{CJ}$  du régime de détonation autonome dit de Chapman Jouguet. Les longueurs et temps d'induction, associés à une détonation se propageant dans les conditions thermodynamiques d'apparition du front FR4, seront également calculées à l'aide du code de calcul Chemkin, associé au schéma cinétique MURI2. L'ensemble de ces données nous permettra de conclure quant à la nature du front FR4.

#### 3.3.1 Vitesse de propagation du front FR4

Un traitement d'image, spécifique au front FR4, doit être mis en place. Dans un premier temps, celui-ci sera décrit, et les incertitudes liées à la mesure de la vitesse du front seront calculées. Puis, la mesure de vitesse du front FR4 sera détaillée pour l'essai présenté sur la Figure 3-9. Enfin, ces résultats expérimentaux seront comparés à un calcul de la célérité de Chapman Jouguet.

#### Traitement numérique des visualisations strioscopiques du front IV et incertitudes de la méthode

Le front FR4 apparaît au cœur de la flamme tulipe, en contact avec le front de MHR. Le moment d'apparition de ce quatrième front réactif  $t_3$  est pris comme référence dans la suite du chapitre. Il est repéré à partir des visualisations par strioscopie. Dans cette zone, le gradient de densité dû à la propagation de la flamme tulipe sur les parois latérales s'ajoute à celui lié à la propagation du front de MHR dans la chambre. L'ajout d'un troisième phénomène générant une variation de densité augmente la complexité de l'interprétation du signal de strioscopie. Dans ces conditions,

le rapport signal sur « bruit » est très faible. Un traitement automatisé des visualisations n'a pas été réalisé.

Compte tenu des célérités mises en jeux pour ce régime, le nombre d'images par essai représentant la propagation du front FR4 est faible, il a donc été possible de les traiter manuellement en surlignant les contours pour accroître les contrastes et permettre un traitement numérique identique à celui utilisé pour le front FR3.

On calcule l'incertitude de cette méthode pour la mesure de vitesse du front réactif, en réalisant un développement en série de Taylor sur la vitesse  $U$  ; on obtient l'équation (3-2) :

$$\left(\frac{\delta U}{U}\right)^2 = \left(\frac{\delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\delta t}{t}\right)^2 \quad (3-2)$$

Avec  $U$  la vitesse de propagation, représentant la distance  $d$  parcourue par le front dans l'intervalle de temps  $t$ . On considère que l'incertitude liée au temps est négligeable puisqu'elle provient de l'horloge interne de la caméra.

L'incertitude sur la distance  $d$  parcourue par le front pendant un intervalle de temps  $t$  dépend de l'épaisseur du trait utilisé (en pixel). La résolution de l'image de 1 millimètre pour 1.61 pixel. Par conséquent entre deux images successives, l'incertitude est de l'ordre de 2 mm soit  $\delta d = 3.22$  pixels (2mm). La distance moyenne parcourue par le front réactif entre deux images est d'environ 8 mm (en moyenne  $d = 13$  pixels). A partir de l'équation (3-2), on obtient environ 25 % d'incertitude sur la vitesse. Cette incertitude est élevée mais reste acceptable compte tenu de la vitesse de propagation du front et de la difficulté d'un traitement automatisé. De plus, pour diminuer l'incertitude de mesure, on moyenne la mesure sur un délai plus grand (2  $\mu$ s), ce qui est possible avec la fréquence de la caméra utilisée (on divise par deux avec 12,5% seulement avec un délai restant à 2  $\mu$ s).

Cette méthode permet d'évaluer le contour du front FR4 au cours de sa propagation dans la chambre (Figure 3-19-A). On peut, à partir de l'intersection des vecteurs normaux du contour précédent avec le contour suivant, extraire une distance de propagation entre les deux images. Le front réactif conservant une forme relativement sphérique lors de sa propagation, on peut définir, selon la position angulaire, deux zones correspondant aux gaz frais et aux gaz brûlés. Ces deux zones sont définies par rapport à l'axe vertical passant par le barycentre du contour. La zone des gaz frais, représentée en vert sur la Figure 3-19-A, correspond à un angle de 50° de chaque côté de la partie inférieure de la verticale passant par le barycentre. La zone des gaz brûlés correspond quant à elle à un angle de 20° de chaque côté de la partie supérieure de la verticale (représentée en orange sur la Figure 3-19-A). La vitesse de propagation donnée par cette méthode est de l'ordre de 1800 m.s<sup>-1</sup> (Figure 3-19-B) dans les gaz frais et de 1200 m.s<sup>-1</sup> (Figure 3-19-C) dans les gaz brûlés.

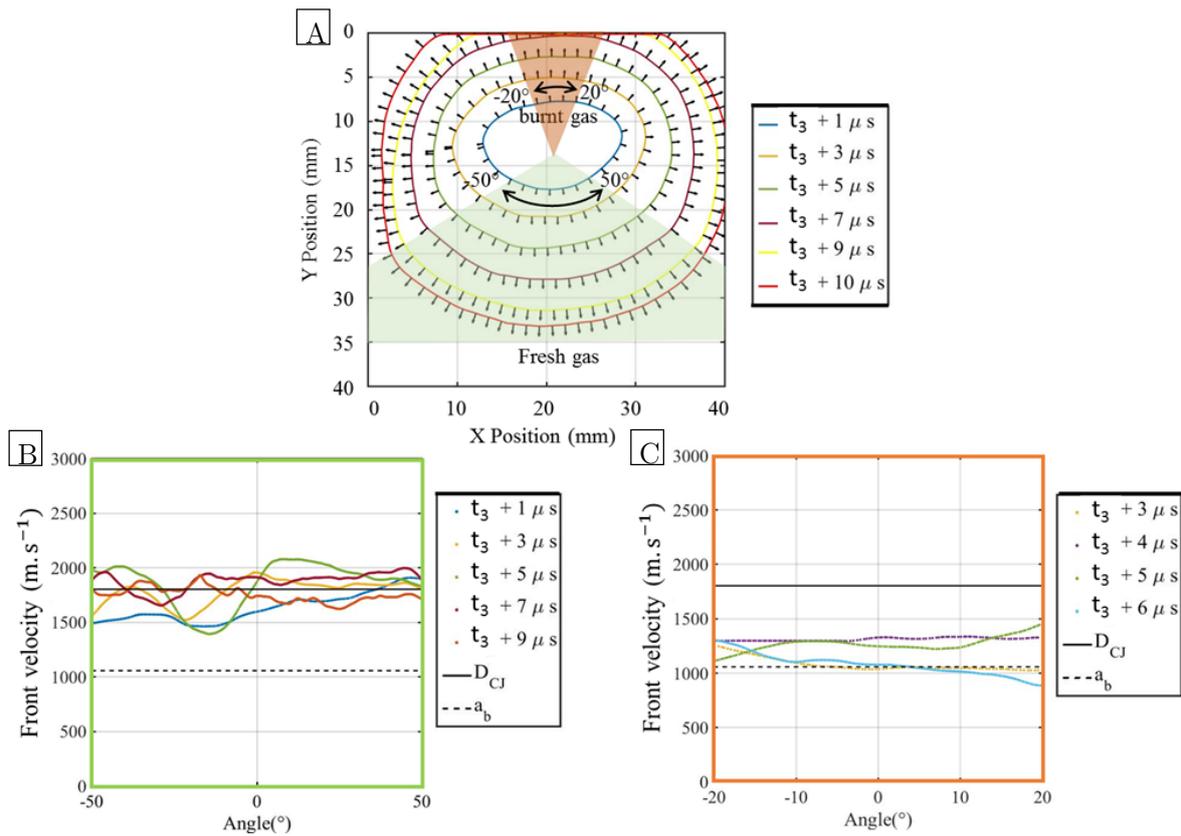


Figure 3-19 (A) Évolution du contour du front  $FR_4$  pendant sa propagation (B) Evolution de la vitesse de propagation dans les gaz frais (C) et dans les gaz brûlés

La méthode de flot optique (Figure 3-20) permet de confirmer les valeurs de vitesses obtenues précédemment. La vitesse du front mesurée avec cette méthode dans les gaz frais est systématiquement comprise entre 1800 et 2000 m.s<sup>-1</sup>. Celle dans les gaz brûlés est de l'ordre de 1200 m.s<sup>-1</sup>. L'utilisation de cette méthode reste limitée dans le cas présent à cause des hypothèses fortes d'invariance de la luminosité inhérente à cette technique.

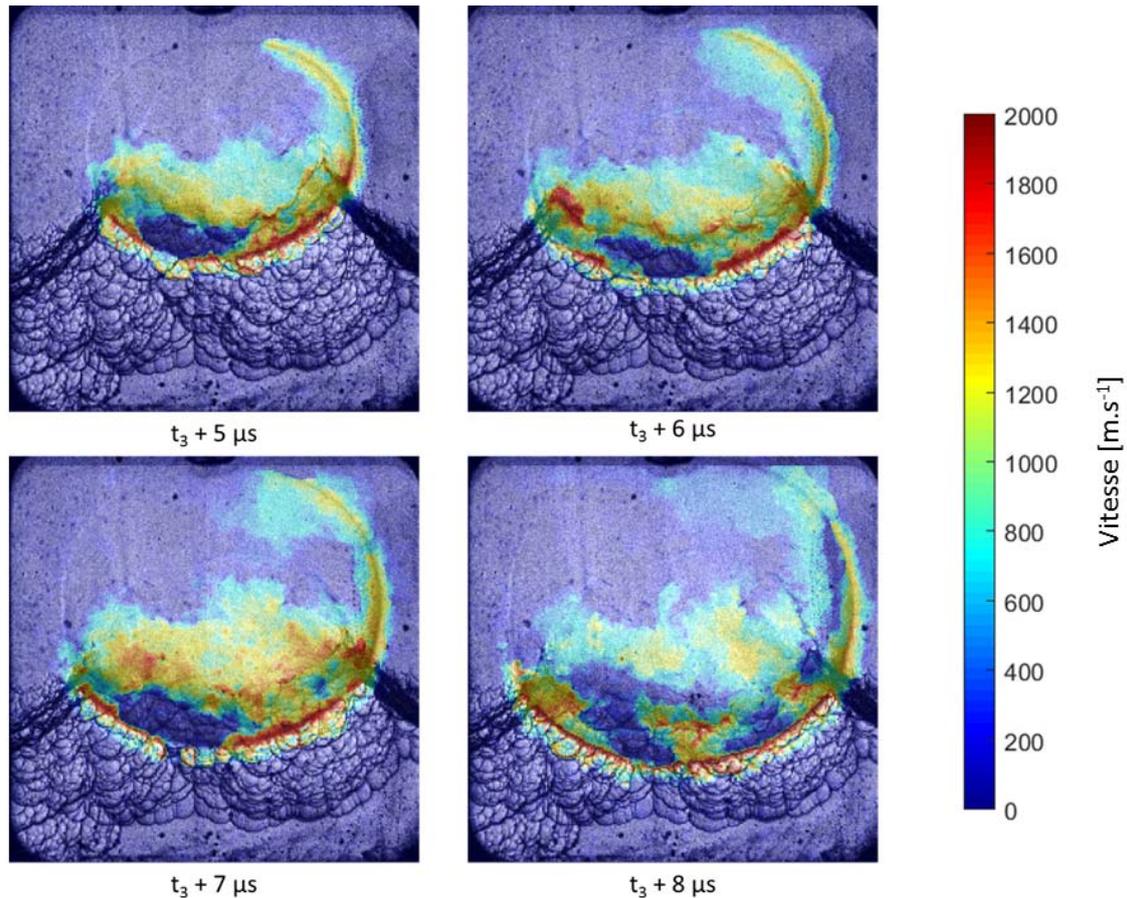


Figure 3-20 Traitement d'image par la méthode de flot optique pour la propagation du FR4

#### Calcul de la célérité de Chapman Jouguet $D_{CJ}$

Le calcul de la célérité de Chapman Jouguet est réalisé en utilisant les méthodes numériques de la toolbox matlab SDToolbox développée à Caltech [132]. Le détail de la méthode numérique utilisée est donné en Annexe J.

La célérité de Chapman Jouguet dans les gaz frais, calculée de la sorte, est de  $1781 \text{ m.s}^{-1}$  pour une détonation partant de  $P_{II} = 17.5 \text{ bar}$  et  $T_{II} = 750 \text{ K}$ . Dans ces conditions, la vitesse de propagation du front FR4 dans les gaz frais est comparable à la célérité de Chapman-Jouguet. De la même manière, le front se propage dans les gaz brûlés à une vitesse proche de la vitesse du son. Celle-ci est calculée à l'aide de Cantera en réalisant un équilibre UV (Combustion adiabatique à volume constant) et en utilisant l'hypothèse de gaz parfait (équation (3-3)) :

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (3-3)$$

Le Front FR4 se propage donc sous la forme d'un front réactif à la célérité de Chapman Jouguet dans les gaz frais et comme une onde de choc à la vitesse du son dans les gaz brûlés. Sous réserve que, dans les conditions d'apparition de ce front, une détonation ait le temps et l'espace pour se développer (paragraphe suivant), le front FR4 correspond donc bien à une détonation dans les gaz frais et à une onde de choc dans les gaz brûlés.

### 3.3.2 Conditions d'existence d'une détonation

Le calcul des longueurs et des temps d'induction d'une détonation se propageant à  $D_{CJ}$  dans les gaz frais est réalisé en utilisant la toolbox décrite précédemment.

On calcule dans un premier temps les conditions thermodynamiques derrière l'onde de choc se propageant à  $D_{CJ}$  dans les gaz frais. Puis par résolution d'équations différentielles ordinaires, on retrouve les temps et longueurs d'induction issus de la théorie ZND et des schémas cinétiques utilisés.

Le calcul de ces grandeurs est notamment réalisé par Browne et al [143] pour valider des schémas cinétiques réduits. Il s'agit de grandeurs extrêmement sensibles aux conditions thermodynamiques, l'influence de la température sur le temps d'induction est par exemple communément décrite par l'équation (3-4).

$$\ln(\tau) = \frac{E_a}{RT} + cst \quad (3-4)$$

Avec  $\tau$  le temps d'induction et  $E_a$  l'énergie d'activation du mélange.

La longueur et le temps d'induction étant liés par la vitesse de propagation de la détonation, une forte instabilité de l'une entraîne la même instabilité pour l'autre.

Nous avons réalisé le calcul des longueurs et temps d'induction avec trois schémas cinétiques différents (MURI 2 [138], Basevich [133] et le schéma de Livermore [52]) pour les conditions thermodynamiques d'apparition du front FR4 (i.e.  $P_i = 17.5$  bar,  $T_i = 750$  K).

La valeur de longueur d'induction trouvée dans chaque cas est de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$ . Cette valeur numérique est à nuancer. En effet, les schémas utilisés pour ce calcul n'ont pas été validés pour ces conditions de pression et pour ces mélanges. Seul le MURI 2 a été validé jusqu'à 20 bars et pour la propagation d'une détonation avec du n-décane, le schéma de Basevich est validé pour l'auto-inflammation quelle que soit la température, ainsi qu'à haute pression, tout comme le schéma de Livermore. Par conséquent, seule une exploitation de la tendance des résultats est valide. Ces résultats sont consistants avec la physique de la détonation, dans le sens où une augmentation de la pression initiale tend à réduire la taille de cellule et par conséquent la longueur d'induction. Comme cela a été mis en évidence dans le chapitre 1, la longueur d'induction donne une idée de la taille des cellules obtenues dans le cas d'un couplage entre l'onde de choc et la zone réactive. Dans la configuration de température et de pression étudiée, la taille des cellules serait trop faible dans le cas d'une transition vers la détonation pour être mise en évidence expérimentalement au moyen de plaques enfumées.

Cela implique que si une détonation venait à s'initier dans la chambre de combustion, il y aurait un volume de gaz frais disponible suffisant pour qu'elle puisse se développer et se propager. En effet, d'après l'analyse bibliographique réalisée au chapitre 1, la taille de cellule, caractéristique de la détonabilité du mélange, est directement liée à la longueur d'induction de la détonation. La taille de cellule sera donc très faible dans l'étude et une fois que la transition vers la détonation

sera initiée, le mécanisme sera instantané. Le front FR4 correspond donc à une détonation dans les gaz frais et à une onde de choc dans les gaz brûlés.

### **3.3.3 Analyse de la propagation d'ondes de chocs post-détonation**

Pour poursuivre l'analyse phénoménologique liée à la propagation du front FR4 dans la chambre de combustion, on couple les visualisations strioscopiques du phénomène avec le signal de pression associé (Figure 3-21) autour de l'instant d'apparition de ce phénomène.

L'impact du front de détonation sur le capteur de pression (positionné en configuration basse) provoque un pic de pression<sup>22</sup> à  $t - t_3 = 8 \mu\text{s}$ . Ce pic est suivi d'une détente, perturbée par la propagation d'ondes transverses se propageant à la vitesse du son dans les gaz brûlés (environ  $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et passant devant le capteur à intervalle régulier. Ces ondes transverses sont observables à  $t - t_3 = 16 \mu\text{s}$  partant des parois latérales de la chambre. Elles ont une propagation symétrique et passent donc sur le capteur de pression de manière simultanée. La fréquence d'impact de ces ondes transverses sur le capteur de pression est d'environ 25 kHz, soit un impact toutes les 40  $\mu\text{s}$ . Cela correspond aux oscillations relevées sur le signal, préalablement filtré à la fréquence de résonance du capteur de pression (Figure 3-21-B, tracé noir). Les oscillations de pression de plus fortes amplitudes correspondent quant à elles à la propagation d'une onde de choc sur toute la longueur de la chambre (soit  $2 \times 172 \text{ mm}$ ) à la vitesse du son dans les gaz brûlés. La propagation de cette onde est observée sur des visualisations successives en strioscopie (Figure 3-21-A) et correspond bien avec les oscillations de pression relevées sur signal de pression (Figure 3-21-B, points circulaires).

---

<sup>22</sup> La valeur de ce pic de pression de 200 bar n'est pas exacte. En effet, pour limiter les incertitudes de mesure liées à la FSO du capteur de pression on fait le compromis de travailler sur un calibre 0-10 volts en considérant 20 bar/V sur l'amplificateur de charge. Un calcul utilisant la toolbox présentée précédemment donne un état thermodynamique post-choc d'environ 350 bar.

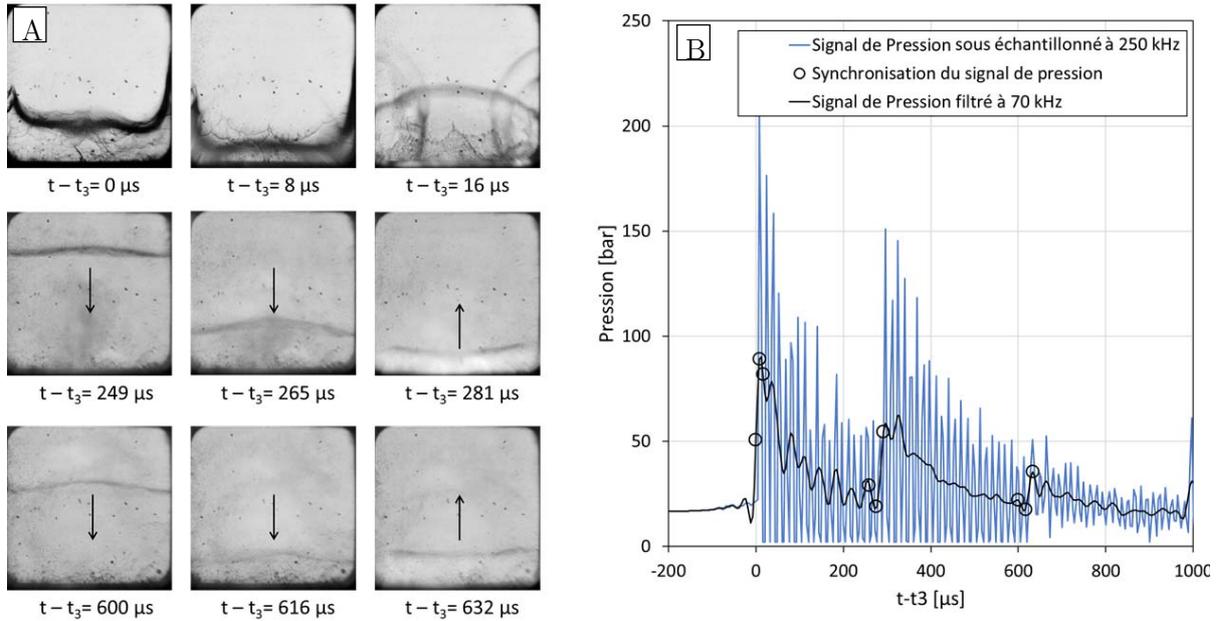


Figure 3-21 (A) Visualisations en strioscopie de la phase de propagation de la détonation dans les gaz frais et des ondes de choc dans les gaz brûlés synchronisées avec (B) le signal de pression. Les pressions et instants correspondants aux images de strioscopies sont matérialisés par un cercle.

En conclusion, le front FR4 correspond à une détonation se propageant dans les gaz frais et à une onde de choc se propageant dans les gaz brûlés. Il a également été observé que la propagation de ce quatrième front réactif entraînait de fortes oscillations de pression dans la chambre de combustion sous forme d'ondes de chocs. D'un point de vue système propulsif, l'apparition de ces modes de combustion dans une chambre de combustion cyclique à volume constant engendrerait des contraintes thermomécaniques impulsionnelles fortes pouvant détériorer le système.

### 3.4 Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, on a montré qu'il était possible d'observer deux à trois régimes de combustion successifs dans la chambre de combustion. L'auto-inflammation du mélange est favorisée par la compression des gaz frais lors de la propagation de la déflagration dans la chambre. Conformément aux calculs présentés au Chapitre 2, le dégagement de chaleur se fait en deux étapes. Tout d'abord une flamme froide pré-oxyde les gaz frais, puis, le dégagement de chaleur principal (*Main Heat Release*, MHR) intervient et oxyde les gaz pré-oxydés. Dans les conditions d'apparition d'une détonation, on a également montré qu'il était impossible de vérifier expérimentalement le couplage choc-front réactif, inhérent à la détonation. La longueur d'induction, longueur caractéristique du couplage et des cellules de détonation, est trop faible pour être observée que ce soit par striescopie ou au moyen de plaques enfumées.

L'auto-inflammation dans les gaz frais est systématiquement obtenue alors que la détonation n'est observée que dans le cas de température initiale élevée. On distingue ainsi deux chemins de transitions de régime de combustion différents, la transition Déflagration-Auto-inflammation (DAIT), et la transition Déflagration-Auto-inflammation-Détonation (DAIDT). Le chapitre suivant traitera donc la sensibilité aux conditions thermodynamiques des différents chemins de transition de régime décrits dans ce chapitre.

## Chapitre 4

# Influence des conditions thermodynamiques sur les mécanismes de transition : Analyse prédiction

### Sommaire

---

4	Influence des conditions thermodynamiques sur les mécanismes de transition : Analyse et prédiction .....	147
4.1	Influence des conditions thermodynamiques initiales sur les transitions de régimes. 147	
4.1.1	Conditions thermodynamiques des gaz au moment de l'apparition des différents fronts réactifs .....	147
4.1.2	Influence de la température sur les conditions d'apparition des transitions de combustion.....	149
4.1.3	Influence d'une variation de richesse sur les conditions d'apparition des transitions .....	152
4.1.4	Influence de la pression sur les conditions d'apparition des transitions.....	157
4.1.5	Conclusions partielles .....	159
4.2	Facteurs et mécanismes de transition vers la détonation.....	160
4.2.1	Etude des facteurs de transition vers la détonation du fait de l'état thermodynamique $F_1$ .....	160
4.2.2	Etude du mécanisme de transition vers la détonation pour les essais passant par le point thermodynamique $F_1$ .....	162
4.2.3	Prédiction de l'apparition d'une détonation dans les gaz frais. ....	168
4.2.4	Facteurs de transition vers la détonation pour d'autres conditions d'essais.....	176
4.2.5	Conclusions partielles .....	180
4.3	Prédiction de la transition vers la détonation sur l'ensemble des essais .....	182
4.3.1	Analyse via le diagramme de Bradley .....	182
4.3.2	Critère de prédiction de la DAIDT .....	187
4.3.3	Conclusions partielles .....	192
4.4	Bilan du chapitre.....	193



## 4 Influence des conditions thermodynamiques sur les mécanismes de transition : Analyse et prédiction

Dans ce chapitre, l'influence des conditions initiales sur les conditions thermodynamiques d'apparition des différents fronts réactifs est caractérisée par une étude paramétrique sur la sensibilité à la température initiale,  $T_0$ , à la richesse,  $\phi$ , et à la pression initiale,  $P_0$  (Section 1). Les facteurs et les mécanismes permettant de transiter vers la détonation seront ensuite analysés autour d'un état thermodynamique particulier  $F_1$  (Section 2). L'accent sera mis sur la vitesse de propagation du front de MHR ainsi que sur la variation du dégagement de chaleur dans le cas d'une transition vers la détonation (DAIDT) ou vers l'auto-inflammation seulement (DAIT). Sur la base de la littérature, un critère de prédiction de la transition vers la détonation sera ensuite élaboré pour l'état  $F_1$ . Ce critère sera ensuite comparé et associé à l'approche de Bradley [91](Section 3).

### 4.1 Influence des conditions thermodynamiques initiales sur les transitions de régimes

Dans cette partie, l'évolution de l'état thermodynamique des gaz frais pendant les transitions de régime de combustion est investiguée. Plus précisément, les conditions thermodynamiques de pression, de composition et de température sont calculées, dans ces derniers, à l'instant d'apparition des différents fronts réactifs (la flamme froide, le MHR et la détonation). La sensibilité de ces conditions à une variation des conditions initiales est donc étudiée au moyen de trois variations paramétriques indépendantes. Dans un premier temps, le phénomène d'auto-inflammation est appréhendé d'un point de vue chimique via une variation de la température initiale du mélange ( $T_0 = 421.6$  à  $456$  K). L'influence de l'historique de compression sur les mécanismes de transition sera ensuite mise en évidence au moyen d'une variation de la richesse du mélange ( $\phi = 0.7$  à  $1$ ). Enfin l'influence de la pression initiale ( $P_0 = 1.5$  à  $3$  bar) sur le mécanisme de transition vers l'auto-inflammation et vers la détonation est détaillée.

#### 4.1.1 Conditions thermodynamiques des gaz au moment de l'apparition des différents fronts réactifs

Pour mieux appréhender les facteurs principaux jouant sur les transitions de régime de combustion, on s'intéresse aux conditions thermodynamiques dans les gaz frais juste avant l'apparition des transitions. Une méthode de calcul a été développée pour déterminer la composition du mélange, la température, et la pression aux instants d'apparition de la flamme froide, du MHR, et de la détonation. Elle s'appuie sur le couplage entre les visualisations des différents fronts par striescopie, pour définir les temps d'apparition des différents fronts, (respectivement  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$ ), et le signal de pression associé, pour obtenir la pression dans la chambre à ces différents instants (respectivement  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$ ). Cette méthode est détaillée en Annexe L. La température d'apparition de la flamme froide,  $T_1$ , est obtenue par compression isentropique du mélange frais, depuis les conditions initiales, jusqu'à la pression d'apparition du

front. L'évolution de la température et de la composition du mélange au passage de la flamme froide sont ensuite évaluées à l'aide d'un calcul d'auto-inflammation à pression constante. Le calcul est arrêté à la fin de la production de formaldéhyde dans le mélange, espèce caractéristique de la présence d'une flamme froide (Etape 1). Le mélange obtenu est ensuite comprimé de nouveau de manière isentropique jusqu'aux pressions d'apparition du MHR de l'auto-inflammation et/ou de la détonation, permettant d'obtenir donc respectivement les températures  $T_2$  (Etape 2) et  $T_3$ . Deux cas de transition, une DAIT et une DAIDT, sont présentés sur la Figure 4-1. Les représentations symboliques utilisées sur la figure seront conservées dans tout le chapitre. Les croix correspondent à l'état initial (x), les cercles aux conditions thermodynamiques d'apparition de la flamme froide (o), les losanges à celles du MHR ( $\diamond$ ) et les carrés à celles de la détonation ( $\square$ ). Les symboles creux représentent les essais transitant vers la détonation et les symboles pleins ceux ne transitant que vers l'auto-inflammation.

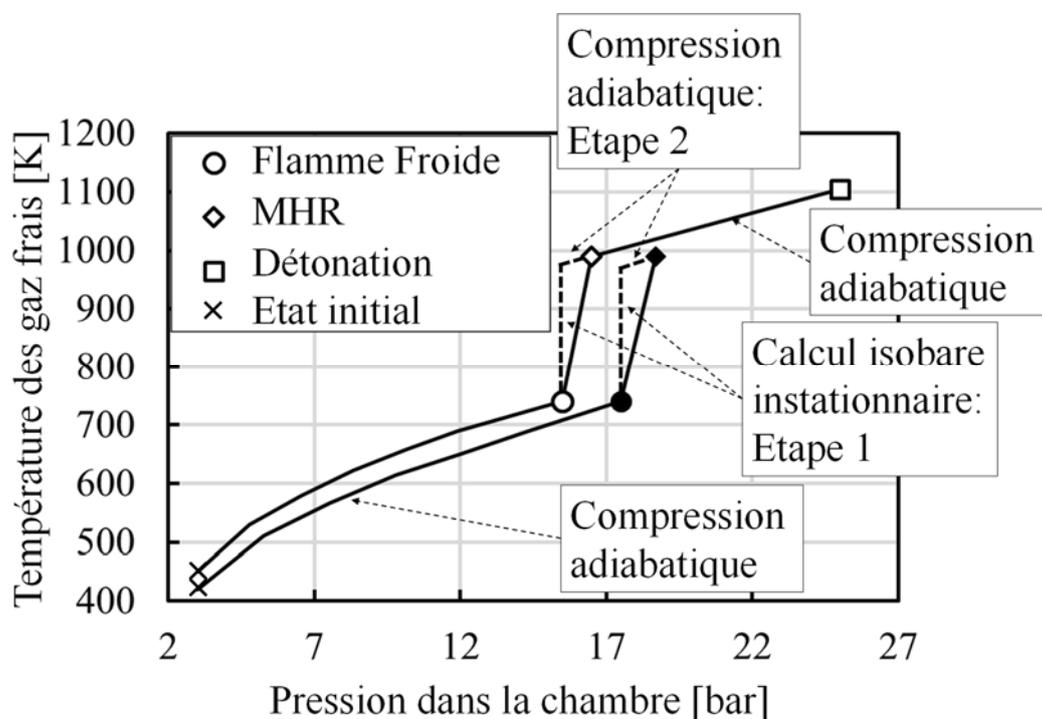


Figure 4-1 Exemple d'évolution de la pression et de la température dans les gaz frais pendant les transitions de régime de combustion pour un cas de DAIDT (symboles vides) à  $P_0 = 3$  bar, dans la configuration de chauffe Uniforme B ( $T_0 = 433.3$  K) et  $\Phi = 1$  et pour un cas de DAIT (symboles pleins) à  $P_0 = 3$  bar, dans la configuration de chauffe Uniforme D ( $T_0 = 456$  K) et  $\Phi = 1$  [144]

La Figure 4-1 présente donc deux évolutions thermodynamiques pour une même pression initiale (3 bars) et deux configurations de chauffe Uniforme, respectivement B et D, soit  $T_0 = 433.3$  K et 456 K. On retrouve qu'une température initiale élevée favorise l'apparition d'une détonation (Chapitre 3).

### 4.1.2 Influence de la température sur les conditions d'apparition des transitions de combustion

L'influence de la température initiale sur les transitions de régime de combustion est étudiée ici : la température initiale est modifiée par pas d'environ 12 K sur la plage de température 421.6 – 456 K (Figure 4-2). Sur cette plage de température assez étroite (30 K), la valeur initiale la plus faible (421.6 K) entraîne systématiquement une transition vers l'auto-inflammation (DAIT). A contrario, pour la température la plus élevée (456 K), la transition vers la détonation (DAIDT) est observée dans chaque cas. Les points bleus (respectivement verts, rouges et noirs) correspondent à une température initiale moyenne de 421.6 K (respectivement 433.3 K, 445 K et 456 K). La pression initiale comme la richesse du mélange  $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  sont ici respectivement maintenues à  $P_0 = 3$  bar et  $\Phi = 1$ .

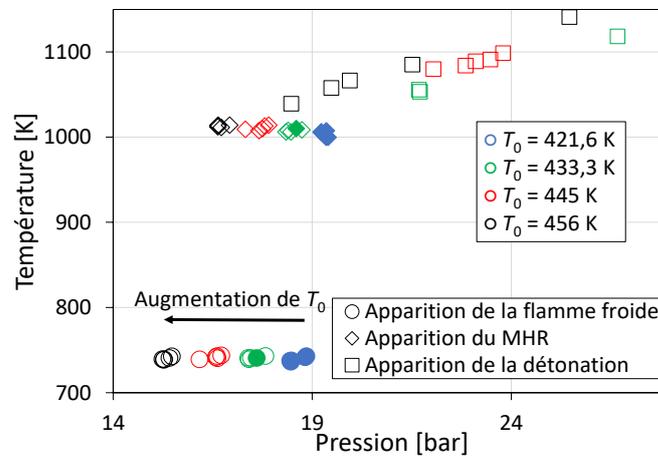


Figure 4-2 Conditions thermodynamiques d'apparition des différents fronts réactifs dans la chambre de combustion pour différentes températures initiales moyennes  $T_0$  (bleu : 421.6 K, vert : 433.3 K, rouge : 445 K et noir : 456 K) pour un mélange stœchiométrique de  $n-C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  à  $P_0 = 3$  bar

La température d'apparition de la flamme froide (Figure 4-2, cercles), et du MHR (Figure 4-2, losanges), ne semblent pas dépendre de la température initiale. En effet, la flamme froide apparaît systématiquement lorsque les gaz frais atteignent la température  $T_1 = 740$  K. Pour l'apparition du MHR, c'est une valeur de température proche de  $T_2 = 1000$  K qui pilote cette transition. La température de 740 K semble donc être la valeur de température au-dessus de laquelle le mélange s'auto-enflamme pour ces conditions compte tenu de l'historique de compression.

Pour ces essais de même pression initiale, l'augmentation de pression nécessaire pour atteindre cette température  $T_1$  diminue lorsque la température initiale augmente. Aussi, l'apparition de la flamme froide et du MHR est observée à une pression d'autant plus faible que la température initiale est élevée (Figure 4-2), et le volume de gaz frais restant dans la chambre est donc d'autant plus important [39]. Ce volume, pondéré par la masse volumique des gaz frais, est un indicateur de l'énergie chimique restant dans la chambre au moment de l'apparition des transitions de régime.

Une analyse plus fine de la Figure 4-2 met en évidence une légère augmentation de la température d'apparition de la flamme froide avec l'augmentation de la température initiale, environ 8 K sur la plage de température considérée. Celle-ci entraîne, par ailleurs, l'augmentation de la vitesse fondamentale de flamme, directement liée à la vitesse de propagation de la déflagration dans la chambre.

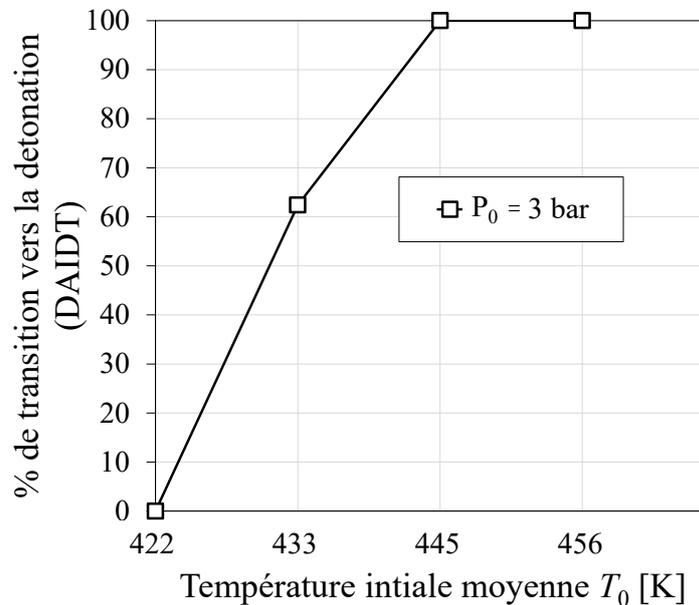


Figure 4-3 Analyse statistique de la transition vers la détonation (DAIDT) en fonction de la température initiale moyenne  $T_0$  pour une pression initiale  $P_0$  de 3 bars

La Figure 4-3 présente les taux de transition de type DAIT et DAIDT pour les différentes températures initiales considérées. Pour les plus faibles températures,  $T_0 = 421.6$  K, seules des transitions vers l'auto-inflammation sont observées (DAIT). Pour  $T_0 = 433.3$  K, on observe un comportement stochastique avec deux chemins de transition de régime, finissant soit par l'auto-inflammation (DAIT), soit par la détonation (DAIDT). Et enfin à partir de  $T_0 = 445$  K, l'intégralité des essais réalisés, pour une pression initiale de 3 bars, transitent vers la détonation (DAIDT). La stochasticité observée à  $T_0 = 433.3$  K en terme de transition observées, DAIT ou DAIDT, est liée à la forte sensibilité à la température des phénomènes physiques étudiés. Il faut rappeler qu'une variation de seulement 20 K sur la température initiale moyenne  $T_0$  permet de passer d'une transition du type DAIT à 100 % ( $T_0 = 421.6$  K) à une transition du type DAIDT à 100 % ( $T_0 = 445$  K). La condition  $T_0 = 433.3$  K semble donc être une température initiale critique, nécessaire à la transition vers la détonation, si bien qu'une faible variation sur un des paramètres de l'essai (pression, homogénéité, température, richesse, énergie déposée etc...) peut entraîner une transition vers la détonation.

#### Effets de l'historique de compression sur les conditions d'apparition de l'auto-inflammation

Lorsque le temps de compression est raccourci, les réactions d'auto-inflammation ont moins de temps pour se développer. Pour s'auto-enflammer dans ce cas, le mélange a besoin de monter à une température plus élevée (on augmente le rapport de compression), et ainsi réduire de manière

importante la durée des mécanismes chimiques d'auto-inflammation (délai d'auto-inflammation raccourci). Ainsi, compte tenu du comportement PTC de la flamme froide et des températures relativement faibles considérées dans cette étude, une diminution du temps de compression provoque une augmentation du taux de compression au moment de l'apparition de la flamme froide (donc une augmentation de  $P_1$ ) et de facto, une augmentation de la température d'apparition de la flamme froide  $T_1$ .

Pour illustrer le propos, deux calculs d'auto-inflammation sont réalisés en considérant des historiques de compression différents (Figure 4-4). Pour ces calculs, on suppose que les gaz frais sont homogènes en température. La Figure 4-4-A présente l'évolution de la pression et de la température dans les gaz frais pour une combustion très rapide (environ 1.5 à 2 ms). Dans ce cas, la pression d'apparition de la flamme froide  $P_1$  est de 16.5 bar et la température dans les gaz frais à cet instant,  $T_1$ , est d'environ 770 K. Si la compression est beaucoup plus longue (environ 300 ms, Figure 4-4-B), alors l'auto-inflammation apparaît avant la fin de la combustion (à environ 100 ms) et la température du mélange  $T_1$  au moment de l'apparition de la flamme froide est moins importante (environ  $T_1 = 680$  K).

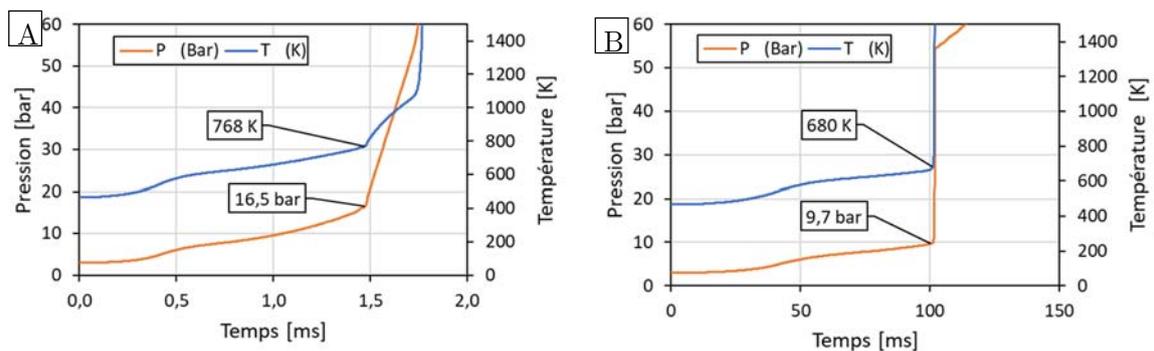


Figure 4-4 Évolution de la pression et de la température dans les gaz frais issus de calculs d'auto-inflammation avec historique de compression avec différents temps de combustion (A : 3 ms et B : 300 ms) pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à une pression initiale  $P_0 = 3$  bar et pour une température initiale moyenne  $T_0 = 456$  K

La différence de température d'apparition de la flamme froide ( $T_1$ ) entre les deux durées de compression étudiées (courte : 3 ms, Figure 4-4-A, et longue : 300 ms, Figure 4-4-B) est d'environ 90 K. On émet donc l'hypothèse que l'augmentation de la durée de compression dans des conditions similaires diminue la température d'apparition de la flamme froide, à une vitesse d'environ  $0.9 \text{ K}\cdot\text{ms}^{-1}$ .

Cette assertion est difficilement vérifiable sur l'évaluation de la température d'apparition de la flamme froide ( $t_1$ ) (Figure 4-5-B), cependant une légère tendance à la diminution de  $T_1$  avec l'augmentation du temps de compression peut tout de même se dégager (environ  $1 \text{ K}\cdot\text{ms}^{-1}$ ). Cette tendance est bien mieux observée pour l'apparition du front de MHR. En effet, une augmentation d'une dizaine de kelvin est notée entre la température d'apparition du front de MHR pour une température initiale faible ( $T_0 = 421.6$  K) et celle pour une température initiale plus importante ( $T_0 = 456$  K) (Figure 4-5-C), soit un facteur de décroissance d'environ  $2 \text{ K}\cdot\text{ms}^{-1}$ .

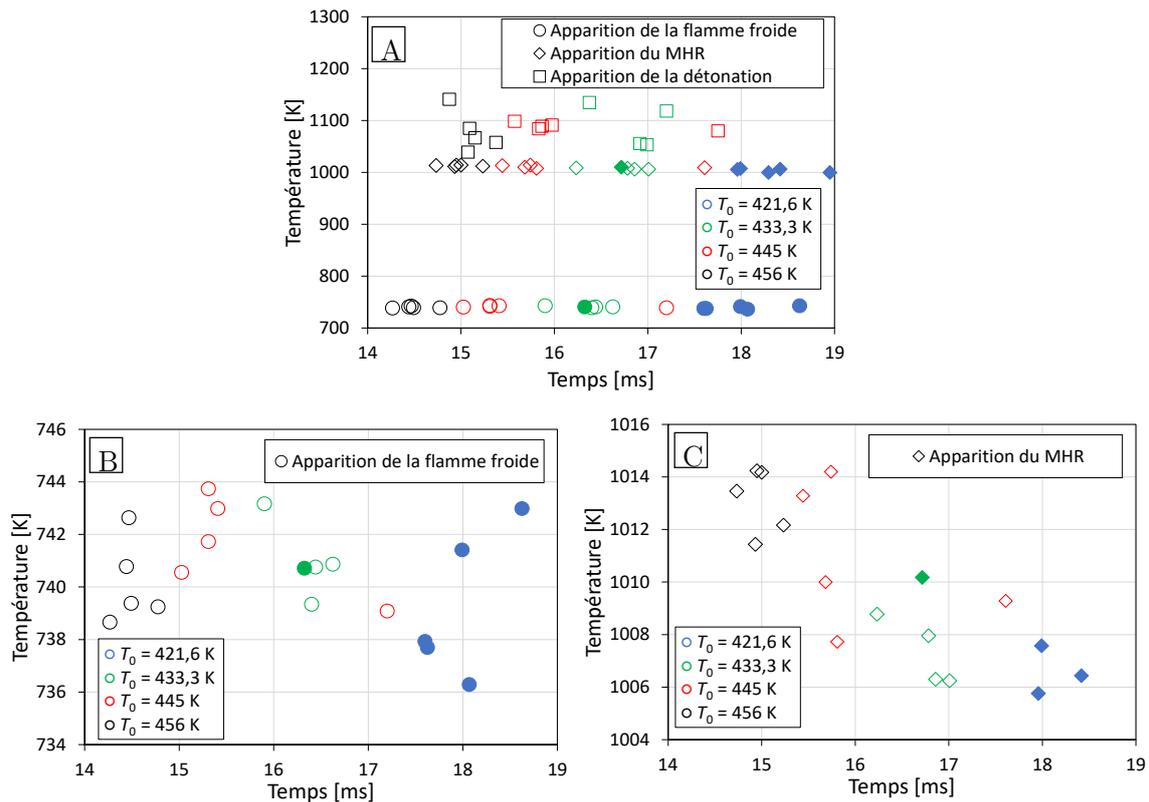


Figure 4-5 Température dans les gaz frais aux moments de l'apparition des différents fronts réactifs (A), température centrée sur l'apparition de la flamme froide (B), température centrée sur l'évolution du MHR (C)

Dans le cas de calcul présentant une compression rapide, la température d'apparition de la flamme froide est de 770 K et cette dernière apparaît après une compression de 1.5 ms. Compte tenu du facteur de décroissance observé expérimentalement sur  $T_1$  (environ  $1 \text{ K}\cdot\text{ms}^{-1}$ ), la température extrapolée à une durée de compression de 15 ms est d'environ 760 K. Cette valeur corrèle donc relativement bien avec les données expérimentales, proches de 740 K (Figure 4-6).

En conclusion, l'historique de compression influe sur le mécanisme d'auto-inflammation en en réduisant le délai dans le cas d'une compression lente. Cela a été mis en évidence de manière numérique et expérimentale.

### 4.1.3 Influence d'une variation de richesse sur les conditions d'apparition des transitions

#### Influence de l'historique de compression

L'influence de la composition du mélange (richesse,  $\phi$ ) sur les conditions thermodynamiques d'apparition des transitions de régime est également investiguée. Trois richesses sont retenues :  $\phi = 0.7, 0.85$  et  $1$ . La pression initiale de 3 bar est conservée, et l'ensemble des températures initiales précédemment étudiées sont également considérées (Figure 4-7).

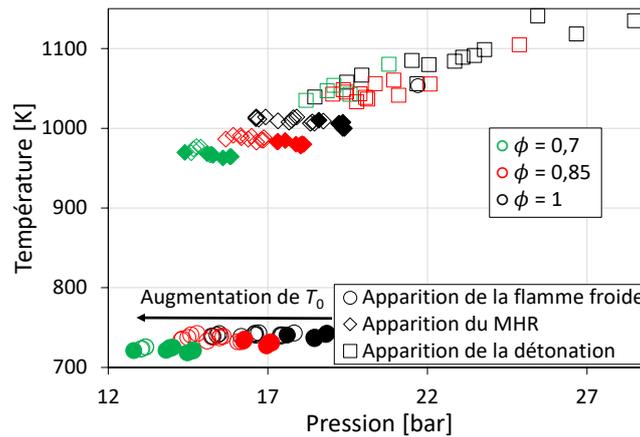


Figure 4-7 Evolution des conditions thermodynamiques d'apparition des différents fronts réactifs dans la chambre de combustion pour différentes températures initiale  $T_0$  de 438 K à 468 K pour un mélange de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  à  $P_0 = 3$  bar et pour différentes richesses ( $\Phi = 0.7$  : vert,  $\Phi = 0.85$  : rouge et  $\Phi = 1$  : noir)

Des plateaux de température constante, dépendants de la richesse, sont observés pour les températures d'apparition de la flamme froide et du MHR. La richesse impactant la vitesse fondamentale de flamme, le temps de combustion et donc de compression sont affectés par la diminution de richesse. L'effet de l'historique de compression, mis en évidence dans le paragraphe précédent, s'applique donc ici en plus de l'effet direct de la richesse sur le délai d'auto-inflammation.

La Figure 4-8-A présente les températures d'apparition des transitions de régime pour différentes richesses en fonction de l'instant d'apparition de chacune de ces transitions. Les Figure 4-8-B et C présentent les résultats correspondants respectivement à l'apparition de la flamme froide et du front de MHR. Comme précédemment (Figure 4-5), l'augmentation du temps de combustion (temps avant l'apparition de la flamme froide) est corrélée avec la diminution de la température d'apparition des fronts caractéristiques de l'auto-inflammation, avec une influence peu notable de la richesse elle-même. En effet, avec des temps de compression importants, les réactions d'auto-inflammation ont plus de temps pour se dérouler<sup>23</sup> et par conséquent les fronts réactifs caractéristiques de la phase exothermique des réactions chimiques apparaissent à un moment où les gaz frais ont été moins comprimés, i.e. à température plus basse si, comme c'est le cas dans le travail présenté, l'auto-inflammation est initiée dans une zone de température PTC.

<sup>23</sup> Ici le temps de combustion entre un essai à richesse 1 et un essai à richesse 0.7 peut passer du simple au double donc c'est bien le temps de résidence dans la chambre (et donc l'historique de compression) qui est responsable de la diminution de la température d'apparition des différents fronts réactifs.

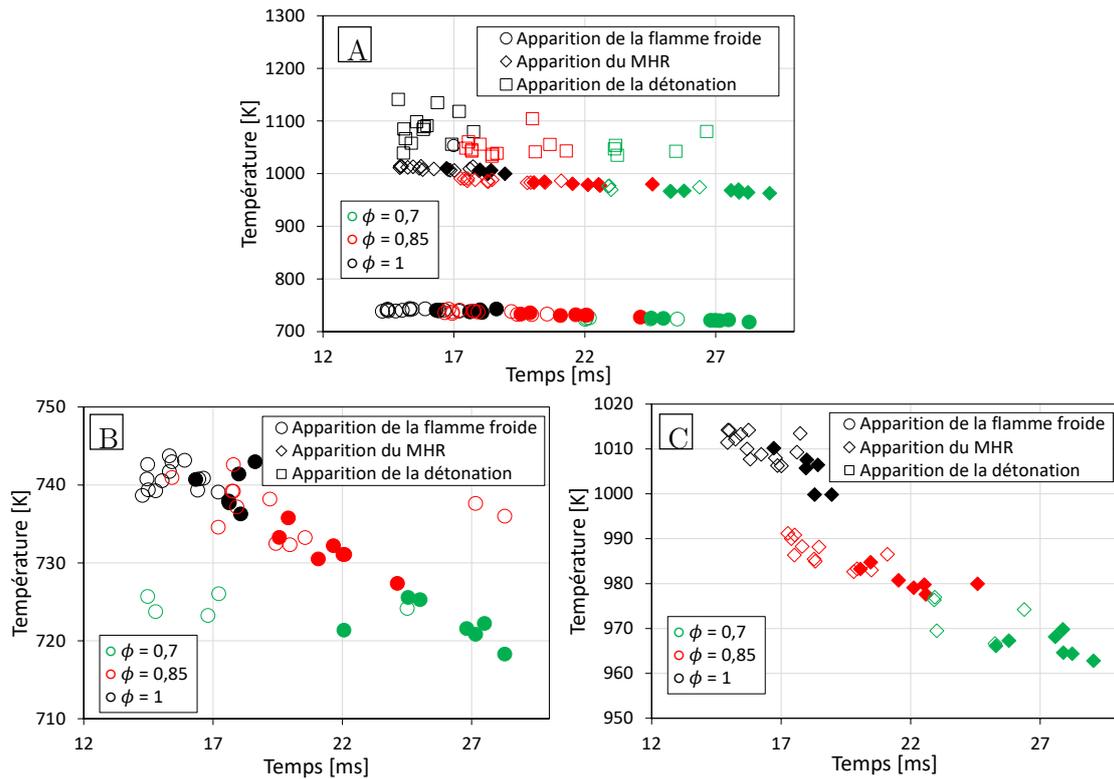


Figure 4-8 Température dans les gaz frais au moment de l'apparition des différents fronts réactifs (A), température centrée sur l'apparition de la flamme froide (B) température centrée sur l'évolution du MHR (C) pour différentes richesses (vert :  $\Phi = 0,7$ , rouge :  $\Phi = 0,85$  et noir :  $\Phi = 1$ ), pour une pression initiale de  $P_0 = 3$  bar, et pour des température initiales moyennes variant entre 421 et 456 K

### Influence de la richesse du mélange sur l'évolution de la pression pendant la propagation de la détonation

Comme l'indique la présence de symboles creux sur la Figure 4-7 et la Figure 4-8, symboliques d'une DAIDT, pour l'ensemble des richesses étudiées, des transitions vers la détonation sont observées quelle que soit la richesse du mélange étudié. La Figure 4-9 présente le pourcentage de transition vers la détonation obtenu en fonction de la température initiale des gaz frais pour les différentes richesses de mélange considérées. Il apparaît que la propension à transiter vers la détonation augmente avec l'accroissement de la richesse jusqu'à la stœchiométrie.

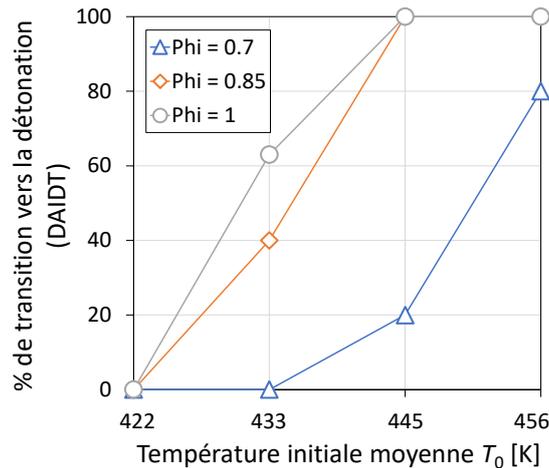


Figure 4-9 Analyse statistique de la transition vers la détonation (DAIDT) en fonction de la température initiale moyenne  $T_0$  pour une pression initiale  $P_0 = 3$  bar et pour différentes richesses (triangles bleus :  $\phi = 0.7$ , losanges oranges :  $\phi = 0.85$  et cercles gris :  $\phi = 1$ )

En effet, on observe que les températures à partir desquelles les transitions vers la détonation sont possibles augmentent avec l'appauvrissement du mélange. Par exemple, à richesse 0.7, à partir de la configuration de chauffe Uniforme C ( $T_0 = 445$  K) l'observation de transitions vers la détonation est possible (20 % de DAIDT), alors qu'à richesse plus élevées (respectivement  $\phi = 1$  ou 0.85), des transitions vers la détonation sont observées à partir de la condition de chauffe Uniforme B ( $T_0 = 433$  K).

La montée en température liée à la compression des gaz se fait plus lentement pour un mélange pauvre. Cependant, les conditions de température nécessaires à l'auto-inflammation des gaz frais sont atteintes plus tard (pour des rapports de compression plus élevés). Cela est directement lié au fait que le délai d'auto-inflammation pour un mélange pauvre est plus élevé qu'à la stœchiométrie. Il existe donc une compétition entre la propagation de la flamme dans la chambre et les mécanismes chimiques d'auto-inflammation. Elle a notamment été décrite par Medvedev et al. [78]. La conséquence de cette compétition est que le volume de gaz frais disponibles pour l'auto-inflammation est plus faible, ce qui est susceptible de pénaliser les transitions vers la détonation. L'étude de Nobuyuki et al. [145] corrobore ce raisonnement en faisant le lien entre le volume de gaz frais restant au moment de l'auto-inflammation et l'intensité des ondes de pression générées dans la chambre par cette dernière.

A faible richesse, les détonations apparaissent plus tard pendant la propagation du front de MHR (Figure 4-10-B) qu'à la stœchiométrie (Figure 4-10-A). Les mécanismes de transitions seront développés plus précisément dans la suite de ce chapitre.

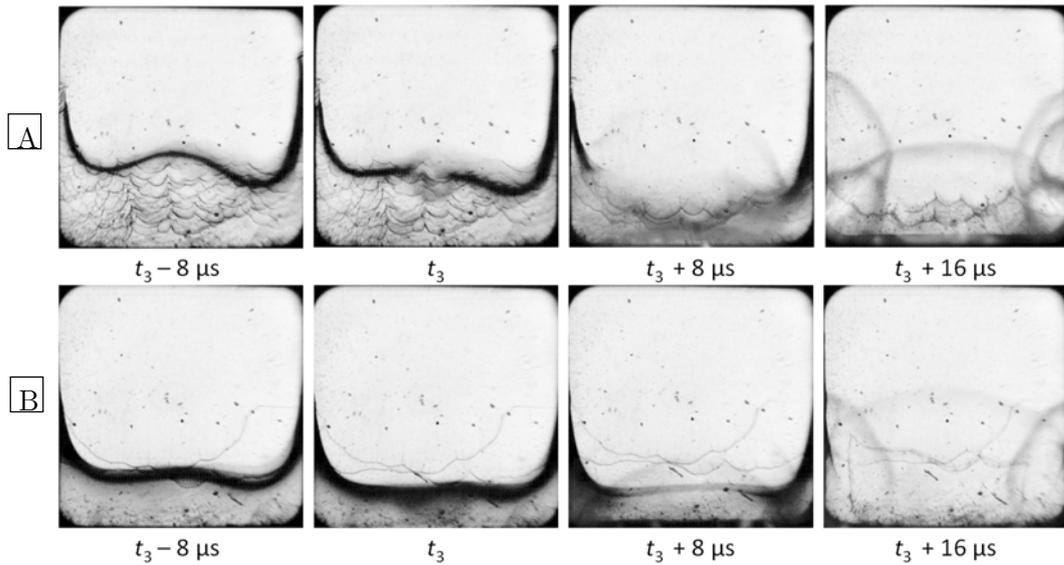


Figure 4-10 Visualisation par strioscopie de deux cas de propagation de détonation dans la chambre de combustion.

(A)  $P_0 = 3 \text{ bar}$ ,  $T_0 = 456 \text{ K}$  et  $\Phi = 1$

(B)  $P_0 = 3 \text{ bar}$ ,  $T_0 = 456 \text{ K}$  et  $\Phi = 0.7$

Les visualisations par strioscopies des essais réalisés à différentes richesses montrent une augmentation de la taille des structures cellulaires de la flamme. Deux facteurs expliquent cette augmentation : la diminution de la richesse, et la diminution de la pression initiale. Elles ont pour effet d'augmenter la stabilité de la flamme et sa capacité à résister à l'étirement ([23], chapitre 5).

Pour un mélange pauvre, la détonation se forme plus tard et plus bas dans la chambre, alors qu'elle apparaît sous la forme d'une explosion ponctuelle au milieu de la zone de visualisation dans le cas d'un mélange stœchiométrique (Figure 4-10). Aussi, l'emplacement de l'apparition de la détonation dans la chambre peut avoir une influence sur les mécanismes de transition.

Les signaux de pression associés à chaque essais sont reportés ci-après : ils sont recalés par rapport au temps d'apparition de la flamme froide,  $t_1$  (Figure 4-11-A), et de la détonation  $t_3$  (Figure 4-11-B).

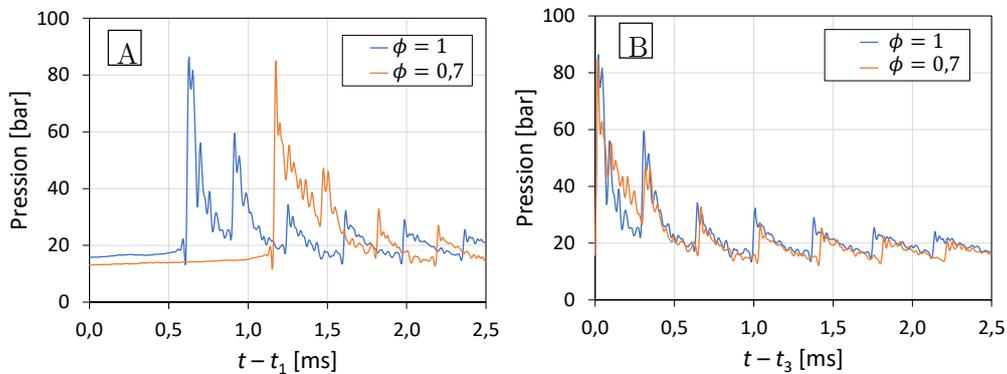


Figure 4-11 Évolution du signal de pression dans la chambre à partir de l'apparition de la flamme froide pour deux conditions de richesses différentes ( $\Phi = 1$  : bleu et  $\Phi = 0.7$  : orange) pour une pression initiale  $P_0 = 3 \text{ bar}$  et une température initiale moyenne  $T_0 = 456 \text{ K}$

(A) recalage des signaux par rapport à  $t_1$  et (B) recalage des signaux à partir de  $t_3$

Les signaux sont traités à l'aide d'un filtre Butterworth passe bas dont la fréquence de coupure à -3 dB est fixée à la fréquence naturelle du capteur (70 kHz). La différence de délai entre l'apparition de la flamme froide et de la détonation est plus important pour le mélange pauvre. Ce qui est corroboré par des études en MCR (Kumar et al. [44]) qui ont montré que le délai de flamme froide  $\tau_{FF}$  (le temps entre l'apparition de la flamme froide et l'apparition du MHR) était plus important pour des mélanges pauvres qu'à la stoechiométrie.

L'amplitude des signaux de pression est la même pour les deux conditions de mélange. On retrouve l'évolution décrite sur la Figure 3-25 avec l'apparition d'un premier pic de pression d'une amplitude d'environ 90 bar qui correspond à l'impact de la détonation sur le capteur de pression suivi d'une succession de pics de pression à une fréquence de 3.5 kHz qui correspond à l'impact régulier d'une onde de choc se propageant verticalement dans la chambre.

La fréquence est légèrement inférieure dans le cas du mélange pauvre. La vitesse de propagation de l'onde de choc dans les gaz brûlés est plus faible après la combustion d'un mélange pauvre. En effet, les conditions thermodynamiques d'équilibre ( $T_{eq}$  et  $P_{eq}$ ) sont moins sévères dans ce cas. La vitesse de propagation des ondes de pression dans le milieu est donc plus faible pour un mélange pauvre (Figure 4-11-B). La variation de la composition du mélange n'a pas d'influence sur les amplitudes des oscillations de pression générées par une détonation.

#### 4.1.4 Influence de la pression sur les conditions d'apparition des transitions

##### Influence de la pression initiale

Dans cette partie, l'influence de la pression sur les transitions de régime est étudiée (Figure 4-12). La pression initiale a été fixée entre 1.5 et 3 bar par pas de 0.5 bar, la température initiale moyenne variant également entre 421.6 et 456 K, le tout pour un mélange stoechiométrique de n-décane/ $O_2$ /Ar.

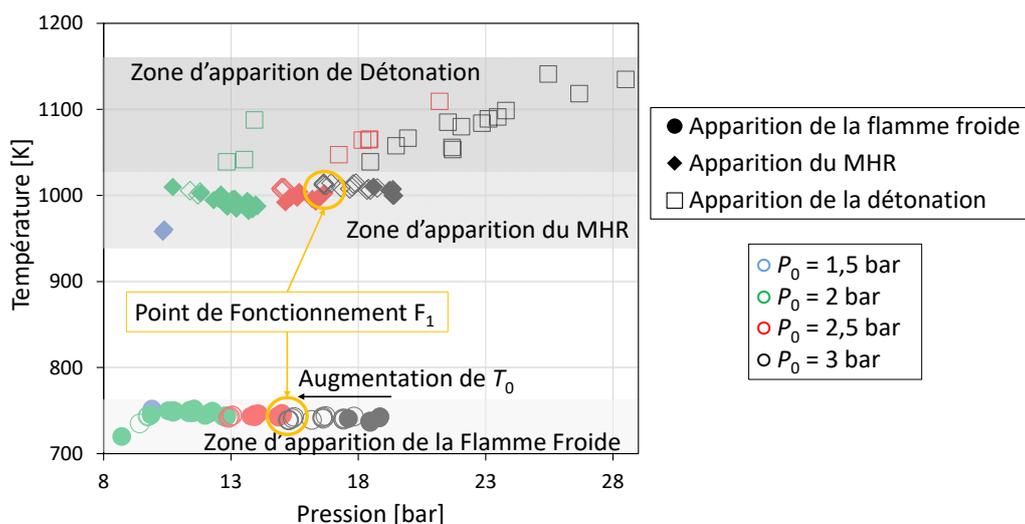


Figure 4-12 Évolution des conditions de température et de pression d'apparition des différents fronts réactifs pour différentes pressions initiales ( $P_0 = 1.5$  bar : bleu,  $P_0 = 2$  bar : vert,  $P_0 = 2.5$  bar : rouge,  $P_0 = 3$  bar : noir) pour différentes températures initiales moyennes  $T_0$  (de 421 à 456 K) pour un mélange stoechiométrique de n- $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ .

Comme observé précédemment, la variation de la pression initiale n'entraîne pas de variation significative de la température d'apparition des fronts réactifs associés au phénomène d'auto-inflammation. L'influence de la pression initiale sur la propagation de la déflagration responsable de la compression des gaz frais n'est que modérée. Par conséquent, on observe quasiment un plateau de température pour des conditions d'apparition de la flamme froide et du MHR.

Ainsi avec ce combustible, le n-décane, une variation de la pression initiale n'a qu'une faible influence sur la transition vers l'auto-inflammation et donc à fortiori sur les transitions de régime depuis l'auto-inflammation. Ce résultat a déjà été mis en évidence par Gallagher et al. [146] pour un mélange de propane/air en MCR. L'augmentation de la pression initiale a tendance à augmenter la température à partir de laquelle une zone de réactivité de type NTC est observée et à en réduire l'influence en diminuant le délai d'auto-inflammation dans cette zone de température. En revanche, l'augmentation de pression modifie peu les délais pour des températures inférieures. Cette étude ne se place pas dans des conditions proches de la zone NTC pour le n-décane ( $T \approx 850$  K). Par conséquent l'influence de la pression initiale sur l'auto-inflammation et sur les évolutions de pression dans la chambre reste mineure.

#### Mise en évidence de points de fonctionnement particuliers

La Figure 4-13 montre que, pour une pression initiale donnée, l'augmentation de la température initiale favorise la transition vers la détonation. De la même manière, pour une température initiale donnée, par exemple pour la configuration de chauffe Uniforme D soit  $T_0 = 445$  K, une augmentation de la pression initiale entraîne un accroissement de la probabilité d'obtenir une DAIDT. Pour  $T_0 = 445$  K, cette proportion passe notamment de 0 % pour une pression initiale inférieure ou égale à 2 bar à 100 % pour une pression initiale de 3 bar.

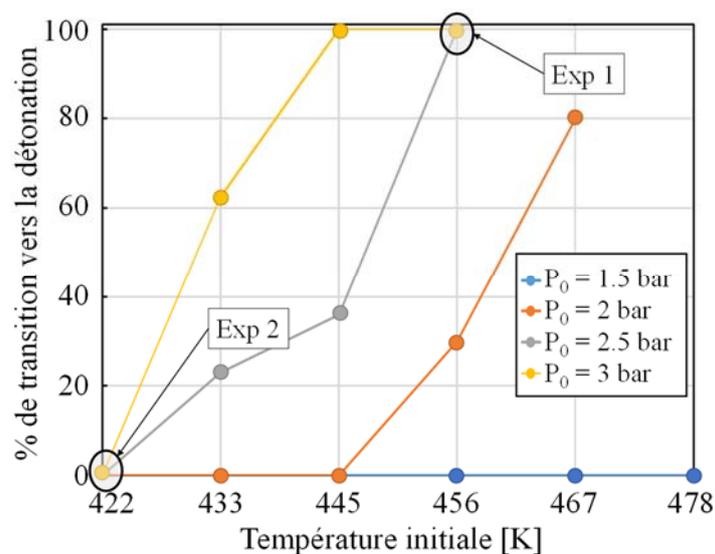


Figure 4-13 Analyse statistique de la transition vers la détonation (DAIDT) en fonction de la température initiale  $T_0$  pour différentes pressions initiales

D'après la Figure 4-12, deux conditions initiales différentes (cerclés en jaune) peuvent engendrer les mêmes conditions thermodynamiques d'apparition de l'auto-inflammation et transiter in fine vers des modes de combustion différents. C'est notamment le cas entre des essais réalisés pour des conditions initiales repérée Exp1 ( $P_0 = 3$  bar,  $T_0 = 456$  K) et Exp2 ( $P_0 = 2.5$  bar,  $T_0 = 421.6$  K) (Figure 4-12). Dans le premier cas, une transition vers la détonation est systématiquement observée alors que dans le second cas elle ne l'est jamais (Figure 4-13). L'état thermodynamique au moment de l'apparition de la flamme froide pour les ensembles d'essais Exp1 et Exp2 sera étudié dans la section suivante. Il sera noté  $F_1$ . La Table 4-1 résume l'ensemble des conditions thermodynamiques pour les deux jeux d'essais considérés.

Dénomination	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	$P_1$ [bar]	$T_1$ [K]	Chemin de transition
Exp1	3	456	15.24	739	DAIDT
Exp2	2.5	421.6	14.97	745	DAIT

Table 4-1 Conditions thermodynamiques initiales et d'apparition de la flamme froide pour les deux ensembles d'essais référencés Exp1 et Exp2 (état  $F_1$ )

#### 4.1.5 Conclusions partielles

Dans cette partie, une étude paramétrique a été réalisée pour étudier l'influence de la température initiale  $T_0$ , de la pression initiale  $P_0$  et de la richesse  $\phi$  sur les transitions de régime de combustion. Pour cela, les conditions thermodynamiques de pression, de température et de composition de mélange sont relevées ou calculées à différents instants : au moment de l'apparition de la flamme froide, du front de MHR et de la détonation.

Il apparaît dans un premier temps, que quelles que soient la température et la pression initiale, la température d'apparition de la flamme froide dans la chambre semble constante est égale à environ  $T_1 = 740$  K. De même, la température d'apparition du front de MHR est elle aussi quasi-constante et environ égale à  $T_2 = 1050$  K.

Cette notion de température « constante » est à nuancer. En effet, l'historique de compression lié à la propagation de la flamme dans la chambre impacte cette température d'apparition. Plus le temps de compression est important et plus les températures  $T_1$  et  $T_2$  sont faibles, diminution de l'ordre d'une dizaine de Kelvin maximum dans la configuration étudiée. Cela s'explique par le fait qu'à partir d'une température dans les gaz frais de 473 K, correspondant au point d'auto-inflammation du n-décane, ce dernier commence à réagir. Ainsi, toute variation des conditions initiales entraînant une diminution de la vitesse de propagation de la déflagration, diminution de la richesse, de la pression et de la température, aura pour effet de réduire les températures d'apparition de la flamme froide et du front de MHR.

Enfin, un état thermodynamique particulier  $F_1$  a été observé, pour lequel des ensembles d'essais (respectivement Exp1 et Exp2) issus de conditions thermodynamiques initiales différentes (respectivement  $P_0 = 3$  bar et  $T_0 = 456$  K et  $P_0 = 2.5$  bar et  $T_0 = 421.6$  K) passent par les mêmes conditions d'apparition de la flamme froide ( $P_1, T_1$ ) et du front de MHR ( $P_2, T_2$ ) et transitent vers des modes de combustion différents (respectivement la détonation et l'auto-

inflammation). Le changement de transition de régime (DAIT et DAIDT) alors que les essais passent par le même état thermodynamique  $F_1$  illustre l'influence de l'historique de compression sur les phénomènes observés.

Ainsi les conditions thermodynamiques d'apparition de la flamme froide, premier phénomène d'oxydo-réduction observable dans le processus de combustion, ne conditionnent pas à elles seules le déroulé de la suite des phénomènes. La manière d'atteindre ces conditions qui ne semble pas impacter fortement le processus d'auto-inflammation impacte suffisamment les gaz frais ainsi comprimés pour influencer sur la transition vers la détonation.

La suite de ce chapitre se concentrera sur l'investigation des différents mécanismes de transition vers la détonation (§4.2) ainsi que sur les différentes méthodes de prédiction d'apparition d'une détonation (§4.3).

## **4.2 Facteurs et mécanismes de transition vers la détonation**

Dans un premier temps, une étude des facteurs et des mécanismes de transition vers la détonation sera réalisée compte tenu de l'état thermodynamique  $F_1$ . Les différents facteurs pouvant expliquer l'apparition d'une détonation seront analysés séparément des mécanismes de formation de cette dernière. Enfin, on s'intéressera à la génération d'ondes de pression dans la chambre pendant la propagation rapide du front de MHR.

### **4.2.1 Etude des facteurs de transition vers la détonation du fait de l'état thermodynamique $F_1$**

Dans un premier temps, l'influence de l'historique de compression sur la transition vers la détonation sera investiguée à travers la différence de rapport de compression au moment de l'apparition de la flamme froide pour les deux séries de 5 essais (respectivement Exp1 et Exp2).

#### *Taux de compression au moment de l'apparition de la flamme froide*

Les températures et pressions initiales sont plus élevées pour les essais regroupés sous l'appellation Exp1. Par conséquent la vitesse de propagation de la déflagration est plus importante et le temps de compression raccourci. Dans la suite de ce paragraphe, on définira le taux de compression  $\Pi$  comme le rapport de pression entre une pression à un instant donné (par exemple la pression d'apparition de la flamme froide  $P_1$ ) et la pression initiale  $P_0$ .

La différence de pression initiale des essais de Exp1 et Exp2 entraîne que le taux de compression au moment de l'apparition de la flamme froide ( $\Pi = \frac{P_1}{P_0}$ ) est plus faible pour les essais issus de l'Exp1 que pour les essais issus de l'Exp2.

Un pourcentage de compression des gaz proche de celui obtenu lors d'une combustion adiabatique se traduit directement par une diminution du volume des gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide pour les essais de Exp1 par rapport aux essais de Exp2. Celle-ci est particulièrement visible sur la Figure 4-14. Les images (a) et (a') mettent en évidence la

propagation de la déflagration dans la chambre. Comme attendu, cette dernière est légèrement plus rapide pour les essais de l'Exp1. Les images (b), (c), (d) et (e) présentent respectivement la propagation de la flamme froide, l'apparition et la propagation du MHR et la formation de la détonation dans la chambre. Aux mêmes instants, pour le jeu d'essais Exp2, les images (b'), (c'), (d') et (e') montrent que l'auto-inflammation n'a pas encore commencé et que la déflagration est toujours en train de se propager. Cela explique la diminution du volume de gaz frais disponible pour une transition de régime.

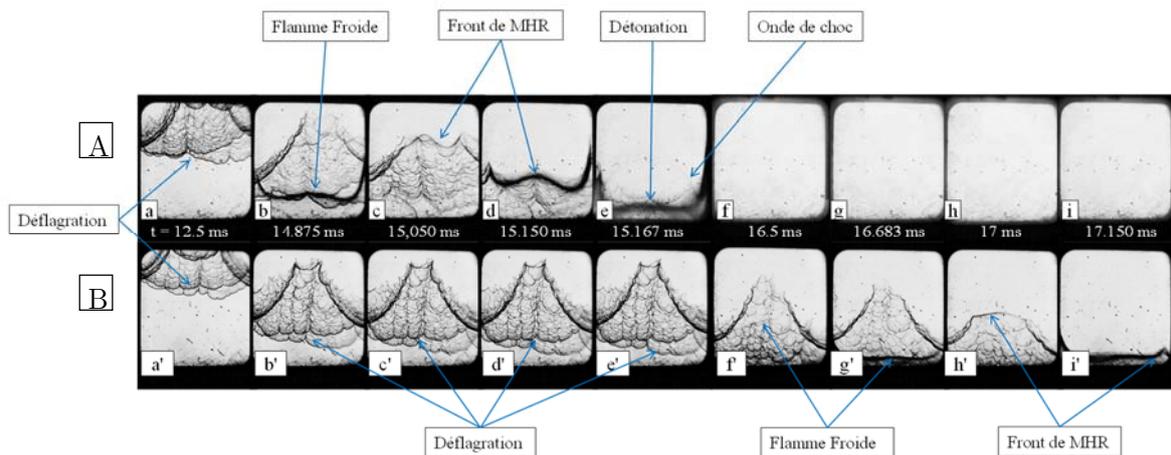


Figure 4-14 Visualisation par striescopie de la propagation de la flamme et des fronts d'auto-inflammation et de détonation pour deux essais issus respectivement des jeux Exp1 (A) et Exp2 (B)

Le taux de compression adiabatique du mélange (i.e.  $\Pi = \frac{P_{ad}}{P_0}$ ) est de l'ordre de 7.5 pour Exp1 et 7.7 pour Exp2. Les taux de compression obtenus au moment de l'apparition de la flamme froide et les pourcentages de compression par rapport à une combustion adiabatique que cela représente sont présentés dans la Table 4-2 pour chaque essai appartenant à Exp1 et Exp2. Un écart est bien observable entre le pourcentage de compression des gaz frais pour le jeu d'essais Exp1 (68 %) et celui pour le jeu d'essais Exp2 (75.5 %).

Numéro d'essai (Ensemble)	$T_0$ [K]	$P_1$ [bar]	Taux de compression à l'apparition de la flamme froide	Taux de compression issu d'un équilibre à volume constant	% de compression des gaz frais $\Gamma$
604 (Exp1)	456	15.27	5.09	7.48	68
605 (Exp1)	457	15.23	5.08	7.48	67.9
606 (Exp1)	456	15.41	5.14	7.48	68.7
607 (Exp1)	457	15.475	5.16	7.48	69
608 (Exp1)	456	15.28	5.09	7.48	68
619 (Exp2)	421	15	6	7.94	75.5
620 (Exp2)	421	14.97	5.988	7.94	75.4
621 (Exp2)	420	14.86	5.944	7.92	75.05
622 (Exp2)	421	15.02	6.008	7.94	75.67
623 (Exp2)	420	14.85	5.94	7.92	75

Table 4-2 Evaluation du taux de compression dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide dans les gaz frais pour l'ensemble des essais appartenant à Exp1 et Exp2

La détermination d'un critère de détonabilité sur le pourcentage de compression des gaz frais  $\Gamma$  est possible en étendant l'étude à tous les essais réalisés à partir d'une pression initiale de  $P_0 = 2.5$  et 3 bar à la stœchiométrie (Table 4-3). Lorsque la détonation est observée systématiquement dans la chambre (100 % DAIDT),  $\Gamma$  est inférieur à 72 % pour une pression initiale de 3 bar et 68 % pour une pression initiale de 2.5 bar. Par conséquent trois zones distinctes de pourcentage de compression peuvent être définies et correspondent à des probabilités de détonation dans le montage expérimental actuel : la première correspond à une absence de transition vers la détonation dès que  $\Gamma$  dépasse 75 %, entre 70 et 75 % des transitions vers la détonation peuvent être observées et pour un pourcentage de compression inférieur à 70 % une transition vers la détonation apparaît de façon plus systématique. Ce critère n'est cependant pas universel. En effet, en plus de la géométrie de la chambre, il est probablement fortement dépendant de la composition chimique choisie (dans cette partie de l'étude, n-décane/O<sub>2</sub>/Ar à la stœchiométrie)

$P_0$ (bar)	$T_0$ [K]	$P_1$ moyen(bar)	% DAIDT	% moyen de compression des gaz frais à $t = t_1$ , $\Gamma$
<b>3</b>	421.6	18.611	0	77.69
<b>3</b>	433.3	17.539	63	74.86
<b>3</b>	445	16.538	100	72.13
<b>3</b>	456	15.33	100	68.29
<b>2.5</b>	421.6	14.94	0	75.25
<b>2.5</b>	433.3	13.921	0	71.69
<b>2.5</b>	445	12.9767	100	68.29

Table 4-3 Conditions thermodynamiques moyennes d'apparition de la flamme froide en fonction des conditions initiale. Calcul du pourcentage de compression des gaz frais juste avant l'apparition de la flamme froide.

Dans cette partie, un premier critère de transition vers la détonation a été étudié, le taux de compression des gaz frais juste avant l'apparition de la flamme froide. Ce critère est inhérent à la chambre de combustion, à son système de chauffe ainsi qu'à la manière dont les gaz frais sont comprimés. Il est également lié à la composition chimie du mélange choisi. La compression par la flamme n'étant pas toujours la même. À ce titre, il serait intéressant d'étudier les transitions de régimes apparaissant dans une MCR et ainsi conserver une même vitesse de compression pour différents taux de compression pour le même mélange.

#### **4.2.2 Etude du mécanisme de transition vers la détonation pour les essais passant par le point thermodynamique $F_1$**

Dans cette partie, les mécanismes de transition vers la détonation seront analysés en se focalisant sur les séries d'essais Exp1 et Exp2 précédemment définis. Dans un premier temps, l'évolution de la vitesse de propagation du front de MHR sera mesurée à partir des visualisations par strioscopie. Puis, l'influence de l'historique de compression sur la vitesse de propagation du front

de MHR sera investiguée au moyen d'un calcul d'auto-inflammation incompressible avec historique de compression.

### Mesure et analyse de la vitesse de propagation du front de MHR

La vitesse de propagation du front de MHR est mesurée à partir des enregistrements strioscopiques en utilisant le post-traitement décrit dans le Chapitre 3.

Une vitesse moyenne pour chaque ensemble d'essais est calculée en chaque instant avant la fin de la propagation du MHR<sup>24</sup> (Figure 4-15). Les surfaces rouges et bleues entourant chaque évolution moyenne de la vitesse correspondent à plus ou moins deux écarts types. Cela correspond à la probabilité que 95 % des évolutions de vitesses obtenues appartiennent à chacune des surfaces. La vitesse de propagation du MHR pour les essais transitant vers une détonation (DAIDT - rouge) augmente jusqu'à avoisiner la vitesse du son dans les gaz frais ( $a_{gf} = 580 \text{ m.s}^{-1}$ ) avant l'apparition de la détonation dans la chambre. A l'inverse, la vitesse du front de MHR pour les essais ne transitant pas vers une détonation a tendance à rester stable autour de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  (DAIT - bleu) voire tend à diminuer. La vitesse de propagation moyenne pour les essais appartenant à Exp2 est de l'ordre de 0.17 fois la vitesse du son dans les gaz frais.

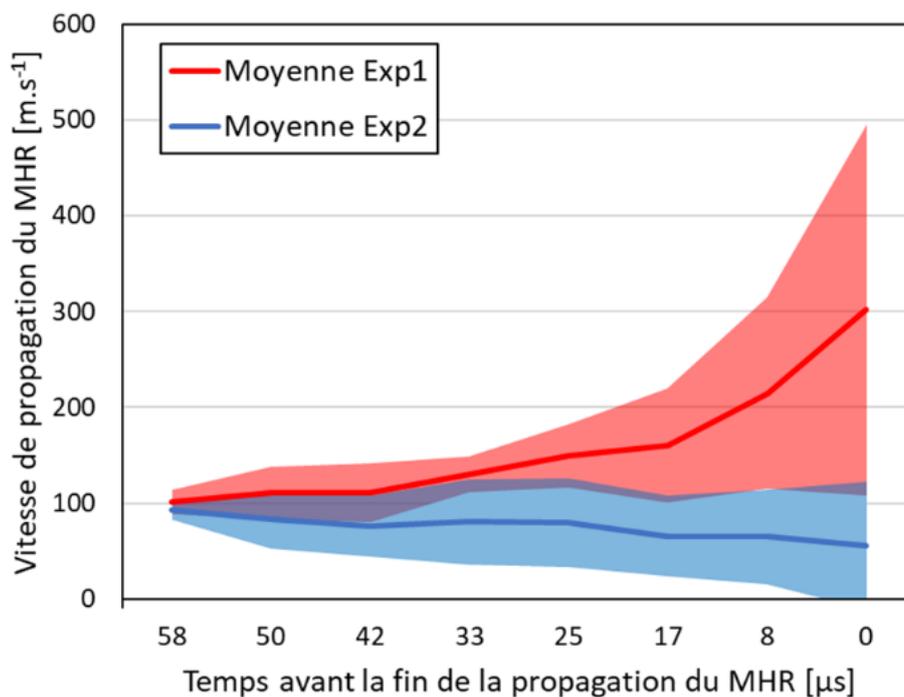


Figure 4-15 Evolution de la vitesse de propagation du front de MHR pour chaque jeu d'essais (Exp1 : rouge et Exp2 : bleu)

Pour rappel, l'évolution de la vitesse de propagation du MHR est décrite par l'équation (4-1) issue des travaux de Bradley et al [19]. Cette vitesse dépend de deux facteurs principaux, le

<sup>24</sup> Pour le jeu d'essai Exp1 cela correspond à l'apparition de la détonation et pour le jeu d'essai Exp2 à la fin de la propagation du front de MHR en paroi.

gradient de température dans la chambre de combustion et la sensibilité du délai d'auto-inflammation à la température (symbolisé par le deuxième terme du dénominateur). Dans ce second terme  $\frac{\partial \tau}{\partial T}$ , le délai  $\tau$  doit tenir compte des effets de l'historique de compression lorsqu'ils ne sont pas négligeables.

$$U_{MHR} = \frac{1}{|\overrightarrow{grad}\tau|} = \frac{1}{|\overrightarrow{grad}T \cdot \frac{\partial \tau}{\partial T}|} \quad (4-1)$$

Dans la suite de cette partie, la propagation du front de MHR sera modélisée en prenant en compte l'historique de compression au moyen de calculs numériques 0D multizones découplées.

#### Modélisation numérique du phénomène en prenant en compte l'historique de compression

Pour prendre en compte à la fois l'historique de compression et le gradient de température dans la chambre, des calculs 0D d'auto-inflammation avec historique de compression sont réalisés pour différentes températures initiales balayant le domaine du profil de température initial dans la chambre. Pour établir le profil de température et le profil de gradient associé, seules ont été considérées les parties du fluide qui seront encore dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide.

La distance entre les différents points de mesure de température dans la chambre étant connue, la vitesse de propagation du front de MHR est obtenue en appliquant la formule de Bradley et al.  $U_{MHR} = 1/\text{grad}(\tau_i)$  où les délais considérés tiennent compte de l'historique de compression.

La Figure 4-16 présente ainsi l'évolution de la vitesse de propagation qu'aurait le front de MHR dans la chambre de combustion, calculée au moment de l'apparition de ce dernier dans la chambre. La valeur 0 sur l'axe des abscisses correspond au fond de la chambre. Ces calculs ont été réalisés avec le code d'auto-inflammation 0D multizones couplé avec l'historique de compression (symboles creux) et sans prendre en compte l'historique de compression (symboles pleins). Comme l'influence de l'historique de compression sur les transitions de régime a été mise en évidence plus tôt dans le chapitre, l'analyse phénoménologique associée à cette figure se concentrera sur les symboles creux. On remarque cependant que, dans le cas où l'historique de compression ne serait pas pris en compte<sup>25</sup>, la vitesse de propagation du MHR suit la même tendance que s'il l'était.

De plus, même s'ils tiennent compte de l'historique de compression de la flamme tulipe, celui lié à la propagation de l'auto-inflammation dans la chambre a cependant été négligé. Les valeurs de vitesse de propagation obtenues proche de la paroi (entre 0 et 5 mm), sont à nuancer pour chaque ensemble d'essais du fait de la non prise en compte de l'historique de compression pendant la propagation du front de MHR. On retrouve des vitesses initiales de propagation semblables à celles mesurées expérimentalement (autour de 200 m.s<sup>-1</sup>). L'évolution de la vitesse de propagation du front de MHR dans le cas de la DAIT suit assez bien la variation de vitesse relevée

---

<sup>25</sup> Hypothèse simplificatrice notamment utilisée dans le formalisme de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ )

expérimentalement. Cela confirme donc une influence du gradient de température et de l'historique de compression non négligeable sur la variation de la vitesse du front de MHR.

En revanche dans le cas d'une transition vers la détonation, l'évolution de la vitesse de propagation du MHR calculée (Figure 4-16) ne correspond pas à celle observée expérimentalement (Figure 4-15). En effet, au lieu d'accélérer, le front de MHR suivrait la même évolution que ce soit dans le cas d'une DAIT ou d'une DAIDT (il décélérerait). Un autre phénomène entre donc en jeu pour expliquer l'accélération du front de MHR<sup>26</sup>. La formule de Bradley utilisée ne prend pas en compte les effets de compressibilité. Pour la propagation du front de MHR dans le cas d'une DAIT cela n'a pas d'importance. En effet, on peut supposer qu'à cette vitesse de propagation (Mach 0.2) les effets de compressibilité restent modérés, et que l'influence des effets de compressibilité soient plus marqués lorsque la vitesse de propagation du front dépasse Mach 0.25. On observe d'ailleurs que la plupart des points appartenant à l'ensemble des essais Exp1 présentent des vitesses supérieures à Mach 0.25 sur la Figure 4-16. Cela vient corroborer l'hypothèse formulée précédemment.

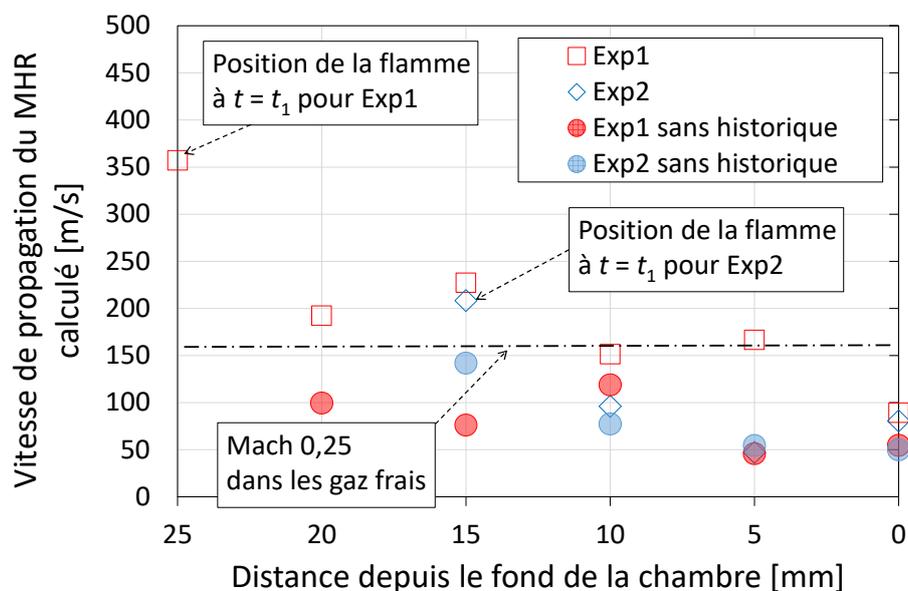


Figure 4-16 Évolution de la vitesse de propagation du front de MHR à  $t = t_1$  dans la chambre, calculée à partir du gradient initial de température avec (symboles creux) et sans prise en compte l'historique de compression (symboles pleins) lié à la propagation de la déflagration, pour chaque ensembles d'essais Exp1 et Exp2

La présence d'effets de compressibilité dans les gaz frais peut favoriser localement l'atténuation du gradient thermique et donc faciliter l'accélération du front de MHR jusqu'à des vitesses soniques.

Les études asymptotiques réalisées par l'équipe de Bradley [19], [90], [92]–[94] prennent en compte les effets de compressibilité, en se basant sur une approche globale. Aussi, connaissant les conditions avant l'auto-inflammation, les différents essais peuvent être positionnés sur le

<sup>26</sup> En plus de la prise en compte de l'historique de compression pendant la propagation du front de MHR.

diagramme  $(\xi, \epsilon)$  développé par Bradley. Ce diagramme décrit les régimes de combustion atteignables en partant d'une auto-inflammation en fonction du rayon du point chaud, d'où elle est issue, de son temps d'excitation chimique et de sa vitesse de propagation. On utilise ici une approche descriptive de la cartographie de Bradley. On calcule les coefficients  $\xi$  et  $\epsilon$  à partir des équations (4-2) et (4-3).

$$\xi = \frac{a}{U_{MHR}} \quad (4-2)$$

$$\epsilon = \frac{r_0}{a\tau_e} \quad (4-3)$$

Avec  $a$  la vitesse du son,  $U_{MHR}$  la vitesse de propagation du front de MHR,  $r_0$  le rayon initial du point chaud et  $\tau_e$  le temps d'excitation chimique.

On caractérise le rayon initial du point chaud par la longueur du plateau de température (entre  $T_{max}$  et  $T_{max} - 5$  K) dans la chambre de combustion au moment de l'apparition du front de MHR. Au vue de la distribution de température à cet instant (Figure 3-16), on considère que pour l'ensemble des essais la valeur de  $r_0$  est approximativement égale à la largeur de la chambre, soit 40 mm.

De la même manière, le temps d'excitation chimique  $\tau_e$  est calculé pour les deux séries d'essais (Exp1 et Exp2), à partir de calculs d'auto-inflammation à pression constante, en évaluant le temps de montée en température du MHR. Pour le raisonnement suivant, on considère la vitesse expérimentale du front de MHR pour chaque essai. Cette vitesse est issue de la Figure 4-15.

Dans un premier temps, les essais des deux conditions étudiées sont positionnés sur le diagramme au moment d'apparition de front de MHR (Figure 4-17). Les différents points expérimentaux calculés sont associés au temps  $t_0^* = t_3 - 50 \mu s$ . Ils sont tous regroupés dans la zone correspondant à une transition vers une déflagration ou une auto-inflammation subsonique. L'ensemble des points sont regroupés puisqu'initialement la vitesse de propagation du front de MHR est sensiblement identique pour les deux sets d'expériences. L'ensemble des couples  $(\xi, \epsilon)$  sont ensuite recalculés pendant la propagation du front de MHR<sup>27</sup>. Ils sont associés au temps  $t_1^* = t_3 - 15 \mu s$ . Dans ce cas, les couples de Bradley des essais appartenant à l'ensemble Exp1, transitant vers une détonation sont localisés dans la zone de transition vers la détonation. De la même manière, ceux des essais ne transitant pas vers la détonation (Exp2) sont situés plus haut dans la zone de transition vers l'auto-inflammation subsonique et la déflagration.

---

<sup>27</sup> Ici on utilise le diagramme de classification de Bradley de manière non conventionnelle. En effet, normalement le diagramme de Bradley s'utilise en ne prenant en compte que les conditions au moment d'apparition de l'auto-inflammation et non de manière dynamique au cours du temps. De plus Bradley et al [90] étudient un cas où hormis dans le hot spot, la température des gaz est constante loin du noyau chaud, dans la chambre. En considérant une évolution du couple de Bradley au cours du temps on prend en compte la variation de gradient thermique dans la chambre et ainsi la favorisation ou non de la transition vers la détonation.

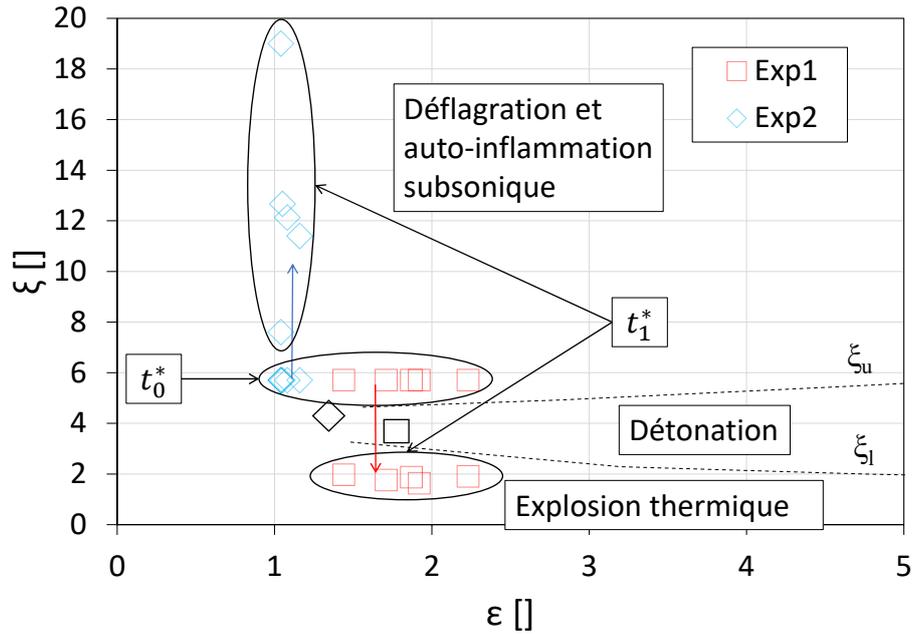


Figure 4-17 Évolution du couple de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) pendant la propagation du front de MHR dans la chambre pour chaque jeu d'essais Exp1 et Exp2 étudiés expérimentalement (symboles en couleur) et par le calcul (symboles en noir) [94]

A l'inverse, la vitesse de propagation initiale importante du front de MHR, calculée à partir du code d'auto-inflammation multizones découplées, entraîne que les couples de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) sont situés dans la zone de transition vers la détonation pour les deux conditions d'étude considérées (Exp1 et Exp2). Cela implique hypothétiquement que, si la vitesse au moment de l'apparition du front de MHR était maintenue suffisamment longtemps, une transition vers la détonation serait observée dans chaque cas.

La vitesse de front de MHR est un facteur important sur le mécanisme de transition vers la détonation. Celle-ci dépend (d'après l'équation (4-1)) du gradient de température que rencontre le front de MHR ainsi que de l'historique de compression. Il a été observé que l'accélération du front réactif provoque des effets de compressibilité qui vont avoir tendance à diminuer le gradient de temps d'induction, et favoriser la transition vers la détonation. Le mécanisme de SWACER semble être un bon candidat comme mécanisme de transition vers la détonation observée dans la chambre, et en particulier dans le cas de l'Exp1. Il a notamment été décrit en détail dans le Chapitre 1. Ainsi le processus de transition pourrait être le suivant :

- Apparition du front réactif dans une zone de gradient thermique faible.
- Propagation à une vitesse proche de la vitesse du son liée à un gradient de température faible.
- Génération d'ondes de compression qui se propagent dans les gaz frais, augmentent la température de ces derniers et « atténuent » le gradient de température.
- Accélération du front réactif au passage dans la zone de gradient « atténuée ».
- Coalescence des ondes de compression devant le front réactif.

- Couplage entre la zone réactive et l'onde de choc issue des ondes de compression coalescées. Formation de la détonation dans la chambre.

La diminution de la vitesse de propagation du front de MHR peut notamment s'expliquer par la présence d'un gradient de température important (donc non favorable) en proche paroi.

### **4.2.3 Prédiction de l'apparition d'une détonation dans les gaz frais.**

Dans cette partie, deux méthodes de prédiction de la DAIDT seront présentées. La première est basée sur l'étude de la dérivée des signaux de pression obtenus pour établir un critère de transition basé sur un niveau de dégagement de chaleur au moment de l'apparition du MHR<sup>28</sup>. La seconde a été développée à partir des travaux de Zander et al [147] dans le cadre d'étude de dimensionnement numérique autour de la SEC [6], [148].

#### *Méthode de prédiction en temps réel de la DAIDT basée sur l'exploitation des signaux de pression*

Les signaux de pression et leur dérivée sont analysés pour les deux séries d'expériences (Exp1 et Exp2), l'objectif est l'établissement d'un critère qui permettrait de prédire au cours de la phase de combustion l'occurrence d'une DAIDT avant qu'elle ne se produise. La Figure 4-18 correspond à une vision macroscopique sur l'ensemble de la durée de l'essai alors que la Figure 4-19 présente les signaux de pression et de dérivée de pression à partir de l'apparition de la flamme froide pour respectivement un essais issu de Exp1 (Figure 4-19-A) et Exp2 (Figure 4-19-B).

La dérivée du signal de pression, indicateur du dégagement de chaleur (Figure 4-18 lignes pointillées), augmente de manière significative à partir de l'apparition du front de MHR et jusqu'à l'apparition de la détonation dans la chambre (Exp1) ou la fin de la combustion (Exp2). La Figure 4-19-B présente de légères oscillations de pression liées à la propagation d'ondes acoustiques dans la chambre pendant la propagation de la déflagration ( $f \approx 2.5$  kHz, ce qui correspond à la propagation d'onde acoustique selon le premier mode propre de la chambre). Sur la Figure 4-19-A, l'augmentation de pression est deux à trois fois plus élevée que sur la Figure 4-19-B au moment de l'apparition du front de MHR. Cela corrobore l'accélération du front de MHR observée sur la Figure 4-15. En effet, dans le cas d'une DAIDT, l'accélération du MHR entraîne une augmentation plus rapide de la pression et donc un taux de dégagement de chaleur plus important, observable sur le signal de pression à condition que l'onde de pression ait eu le temps d'atteindre le capteur. En fonction de la position d'apparition des fronts d'auto-inflammation (potentiellement situés à une distance entre 30 et 10 mm du capteur), le décalage temporel entre l'apparition des fronts réactifs et leur impact sur le signal de pression est de l'ordre de 50  $\mu$ s au maximum.

---

<sup>28</sup> Ce critère de transition est étudié ici dans une optique système multi-cycle pour détecter les modes de combustion anormaux lorsqu'ils se produisent dans la chambre et changer le point de fonctionnement en temps réel. On évite de la sorte la répétition des cycles anormaux dans la chambre de combustion pouvant nuire à l'intégrité physique du système.

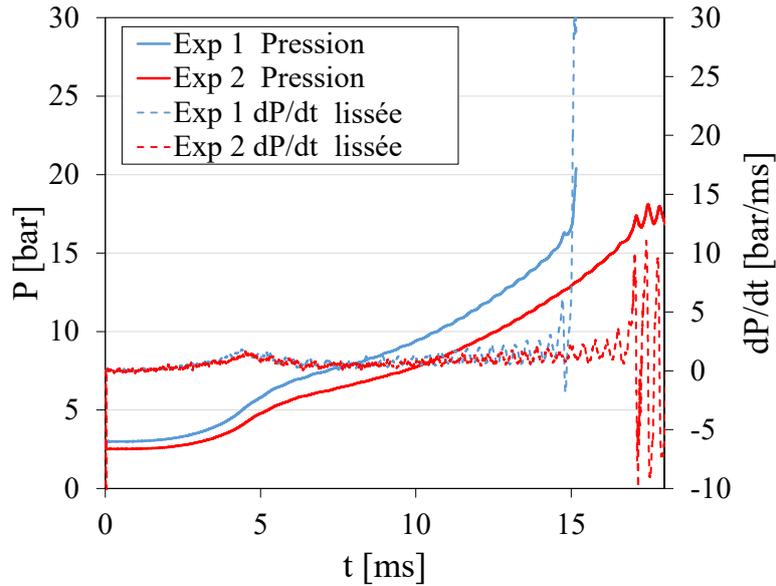


Figure 4-18 Évolution de la pression (lignes pleines) et de la dérivée de pression (lignes pointillées) pour deux essais de référence appartenant respectivement à Exp1 (bleu : DAIDT) et Exp2 (rouge :DAIT)

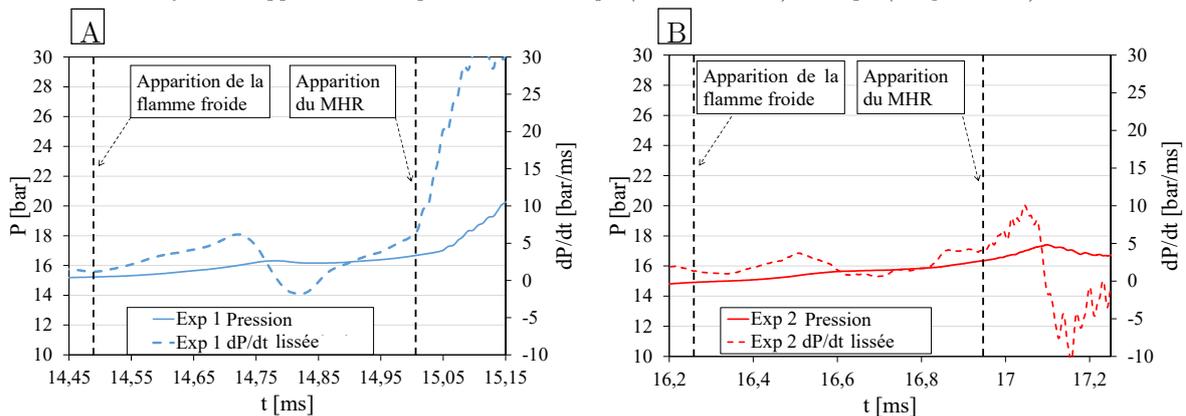


Figure 4-19 Agrandissement de la Figure 4-18 au moment de l'apparition des transitions de régime (A) Exp1 et (B) Exp2

#### Description de la méthode de Zander et al. pour la mise en place d'un critère de DAIDT

Une méthode numérique de prédiction de l'apparition d'un front réactif propagatif dans une enceinte fermée, en présence d'un point chaud et d'un gradient thermique constant (Figure 4-20-A), a été développée par Zander et al [147]. Elle a établi un critère de transition vers un mode de combustion propagatif, à opposer à l'explosion thermique, défini par l'équation (4-4). Ce critère lie la différence de délai d'auto-inflammation  $\Delta\tau_i$  entre le noyau chaud et le reste du domaine au temps d'excitation chimique du mélange  $\tau_e$ .

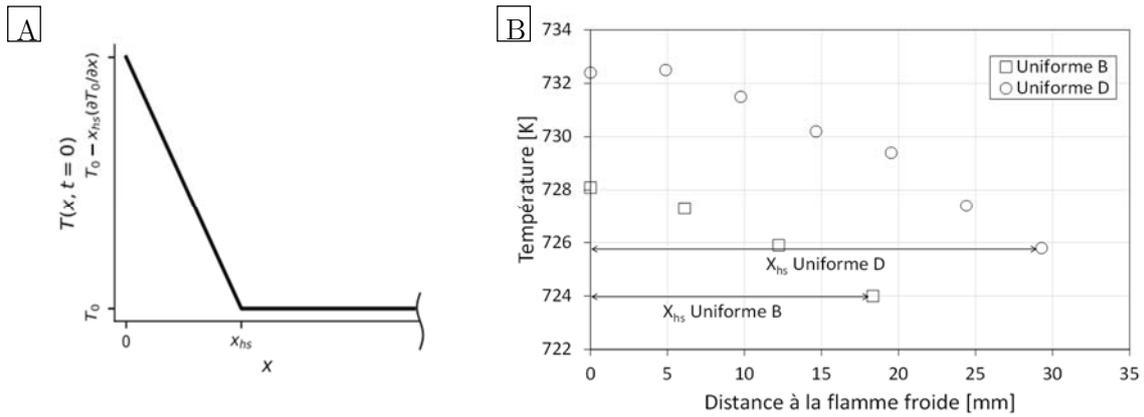


Figure 4-20 (A) Évolution de la température dans le noyau chaud pour la configuration numérique étudiée par Zander et al. [147] et (B) Évolution de la température dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour deux configurations de chauffes uniformes (B, carrés et D, cercles).

Pour ces configurations, le point  $x = 0$  correspond à la position de la flamme tulipe

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} > 1 \quad (4-4)$$

Pour rappel,  $\tau_e$  correspond au temps de montée en pression dans le volume de fluide lors de l'auto-inflammation, dans le cas d'une combustion adiabatique homogène à volume constant. On peut donc interpréter cette grandeur comme un temps caractéristique de la libération d'énergie dans l'élément de fluide considéré.

Dans ce critère, on peut distinguer deux cas,  $|\Delta\tau_i| < \tau_e$  ou  $|\Delta\tau_i| > \tau_e$ . Dans le premier cas, la différence du délai d'auto-inflammation entre le point chaud et le fluide environnant est plus faible que le temps de dégagement de chaleur d'une tranche. Par conséquent, alors que l'auto-inflammation de la tranche qui brûle n'a pas fini de dégager de l'énergie, la suivante a déjà commencé à brûler. De cette manière, en poussant le raisonnement à l'extrême, toute la chambre va s'auto-enflammer, c'est une explosion thermique (on peut parler aussi d'auto-inflammation en masse). Dans le deuxième cas, une partie du mélange frais s'enflamme complètement (le point chaud ou bien le mélange environnant) avant que l'autre partie n'ait commencé à réagir. Ainsi, plusieurs configurations peuvent apparaître. Si le délai d'auto-inflammation est très long devant le temps de diffusion de la chaleur et des espèces, ces derniers phénomènes piloteront la propagation de la réaction, et on aura donc affaire à une déflagration. Si les délais sont suffisamment courts, les tranches s'auto-enflammeront successivement et on observera alors un front d'auto-inflammations séquentielles. Si les dégagements d'énergie successifs correspondant à chaque tranche de mélange sont suffisamment rapprochés, c'est-à-dire si la vitesse de propagation du front réactif est suffisamment élevée, les ondes de pression induites par l'expansion thermique des gaz brûlés coalescent pour former une onde de choc dans les gaz frais. Le couplage de cette onde de choc avec le front réactif entraîne, dans ces conditions, la formation d'une détonation. On distingue donc quatre réponses possibles du critère, on se situe soit dans un cas non propagatif (explosion thermique) soit dans un cas propagatif (déflagration, auto-inflammation séquentielle ou détonation notamment).

L'objectif de ce paragraphe est dans un premier temps, de valider ce critère numérique, qui repose sur des calculs d'auto-inflammation 0D, à l'aide des résultats expérimentaux obtenus. Il sera modifié dans un second temps pour développer un critère de transition vers la détonation. Cette validation passe par l'adaptation des paramètres d'influence du critère de Zander et al. [147],  $\Delta\tau_i$  et  $\tau_e$ . Le profil de température dans les gaz frais considéré par ce groupe d'auteurs est différent de celui utilisé dans cette étude (Figure 4-20-A). Il n'y a généralement pas de zone parfaitement homogène du point de vue thermique dans notre cas, et la distribution de température utilisée est considérée comme un point chaud de la taille des gaz frais restants (Figure 4-20-B) au moment de l'apparition de la flamme froide. On considèrera  $\Delta\tau_i$  comme la différence de délai entre les températures minimales et maximales au sein du mélange imbrûlé, i.e. dans le « point chaud » expérimental (équation (4-5)). Il faut noter que, contrairement à Zander et al., il n'y a pas de comportement NTC dans les conditions de l'étude.

$$\Delta\tau_i = \tau_i(T_{max}) - \tau_i(T_{min}) \quad (4-5)$$

On suit l'approche définie dans [147], où le calcul des délais d'auto-inflammation se fait en se plaçant directement dans les conditions de température et de pression désirées et en relevant le temps mis par le mélange pour s'enflammer. Pour simplifier le calcul, on ne considère pas l'historique de compression. Le temps d'excitation chimique  $\tau_e$  est défini comme le temps de montée en température pendant l'auto-inflammation. Dans le cas de l'étude, il correspond au temps nécessaire pour passer de la température d'apparition du MHR  $T_2 \approx 1100$  K à la température à l'équilibre  $T_{eq} \approx 2900$  K.

En considérant les distributions de température au moment de l'apparition de la flamme froide dans la chambre, le critère de Zander et al. a été calculé pour les deux séries d'essais Exp1 et Exp2. Pour ce faire, la température maximale et la température minimale dans les gaz frais à  $t_1$  doivent être calculées. Une compression isentropique du mélange jusqu'à la pression d'apparition de la flamme froide  $P_1$  est réalisée à partir de la distribution initiale de température dans la chambre (Figure 2-23-A). Puis, connaissant la masse des gaz frais restante à  $t_1$  et leur densité, le volume et donc la hauteur de gaz frais dans la chambre sont calculés. Le calcul de la fraction massique de gaz frais résiduels est détaillé en Annexe M. La Table 4-4 présente les résultats des calculs des températures maximales et minimales dans la chambre à l'instant d'apparition de la flamme froide.

Essais	$m_{gf}$ (g)	$T_{max}$ (K)	$T_{min}$ (K)	$\tau_{imax}$ (ms)	$\tau_{imin}$ (ms)
604 (Exp1)	0.25	730.3	725.9	3.291	3.526
605 (Exp1)	0.279	730.9	726.8	3.256	3.470
606 (Exp1)	0.211	732.4	729.7	3.169	3.301
607 (Exp1)	0.296	734.1	730	3.061	3.256
608 (Exp1)	0.273	732.2	728.2	3.215	3.418
619 (Exp2)	0.195	715.7	711.5	4.469	4.821
620 (Exp2)	0.155	712.3	705.5	4.682	5.325
621 (Exp2)	0.175	711.1	704.4	4.834	5.509
622 (Exp2)	0.163	711.2	704.4	4.840	5.509
623 (Exp2)	0.157	713.5	706.7	4.598	5.222

Table 4-4 Calcul de la température maximale et de la température moyenne dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide

La Table 4-5 résume, quant à elle, les calculs réalisés pour l'ensemble des essais ainsi que les valeurs moyennes relevées. Le calcul  $\tau_e$  est arbitrairement réalisé à partir du calcul d'auto-inflammation du mélange placé dans les conditions de température minimale de chaque essai.

Essais	$\tau_e$ [ms]	$ \Delta\tau_i $ [ms]	$ \Delta\tau_i /\tau_e$	Cas attendu	Transition observée
604 (Exp1)	0.020	0.238	11.9	Propagatif	Détonation
605 (Exp1)	0.020	0.214	10.7	Propagatif	Détonation
606 (Exp1)	0.020	0.132	6.6	Propagatif	Détonation
607 (Exp1)	0.018	0.195	9.75	Propagatif	Détonation
608 (Exp1)	0.020	0.203	10.15	Propagatif	Détonation
619 (Exp2)	0.023	0.352	15.3	Propagatif	Auto-inflammation
620 (Exp2)	0.020	0.643	32.2	Propagatif	Auto-inflammation
621 (Exp2)	0.021	0.675	32.1	Propagatif	Auto-inflammation
622 (Exp2)	0.021	0.669	31.9	Propagatif	Auto-inflammation
623 (Exp2)	0.020	0.614	31.2	Propagatif	Auto-inflammation
<b>Exp1</b>	<b>0.020</b>	<b>0.196</b>	<b>9.82</b>	<b>Propagatif</b>	<b>Détonation</b>
<b>Exp2</b>	<b>0.021</b>	<b>0.591</b>	<b>28.5</b>	<b>Propagatif</b>	<b>Auto-inflammation subsonique</b>

Table 4-5 Vérification du critère de Zander et al. [147] de transition vers la détonation et comparaison avec les transitions observées dans la chambre

Tout d'abord, d'après les visualisation strioscopiques, l'ensemble des essais étudiés présentent un comportement propagatif (auto-inflammation séquentielle ou détonation). Le calcul au moyen du critère de Zander est donc consistant avec les observations. D'après la Table 4-5, ce critère est donc validé sur l'ensemble des essais réalisés concernant le point thermodynamique  $F_1$ .

L'analyse plus précise des différentes valeurs calculées permet ensuite de faire une distinction entre les essais de DAIT et ceux de DAIDT. Une valeur seuil  $\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} \Big|_{\text{limite}} = \alpha = 12 \text{ à } 15$  semble séparer les deux chemins de transition. L'existence de ce seuil résulte de plusieurs points :

- On notera d'abord que la variation du temps d'excitation chimique reste mineure au vue du pas de temps de calcul utilisé (1  $\mu$ s)
- Ensuite, la variation des délais d'auto-inflammation calculés entre le point le plus chaud et le plus froid dans les gaz frais est en moyenne plus faible dans les cas de DAIDT.

Les valeurs moyennes obtenues lors du calcul du critère de Zander montrent qu'il est possible d'étendre ce critère pour différencier les modes de combustion propagatifs (déflagration, auto-inflammation séquentielle et détonation).

Il faut donc déterminer une valeur numérique  $\alpha$  telle que  $\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} > \alpha$  implique que seule une auto-inflammation ou une déflagration puisse se propager dans la chambre et que  $\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} < \alpha$  traduise la formation et la propagation d'une détonation dans la chambre.

Dans les conditions d'essai étudiées, en considérant que le front de MHR se propage dans l'ensemble des gaz frais, une première valeur empirique de  $\alpha$  est déterminée, au-dessous de laquelle une détonation peut être observée. Elle sera notée  $\alpha_1 = 12$ . Ainsi, avec ce critère, en réalisant les calculs d'auto-inflammation pour deux valeurs de température dans la chambre, si  $\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} < \alpha_1$  alors la formation d'une détonation est possible dans les gaz frais<sup>29</sup>.

En considérant une longueur de propagation  $h$ , la vitesse de propagation  $U_{MHR}$  définie par l'équation (4-6) est déterminée. Cette longueur peut être soit globale, si  $h$  représente la hauteur des gaz frais  $h_{global}$  au moment de l'apparition de la flamme froide, soit locale en considérant une partie du profil de température et le gradient associé  $h$  représentant alors la distance entre deux points du profil de température considéré (noté  $h_{local}$ ). Compte tenu de l'importance des aspects locaux dans les processus de transition de régimes de combustion, une approche locale est retenue, et on fait le choix de considérer la différence de délai  $|\Delta\tau_i|$  entre deux positions successives dans les gaz frais, notées I et II. Les approches globales et locales sont décrites dans la Figure 4-21.

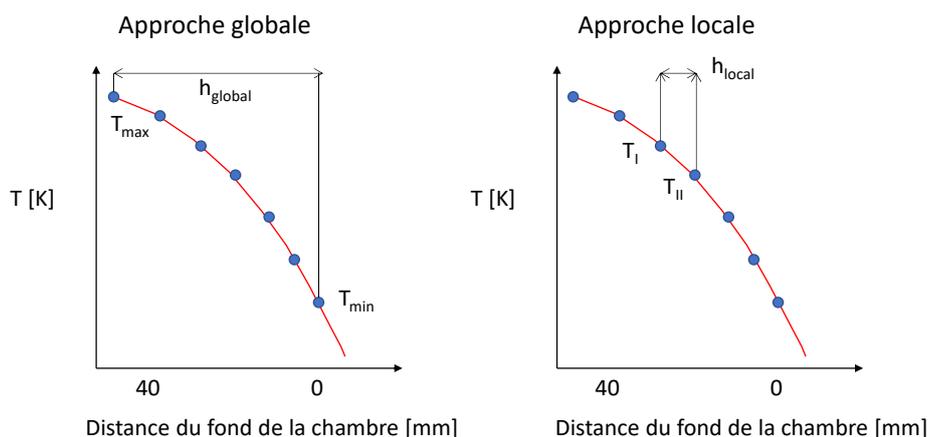


Figure 4-21 Description schématique des températures et des hauteurs considérées lors du calcul du seuil  $\alpha$  pour le critère de Zander et al. avec les approches globales et locales

<sup>29</sup> Ce critère empirique donne déjà 90 % de résultats en adéquation avec les observations.

$$U_{MHR} = \frac{h}{|\Delta\tau_i|} \quad (4-6)$$

La vitesse de propagation du front de MHR peut, si elle est suffisamment rapide, générer localement des ondes de pression d'amplitude importante. Pour cela, la vitesse de propagation de ce front doit dépasser un certain Mach (considérons ici la valeur de 0.25 [97]). Deux cas de propagation peuvent donc être distingués, le premier pour  $U_{MHR} < 0.25 a$ , et le second pour  $U_{MHR} > 0.25 a$  (où  $a$  désigne la vitesse du son). Dans le premier cas, le front se déplacera dans un écoulement peu compressible et son évolution ne dépendra que du gradient de température et de l'historique de compression. Le chemin de transition DAIT sera donc favorisé. Dans le deuxième cas, la propagation plus rapide du front provoque des effets de compressibilité, la génération et la coalescence d'ondes de pression (si le temps restant avant la fin de combustion le permet) qui implique une homogénéisation de la température et donc une diminution du gradient thermique dans la chambre. En conséquence, une accélération du front de MHR jusqu'à des vitesses proches de la vitesse du son pourra être observée, favorisant la formation d'une détonation. Ce critère correspond à l'inverse d'une des variables de Bradley  $\xi_u = a/U_{MHR} = 1/0.25 = 4$ . Il est homogène à l'inverse d'un nombre de Mach. Comparée aux valeurs de  $\xi_u$  possibles mises en évidence sur la Figure 1-25, dans le cas de valeurs faibles de  $\epsilon$ , cette valeur positionne cette étude à l'interface entre l'auto-inflammation subsonique, la détonation et l'explosion thermique. Cela implique également qu'il faut nécessairement utiliser deux critères pour traiter du problème de transition vers la détonation, un critère de vitesse de propagation et un critère de confinement inertiel Ce n'était en revanche pas nécessaire pour faire la différence entre un front propagatif et une explosion thermique (dans ce cas, seul  $\xi_l$  suffit). Pour l'ensemble de cette étude, on considérera un confinement chimique faible ( $\epsilon < 10$ ).

On définit donc une constante  $M_L$  représentant le Mach limite (précédemment pris égal à 0.25) à partir duquel les effets de compressibilité peuvent apparaître dans la chambre. Or on a :

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} = \frac{|\Delta\tau_i|}{h} \frac{h}{\tau_e} = \frac{h}{U_{MHR} \tau_e}$$

Avec  $h$  la distance entre les points de mesure de délai d'auto-inflammation,  $a$  la vitesse du son dans les gaz frais,  $\tau_e$  le temps d'excitation chimique. Le critère de Zander et al. modifié suit donc les équations (4-7) et (4-8) :

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} < \frac{h}{M_L a \tau_e} \rightarrow \text{DAIDT possible} \quad (4-7)$$

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} > \frac{h}{M_L a \tau_e} \rightarrow \text{DAIDT impossible} \quad (4-8)$$

Où  $M_L$  est la valeur de Mach à partir de laquelle les effets de compressibilité peuvent mener à une transition vers la détonation. Cette valeur de mach limite est liée au formalisme de Bradley, elle correspond à  $M_L = 1/\xi_u$ . A la différence de  $\alpha$ , ce critère est local. Aussi, il dépend donc des points de mesure considérés (et du pas spatial  $h$  choisi). Pour vérifier ce nouveau critère expérimental, on considère deux points de mesure successifs définissant le gradient thermique le

plus faible. De la sorte, la phase de vitesse maximale est prise en compte pour la comparaison avec  $M_L$ . Compte tenu des gradients mesurés dans les gaz frais dans les conditions étudiées, cela correspond, pour la plupart des cas évoqués dans ce chapitre, aux premiers instants de propagation de l'auto-inflammation. En considérant  $M_L = 0.25$ , le critère de transition vers la détonation est donc  $\alpha_{\text{local}} = |\Delta\tau_i|/\tau_e < 2.17$  en considérant une différence de hauteur entre deux points de mesures  $h$  de 5 mm. Pour rappel, la vitesse du son dans cette configuration est égale à  $a = 570 \text{ m.s}^{-1}$  et le temps d'excitation chimique vaut  $\tau_e = 20 \mu\text{s}$ .

La Table 4-6 présente les calculs réalisés pour tester ce nouveau critère local de transition vers la détonation. On compare la valeur de  $\Delta\tau_i/\tau_e$  obtenue avec la valeur 2.17 correspondant à un nombre de Mach limite de 0.25 pour déterminer la transition attendue.

Essais	$T_I$ (K)	$T_{II}$ (K)	$\tau_I$ (ms)	$\tau_{II}$ (ms)	$ \Delta\tau_i /\tau_e$	Transition attendue	Transition observée
<b>604 (Exp1)</b>	730.3	729.5	3.291	3.331	2	Détonation	Détonation
<b>605 (Exp1)</b>	729.5	728.7	3.326	3.368	2.1	Détonation	Détonation
<b>606 (Exp1)</b>	732.4	731.6	3.169	3.207	1.9	Détonation	Détonation
<b>607 (Exp1)</b>	732.8	731.9	3.12	3.163	2.15	Détonation	Détonation
<b>608 (Exp1)</b>	730.9	730.1	3.279	3.319	2	Détonation	Détonation
<b>619 (Exp2)</b>	715.7	714	4.469	4.606	6	Auto- inflammation	Auto- inflammation
<b>620 (Exp2)</b>	712.3	709.7	4.682	4.913	11.6	Auto- inflammation	Auto- inflammation
<b>621 (Exp2)</b>	711.1	708.6	4.834	5.067	11.1	Auto- inflammation	Auto- inflammation
<b>622 (Exp2)</b>	711.2	708.7	4.840	5.071	12.2	Auto- inflammation	Auto- inflammation
<b>623 (Exp2)</b>	713.5	711	4.598	4.814	10.8	Auto- inflammation	Auto- inflammation
<b><u>Exp1</u></b>					<b>2</b>	<b>Détonation</b>	<b>Détonation</b>
<b><u>Exp2</u></b>					<b>10.3</b>	<b>Auto- inflammation</b>	<b>Auto- inflammation</b>

Table 4-6 Vérification du critère de transition vers la détonation déduit à partir du critère de Zander et al. [147]

L'ensemble des essais pour chaque série d'expériences (Exp1 et Exp2) ont été traités vis à vis de ce critère de transition vers la détonation. L'intégralité des DAIDT observées admettent une valeur de  $\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} < 2.17$  et inversement lorsqu'une DAIT est observée. Dans ces conditions d'essais, la valeur arbitraire de 0.25 prise pour  $M_L$  semble pertinente compte tenu des résultats observés.

On peut également considérer une autre limite, entre l'auto-inflammation et la déflagration. En effet, dans le cas où l'auto-inflammation séquentielle générerait un front d'auto-inflammation plus lent que le déflagration (dans notre cas on peut considérer une vitesse de propagation de la déflagration de l'ordre de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ ), les effets de diffusion thermique et d'espèces deviennent prépondérant et l'auto-inflammation séquentielle transite en déflagration.

On peut ainsi considérer une variante du critère de transition vers la détonation adapté cette fois à la transition vers la déflagration :

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} > A = \frac{h}{U_{\text{déflagration}}\tau_e} \rightarrow \textit{transition vers la déflagration} \quad (4-9)$$

Avec  $U_{\text{déflagration}}$ , la vitesse de propagation apparente de la déflagration dans la chambre.

Pour les conditions étudiées précédemment, on trouve  $A = 25$ .

Par l'intermédiaire du critère de transition vers la détonation, on confirme que les transitions de régime de combustion, notamment celles entre l'auto-inflammation et la détonation, sont directement liées au gradient de température dans la chambre et aux effets de compressibilité induits par la propagation rapide d'un front réactif dans la chambre. Le premier critère sera étudié plus précisément dans le chapitre 5 en changeant la distribution de température pour générer un gradient thermique donné. Le second paramètre sera quant à lui évoqué dans le paragraphe suivant qui traite de l'observation de phénomènes de compressibilité dans la chambre pendant la propagation des fronts réactifs. Une étude numérique approfondie avec l'utilisation d'un code 1D compressible est nécessaire pour analyser plus finement l'influence de ces effets de compressibilité sur le gradient thermique. Cette étude n'a pas pu être réalisée pendant ces travaux de thèse.

#### **4.2.4 Facteurs de transition vers la détonation pour d'autres conditions d'essais**

Cette partie est focalisée sur l'observation de la propagation d'ondes de pression pendant la propagation du MHR dans les gaz frais. L'observation de ces ondes de compression est plus délicate encore que l'observation de la flamme froide. Aussi, la méthode de flot optique (Annexe J) sera utilisée pour visualiser la dynamique de propagation<sup>30</sup> de ces ondes de pression.

##### *Effets de compressibilité pendant la propagation du MHR dans la chambre*

Sur certains essais réalisés (environ 20% des essais) à haute pression initiale ( $P_0 = 3$  bar) et pour une température initiale élevée ( $T_0 > 445$  K), la génération d'onde de pression devant le front de MHR est observable.

Cependant leur mise en évidence reste délicate, aussi, on utilise la méthode de flot optique pour détecter la propagation et la réflexion de ces ondes sur les parois de la chambre. Les images de strioscopies, ainsi que les résultats du traitement sont reportés sur la Figure 4-22. Les images où l'on détecte des ondes de pression ont un rapport signal sur bruit extrêmement faible, et la méthode de flot optique atteint aussi ses limites. Sur cette figure, l'apparition et la propagation des ondes de pression se fait à partir de  $t_2 + 18 \mu\text{s}$  où une zone de vitesse plus élevée devant le

---

<sup>30</sup> Ces ondes de pression ne sont en effet visibles que parce qu'elles se déplacent. Un film permet de les faire apparaître facilement, ainsi la méthode de warping d'image semble la plus à même de mettre en évidence ce phénomène.

front réactif est observable. Cette zone est entourée en jaune sur la figure pour faciliter l'identification. La propagation d'une onde acoustique devant le front de MHR a donc été mise en évidence. L'algorithme de flot optique utilisé indique que cette onde se propage à la vitesse du son dans les gaz frais soit environ  $500 \text{ m.s}^{-1}$  dans les conditions de température rencontrées.

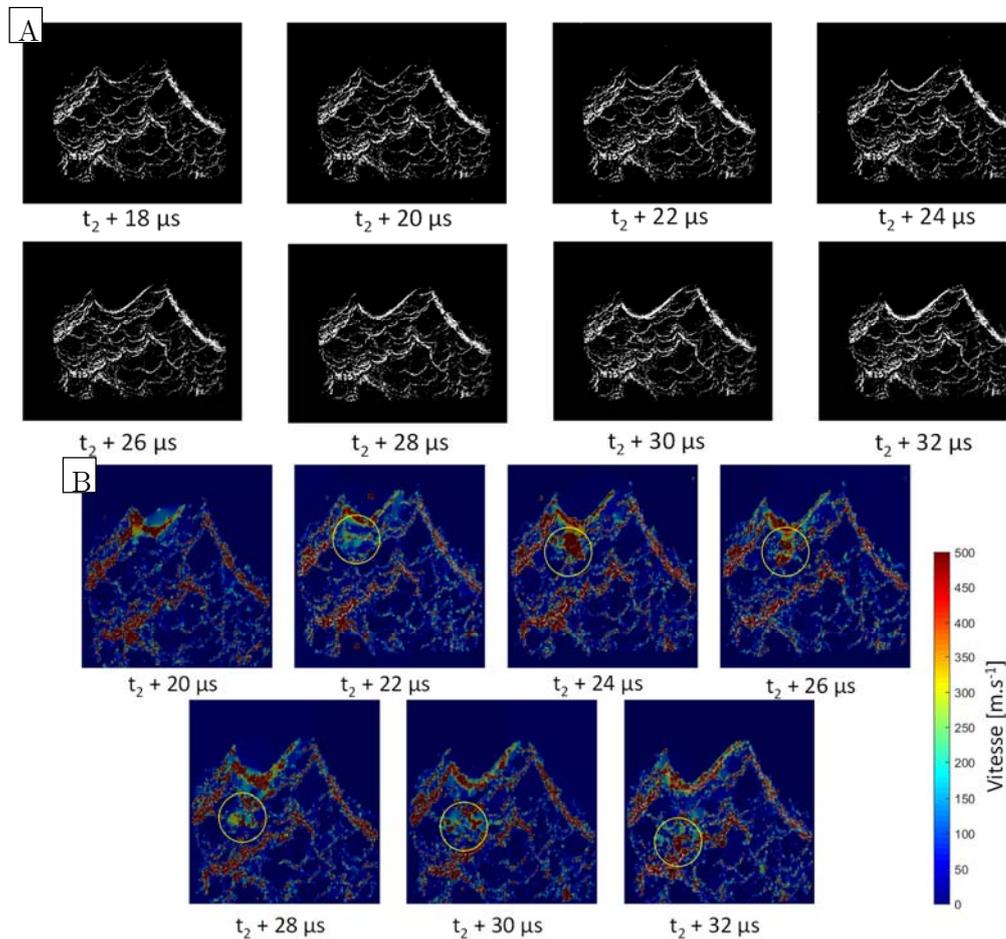


Figure 4-22 Visualisation par (A) strioscopie (B) warping d'image de la propagation d'ondes de pression dans les gaz frais pendant la propagation du MHR dans les gaz frais pour un mélange stœchiométrique  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  pour une configuration de chauffe Uniforme D et à  $P_0 = 3 \text{ bar}$

Pour expliquer l'influence des effets de compressibilité (ondes acoustique, de pression ou de choc) dans les gaz frais il est donc nécessaire de regarder les temps caractéristiques des différents phénomènes (propagation du front réactif et équilibre local de pression) afin d'identifier si une interaction entre les deux est possible ou non. On étudie ici le cas où le front d'auto-inflammation se propage initialement à vitesse subsonique. On s'intéresse aussi au cas où le confinement inertiel est faible (le temps d'excitation chimique  $\tau_c$  est plus grand que le temps nécessaire à une onde acoustique pour quitter le noyau  $\epsilon < 4$  environ). On rappelle que, dans notre configuration expérimentale, le profil de température longitudinal dans les gaz frais est monotone et, aux températures étudiées, l'auto-inflammation a un comportement PTC.

Si le temps de propagation du front réactif est plus long que le temps d'homogénéisation local de la pression, alors le front se propage dans un milieu à pression constant localement, les ondes de pression générées étant de faible amplitudes. Inversement, si le temps de propagation du front

réactif est court devant de temps d'homogénéisation locale de la pression, le front réactif va générer des ondes de pression d'amplitudes proportionnellement plus intenses qui vont persister dans le temps et dont les effets vont pouvoir interagir avec la dynamique du front réactif.

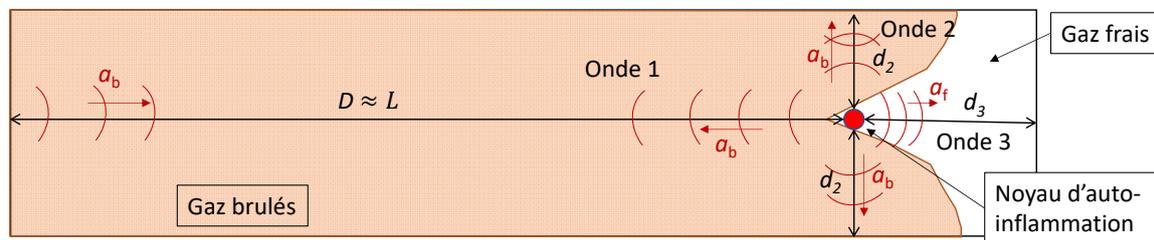


Figure 4-23 Schéma explicatif des différents temps caractéristiques associés à la propagation d'ondes de pression dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide.

La Figure 4-23 présente une représentation schématique de la propagation des ondes acoustiques dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide. On distingue deux longueurs caractéristiques :  $L$  correspondant à la longueur de la chambre sur l'axe longitudinal et  $d$  correspondant à la dimension latérale de la chambre ( $d_2$  représente la distance du noyau d'auto-inflammation à la paroi latérale et  $d_3$  représente la distance du noyau au fond de la chambre). On considèrera qu'à l'instant d'apparition de la flamme froide,  $d_2 = d_3$ . Ce raisonnement sera fait en considérant la propagation des ondes acoustiques dans les gaz brûlés. Comme la vitesse du son y est plus importante que dans les gaz frais, les considérations temporelles développées dans la suite du raisonnement correspondent au « pire cas » rencontrable.

Dans la configuration d'étude, la chambre présente deux distances caractéristiques très différentes, sa longueur (172 mm) et sa largeur (40 mm). Aussi deux temps caractéristiques d'homogénéisation de pression sont à considérer. Le premier est basé sur une homogénéisation transverse de la pression (disparition de l'aspect tridimensionnel des ondes de pression, Figure 4-23 ondes 2 et 3), le second étant lié à la disparition des ondes de pression longitudinales (ondes 1).

Ces deux temps caractéristiques sont identifiables sur les courbes de pressions de la Figure 3-21 et de la Figure 4-11 qui mettent en évidence simultanément des oscillations de pression après chaque pic de pression intense (pics liés aux propagations d'ondes longitudinales) et la fréquence de ces pics (caractéristique de la propagation des ondes longitudinales). Les oscillations de pression incluent la mise en résonance du capteur et les réflexions d'ondes de pression transverses. L'étude de l'amortissement de ces oscillations permet d'avoir un temps caractéristique d'homogénéisation transverse de la pression ( $\tau_{\text{pres.}}$ ). Il est donc de l'ordre de 130  $\mu\text{s}$ . Sachant que les ondes de pression se propagent à la vitesse du son, on peut déterminer la distance caractéristique  $d_{\text{amortissement}}$  associée à cette homogénéisation de pression (multi-réflexions transverses des ondes générées). En prenant comme vitesse du son celle des gaz brûlés ( $a_b \sim 1000 \text{ m/s}$ ) on maximise cette distance caractéristique  $d_{\text{amortissement}}$  qui s'exprime alors :

$$d_{\text{amortissement}} = a_b \cdot \tau_{\text{pres}} \quad (4-10)$$

Soit une distance caractéristique de l'ordre de 130 mm pour un temps caractéristique de 130  $\mu\text{s}$ . Le temps caractéristique d'une réflexion transverse est quant à lui bien plus court ( $1/a_b \sim 0.02\text{m}/1000\text{m/s} = 20\mu\text{s}$ )

Pour ce qui est de l'homogénéisation de la pression sur la totalité de la chambre, il est également nécessaire de prendre en compte les ondes longitudinales. Le temps caractéristique d'amortissement, identifiable sur la Figure 4-11, est dans ce cas de l'ordre de 2 ms (trois ou quatre aller-retours). Ce qui correspond à une distance caractéristique d'environ de 2 m. Cependant, le temps caractéristique lié à la réflexion des ondes de pression est bien plus faible (environ 400 $\mu\text{s}$  d'après la Figure 4-11, soit  $\sim 2D/a_b$ ).

Pour ce qui est du temps caractéristique de propagation du front réactif, il est directement dépendant de la distance lui restant à parcourir avant d'atteindre la paroi. S'il se propage à la vitesse 'constante'  $V_{FR}$  et se situe à la distance  $d$  de la paroi, le temps caractéristique de propagation est donc donné par le rapport :

$$\tau_{FR} = d/V_{FR} \quad (4-11)$$

Ainsi si le front réactif se situe à 20 mm ( $d_2$ ) de la paroi et s'il se déplace à une vitesse de 100 m/s, son temps caractéristique de propagation est d'environ 200  $\mu\text{s}$ .

De cette analyse il paraît donc évident que :

- 1) Compte tenu du faible temps caractéristique de propagation d'un front d'auto-inflammation (environ 200  $\mu\text{s}$ ), les ondes de pression n'ont pas le temps de s'amortir et donc le champ de pression n'a pas le temps de redevenir spatialement homogène (temps caractéristique de 2 ms).
- 2) Si le temps de propagation du front est petit devant celui d'une réflexion d'une onde longitudinale  $\tau_{FR} < 2L/a_b$  (vitesse du front d'auto-inflammation importante ou front proche de la paroi), il ne peut pas y avoir couplage avec les ondes de pression longitudinales
- 3) Si le temps de propagation du front est petit devant le temps d'amortissement de la pression locale par les ondes transverses, il peut y avoir couplage des effets de pression avec la propagation du front.
- 4) Si le temps de propagation du front réactif est plus petit que le temps de réflexion des ondes transverse, il ne peut y avoir couplage. Dans ce cas le front réactif peut être supersonique et, compte tenu de l'hypothèse de confinement inertiel, il est sonique  $V_{FR} = a$ .

Compte tenu de la longueur de la chambre et de la position de la formation du front s'auto-allumage, nous n'avons pas ici de couplage possible entre les ondes longitudinales et le front réactif (remarque 2 ci-dessus). Aussi, le critère de couplage résulte de la remarque 3. Le temps

de propagation du front est plus petit que le temps d'homogénéisation transverse de la pression. Ce qui se traduit par :

$$\tau_{FR} = \frac{d}{V_{FR}} < \tau_{pres} = \frac{d_{\text{amortissement}}}{a_b} \quad (4-12)$$

Cette inégalité se traduit donc :

$$M_L = \frac{V_{FR}}{a_b} > \frac{d}{d_{\text{amortissement}}} = \frac{20}{130} \approx 0.15 \quad (4-13)$$

Cette valeur est un ordre de grandeur qui est tout à fait compatible avec la valeur de  $Ml=0.20$  constaté expérimentalement.

La propagation rapide du MHR (à une vitesse supérieure au nombre de Mach critique :  $M_c = 0.15$ ) entraîne donc la propagation d'ondes de pression d'amplitude non négligeable devant le front, qui va diminuer le gradient de temps d'induction de l'auto-inflammation dans les gaz frais devant le front, et donc accélérer ce dernier. La propagation de ces ondes de pression va également permettre un couplage potentiel front réactif/choc nécessaire à la transition vers la détonation, les temps caractéristiques étant compatibles pour assurer ce couplage.

On notera qu'une compression relativement modérée pourrait suffire à affecter la transition puisque le mélange comprimé est sur le point de s'auto-enflammer (effet d'historique de compression). Dans ce cas, ce ne serait pas l'accélération du front de MHR en elle-même qui provoquerait la transition vers la détonation mais potentiellement la propagation et la réflexion d'ondes de pression dans les gaz frais.

Dans ce chapitre, l'ensemble des facteurs et des mécanismes de transition vers la détonation ont été investigués autour de conditions thermodynamiques resserrées ( $F_1$ ). Le critère de transition vers la détonation, développé à partir du critère de Zander, de même que l'utilisation du diagramme de Bradley, ont été utilisés pour prédire le comportement des essais dans les conditions  $F_1$ . Dans la suite de ce chapitre, les différentes méthodes de prédiction de transition vers la détonation seront utilisées sur l'ensemble des essais décrits dans l'étude paramétrique. Une comparaison statistique des différentes méthodes sera ensuite réalisée pour évaluer la pertinence des différents critères développés et utilisés.

#### **4.2.5 Conclusions partielles**

Dans cette partie, différents facteurs de transition vers la détonation sont répertoriés pour différentes conditions thermodynamiques initiales d'essais. Un mécanisme de transition est également mis en évidence et un critère de prédiction de l'apparition de la détonation est développé.

Plus précisément, l'étude des essais appartenant au point thermodynamique  $F_1$  a permis de mettre en évidence un facteur de transition vers la détonation : le rapport de compression subi par les gaz frais  $\Gamma$  au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ). Pour ce paramètre,

trois zones de réactivité sont mises en évidence, la première pour laquelle aucune transition vers la détonation n'est possible ( $\Gamma > 72\%$ ), la seconde pour laquelle une DAIDT est systématiquement observée ( $\Gamma < 68\%$ ). La troisième correspond à une zone de stochasticité liée à une forte sensibilité de la transition vers la détonation aux conditions initiales. Il a également été mis en avant expérimentalement que l'observation d'ondes de pression dans les gaz frais pendant la propagation de la flamme froide et/ou du front de MHR était associée à une DAIDT.

La mesure de la vitesse de propagation du front de MHR pour chaque ensemble d'essais (Exp1 et Exp2) a mis en évidence un mécanisme de transition vers la détonation. En effet, dans le cas d'une DAIDT (Exp1) le front de MHR accélère jusqu'à atteindre une vitesse proche de la vitesse du son dans les gaz frais. Ce n'est pas le cas pour l'ensemble d'essais Exp2 et un calcul numérique prenant en compte l'historique de compression mais pas les effets de compressibilité a montré que ces derniers avaient probablement une très forte influence sur le mécanisme d'accélération du front de MHR. Cette dernière est liée au gradient spatial de température dans les gaz frais pendant la propagation du front de MHR. On se réfèrera aux différentes études de Bradley et al.

Enfin, un critère local de transition vers la détonation a été développé à partir du critère global décrit par Zander et al. différenciant les transitions de régimes de combustion vers des modes de combustion propagatif (déflagration, auto-inflammation séquentielle et détonation) et vers des modes de combustion non propagatifs (explosion thermique). Le lien entre le critère de Zander et al. et le formalisme de Bradley a tout d'abord été mis en évidence.

Le critère de Zander et al. est étendu pour prendre en compte la transition vers la détonation en s'appuyant sur une notion locale de compressibilité ( $a.M_L$ ) au passage du front de MHR qui engendre la formation d'ondes de pression plus intenses et favorise de facto la transition vers la détonation. Ce critère a été testé pour l'état thermodynamique  $F_1$  en utilisant un nombre de Mach limite  $M_L = 0.25$  et semble en mesure de prédire les transitions vers la détonation. Sur la base d'une approche phénoménologique, une valeur plus théorique de ce nombre de Mach limite a également été établi à 0.15.

La suite de ce chapitre sera dédiée à la validation du critère de transition vers la détonation et du formalisme de Bradley pour l'ensemble des conditions thermodynamiques initiales considérées au cours de ces travaux.

### 4.3 Prédiction de la transition vers la détonation sur l'ensemble des essais

Dans cette partie, les critères développés dans la partie précédente sont utilisés sur l'ensemble des essais de l'étude paramétrique. Une étude statistique est ensuite réalisée pour comparer le critère de transition vers la détonation, établi dans cette étude, avec celui de Bradley. Dans un premier temps, l'ensemble des essais de l'étude paramétrique seront positionnés sur le diagramme  $(\xi, \epsilon)$  de Bradley. Les limites des zones de transition  $\xi_l$  et  $\xi_u$  entre respectivement la zone d'auto-inflammation supersonique et la zone de détonation et entre la zone de détonation et la zone d'auto-inflammation subsonique seront discutées. Dans une deuxième partie, le critère de transition vers la détonation, développé à partir du critère de Zander, sera appliqué sur l'ensemble des essais pour être comparé à la méthode de Bradley.

#### 4.3.1 Analyse via le diagramme de Bradley

##### Rappel de la méthode

Dans un premier temps, les conditions d'apparition de l'auto-inflammation (conditions d'apparition de la flamme froide) doivent être traduites en termes de coefficient de Bradley  $(\xi, \epsilon)$  définis par les équations (4-2) et (4-3).

Pour définir la vitesse de propagation du front de MHR,  $U_{\text{MHR}}$ , le volume de gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide et la distribution de température dans la hauteur de gaz frais restants sont calculés. On s'intéressera aux premiers instants de l'auto-inflammation car l'historique de compression lié à la propagation de l'auto-inflammation n'est pas prise en compte.  $U_{\text{MHR}}$  est défini comme le rapport entre la hauteur entre les deux premiers points de mesure de température  $h$  et la variation de délai d'auto-inflammation calculée sans historique de compression<sup>31</sup> pour chacune de ces températures. Le temps d'excitation chimique  $\tau_e$  est également relevé pour l'ensemble des essais comme étant le temps de montée en température liée au dégagement de chaleur de l'auto-inflammation. Enfin, le rayon du point chaud  $r_0$  est défini ici comme la hauteur dans les gaz frais correspondant à la distance entre le point le plus chaud ( $T = T_{\text{max}}$ ) et le point où  $T = T_{\text{max}} - 5$  K. Dans le cas où la hauteur de gaz frais restant dans la chambre ne serait pas suffisante pour admettre une telle diminution de température,  $r_0$  correspondra à la hauteur des gaz frais restant à brûler au moment de l'apparition de la flamme froide.

##### Traitement des essais réalisés à la stœchiométrie

Le traitement de l'ensemble des essais réalisés à la stœchiométrie est détaillé en annexe N. La Table 4-7 présente quant à elle les valeurs moyennes sur l'ensemble des essais de l'étude

---

<sup>31</sup> Initialement les diagrammes de Bradley ne prennent pas en compte l'historique de compression tel qu'on l'entend puisque le mélange qu'ils considèrent est déjà dans l'état initial (le combustible n'a pas commencé à se décomposer) au moment du début du calcul.

paramétrique pour chaque couple de pression et de température pour un mélange stœchiométrique. Le pourcentage de DAIDT est également renseigné. Sur l'ensemble des essais où une DAIDT est observée, la valeur de  $\xi$  diminue et se rapproche de 1, valeur correspondant au rapport de la vitesse du front de MHR à la vitesse du son dans les gaz frais. De la même manière, la valeur de  $\epsilon$  augmente car le temps d'excitation chimique diminue et le rayon du noyau chaud augmente. Dans certains cas, la limite avec l'explosion thermique est alors très proche.

$P_0$ (bar)	$T_0$ (K)	% DAIDT	$U_{MHR}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$\tau_e$ (ms)	$\xi_{moy}$	$\xi_{std}$	$\epsilon_{moy}$	$\epsilon_{std}$
<b>3</b>	422	0	32.1	0.025	14.4	0.82	0.82	0.13
<b>3</b>	433	62	88.18	0.022	5.682	1.74	1.16	0.26
<b>3</b>	445	100	59.9	0.021	8.29	2.37	1.22	0.21
<b>3</b>	456	100	98.2	0.02	4.99	1.33	1.83	0.29
<b>2.5</b>	422	0	24.86	0.021	19.3	3.8	1.074	0.05
<b>2.5</b>	433	25	82.84	0.021	5.64	0.63	1.52	0.04
<b>2.5</b>	445	35	59.2	0.021	7.78	0.33	1.86	0.19
<b>2</b>	422	0	16.1	0.023	28.63	0.81	0.39	0.12
<b>2</b>	433	0	63.9	0.025	7.29	0.96	0.64	0.09
<b>2</b>	445	0	93.3	0.025	4.99	0.57	0.95	0.06
<b>2</b>	456	30	428	0.026	3.32	1.95	1.52	0.44

Table 4-7 Calcul des paramètres moyens de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) sur l'ensemble des essais de l'étude paramétrique réalisée à la stœchiométrie. Ils sont basés sur les propriétés du point chaud (défini par  $T_{max} - 5 K \leq T \leq T_{max}$ ) estimées juste avant l'auto-inflammation, sans historique de compression,

On remarque également que pour la distribution de température à  $T_0 = 433$  K et à  $P_0 = 2.5$  et 3 bar, la valeur de vitesse du front de MHR calculées semblent plus élevée que pour les autres distributions. Il est nécessaire d'insister sur le fait que les valeurs, en elles même, ne donnent que peu d'information et que l'évolution temporelle de ces grandeurs restent la plus pertinente (Figure 4-17). En revanche, la distribution des résultats permet de conclure sur l'intérêt d'utiliser le diagramme de Bradley pour caractériser les fronts réactifs obtenus.

La Figure 4-24 présente les différents régimes de combustion atteignables expérimentalement en fonction du couple ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ). Les losanges et les carrés présentent respectivement les conditions d'essais pouvant transiter vers l'auto-inflammation uniquement (DAIT) et les essais transitant vers la détonation (DAIDT observées). L'ensemble des essais est regroupé en deux zones : la première, représentant la péninsule de détonation, et l'autre regroupant la plupart des essais présentant une DAIT (pour  $\epsilon \leq 1$ ). Dans la partie droite du diagramme, dans le cœur de la péninsule de détonation mise en évidence, on peut observer un ensemble de points transitant vers l'auto-inflammation (pour  $\epsilon \approx 1.5$ ). Cette zone regroupe typiquement les essais à  $P_0 = 2$  bar et à haute température initiale ( $T_0 = 456$  K) et ne présente que 30 % de DAIDT. Cette dispersion, inhérente à nos conditions d'essais très proches les unes des autres, montre donc qu'une très légère variation autour de ces conditions peut engendrer une DAIDT ou une DAIT. Au cours

de cette étude, on s'est placé volontairement dans la zone de transition. On peut également tracer pour  $\epsilon > 1.5$  les limites  $\xi_l$  et  $\xi_u$  déterminées par Bates et al. [94] pour des mélanges de n-heptane et d'isooctane. Ces limites correspondent respectivement à la limite entre l'explosion thermique et la détonation, et celle entre la détonation et l'auto-inflammation. On remarque que la zone de recouvrement des transitions de régime mise en évidence expérimentalement se situe à proximité de  $\epsilon = 1.5$  où les limites entre explosion thermique détonation et auto-inflammation n'ont pas été définies.

Par conséquent, on peut conclure que l'utilisation du diagramme de Bradley permet de mettre en évidence les cas extrêmes de transitions vers l'auto-inflammation (DAIT) ou la détonation (DAIDT), mais qu'il existe des effets de dispersion dans certaines zones de transition. Cette dispersion existe dans les résultats de simulation reportés par l'équipe de Bradley dans les diagrammes  $(\xi, \epsilon)$  (Figure 1-19). Le fait que l'évolution temporelle des phénomènes ne soit pas complètement prise en compte, contribue également à la dispersion observée.

Aussi, l'utilisation d'un autre critère de transition vers la détonation est donc envisagée dans la suite de ce chapitre. Il s'agit dans un premier temps de faire un lien entre le critère de Zander et al. et le formalisme de Bradley et al. en suivant le raisonnement suivant :

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e} < 1 \quad (4-14)$$

En multipliant par la grandeur local  $h$ , on obtient :

$$\frac{|\Delta\tau_i|}{h} < \frac{\tau_e}{h} \quad (4-15)$$

En utilisant l'équation (4-6) et en multipliant l'ensemble par  $a$ , la vitesse du son dans les gaz frais, on obtient :

$$\frac{a}{U_{MHR}} < \frac{a\tau_e}{h} \quad (4-16)$$

Le critère de Zander et al., ré-exprimé dans le formalisme de Bradley et al. s'écrit :

$$\xi < \frac{1}{\epsilon} \quad (4-17)$$

Cette limite, entre la transition vers l'explosion thermique et les autres modes de combustion dits propagatifs, est tracé sur la Figure 4-22. On note que l'ensemble des essais réalisés dans cette étude sont situés au-dessus de cette courbe. Ce qui traduit l'aspect propagatif de l'ensemble des phénomènes étudiés.

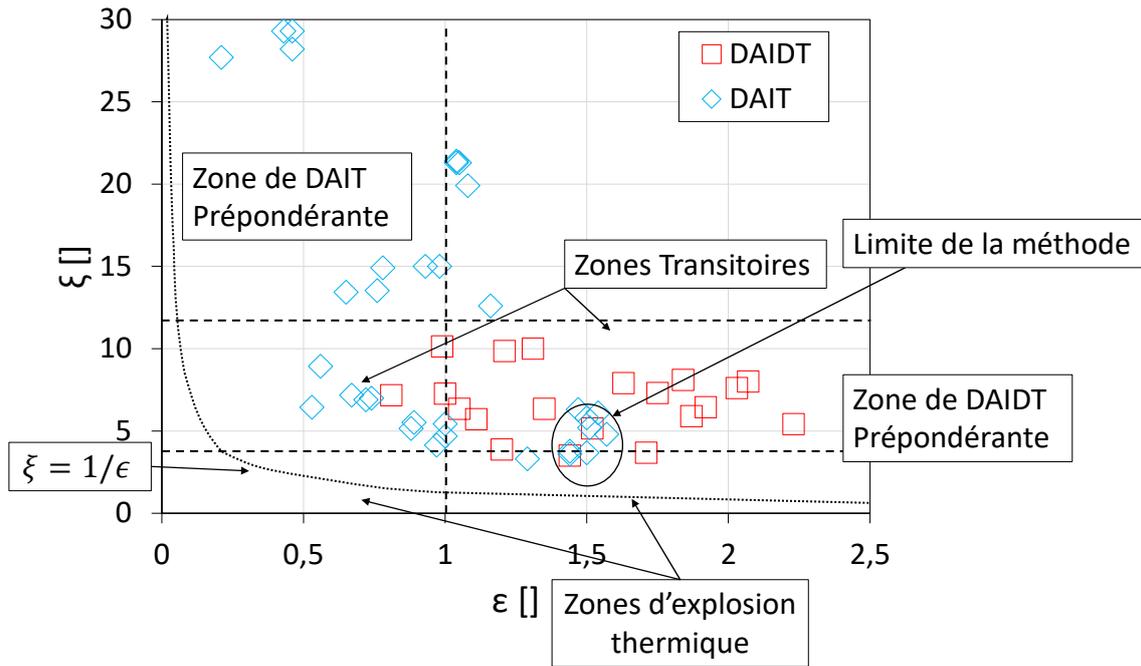


Figure 4-24 Position des couples de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  (bleu : DAIT et rouge : DAIDT)

Traitement des essais en mélange pauvre ( $\phi = 0.7$ )

Les essais réalisés à plus basse richesse ( $\phi = 0.7$ ) sont présentés sur la Figure 4-25 sous le symbole de triangles verts dans le cas d'une DAIT ou de cercles grenats dans le cas d'une DAIDT. Ils ont été superposés aux essais, à la stœchiométrie, étudiés précédemment.

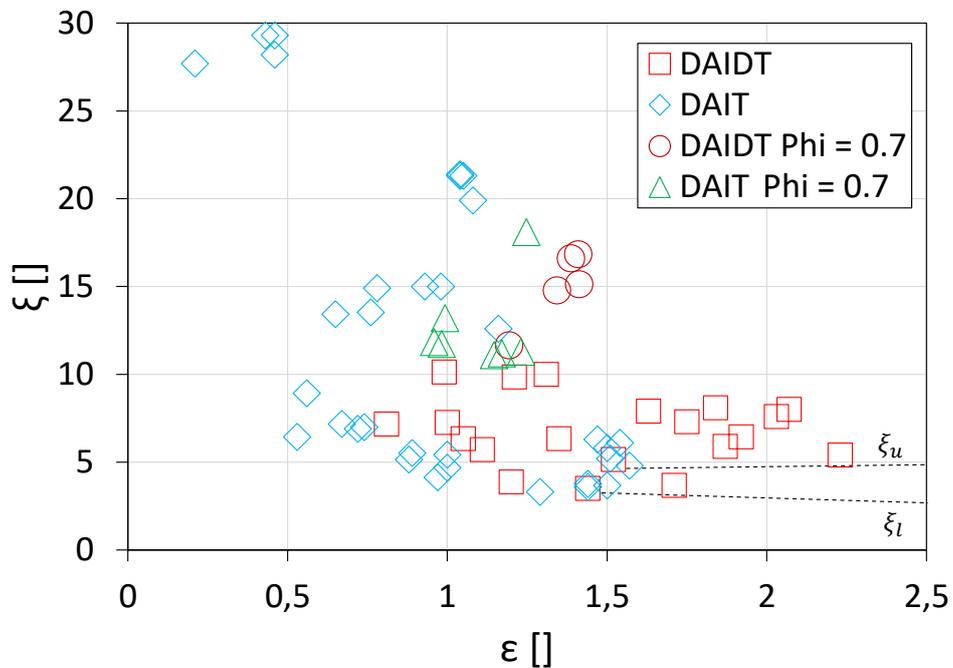


Figure 4-25 Position des couples de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  (losanges bleus : DAIT et carrés rouges : DAIDT) et à richesse 0.7 (triangles verts : DAIT et cercles grenats : DAIDT)

On observe dans un premier temps que la transition vers la détonation à richesse faible est possible même pour des valeurs de  $\xi$  élevées (dans ce cas,  $\xi > 11$ ). Voire même, les valeurs de  $\xi$  obtenues dans le cas d'une DAIT semblent plus faibles que celles obtenues dans celui d'une DAIDT. Pour rappel, la vitesse de propagation du front de MHR, déterminant de facto la valeur de  $\xi$ , est définie à partir de la différence locale de température dans la zone d'apparition du front réactif qui induit une différence de délai d'auto-inflammation.

Il faut aussi rappeler que l'historique de compression lié à la propagation plus lente de la flamme tulipe a un impact important, notamment sur la température des gaz frais au moment de l'apparition des fronts d'auto-inflammation. Comme cet historique n'est pas pris en compte ici pour calculer la valeur de  $\xi$ , liée à la vitesse du front d'auto-inflammation, cela pourrait expliquer la difficulté du critère à prédire les transition vers la détonation. En particulier, dans ces conditions où l'effet de l'historique est plus marqué à cause d'une compression (flamme) plus lente, l'auto-inflammation apparaît donc dans un volume de gaz frais plus important ce qui change notamment le gradient de température considéré pour les calculs. La Figure 4-26 présente deux profils de température au moment de l'apparition de la flamme froide pour la même configuration de chauffe uniforme (ici configuration de chauffe Uniforme D) et pour deux conditions de richesse différentes ( $\phi = 1$  : carrés rouges et  $\phi = 0.7$  : cercles noirs). Comme attendu, on observe que la température dans les gaz frais est plus faible dans le cas du mélange pauvre mais l'auto-inflammation intervient dans un volume de gaz frais plus important soit à une distance plus grande du fond de la chambre induisant donc un temps caractéristique de propagation plus long et donc une intégration sur plus longtemps des effets de compressibilité qui sont instantanément moins intense. On observe également, sur la distribution de température associée au mélange pauvre des zones locales, de très faible gradient de température pouvant entraîner une accélération brusque du front de MHR et potentiellement la transition vers la détonation. Ainsi, si le mécanisme de transition vers la détonation ne dépendait que de l'accélération du front, la présence de cette zone de très faible gradient provoquerait invariablement une transition vers la détonation quelque soient les conditions de température initiales considérées, ce qui n'est pas le cas.

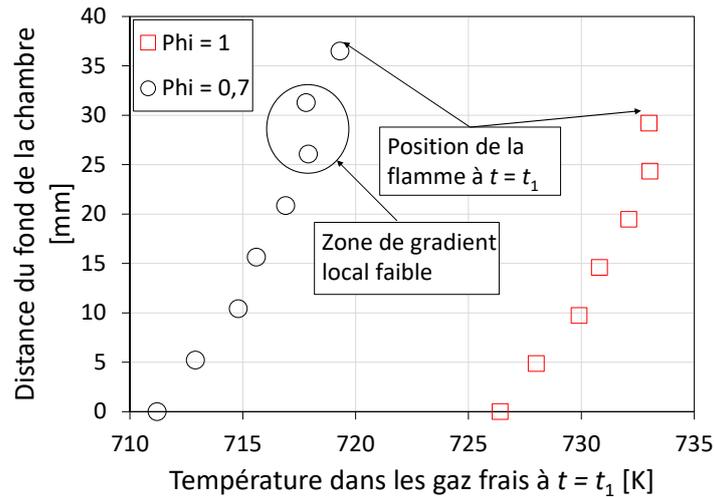


Figure 4-26 Distributions de la température issues de la même configuration de chauffe (Uniforme D) dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour deux richesses différentes ( $\phi = 1$  : carrés rouges, et  $\phi = 0,7$  : cercles noirs)

### 4.3.2 Critère de prédiction de la DAIDT

#### Calculs du critère de DAIDT à la stœchiométrie

Précédemment, un critère local de transition vers la détonation a été développé sur l'ensemble des conditions d'essais  $F_1$  (équations (4-7) et (4-8)). Cet ensemble regroupe deux conditions d'essais particulières, l'une transitant de manière systématique vers une détonation (DAIDT) et l'autre présentant également systématiquement une DAIT. Ce critère de transition s'appuie sur la vitesse de propagation du front de MHR pour des nombres de Mach au-delà desquels les effets de compressibilité ne sont plus négligeables et participent aux transitions. Pour rappel, ce critère est défini par les équations (4-7) et (4-8). La valeur limite  $M_L$  est définie comme la valeur du Mach à partir de laquelle les effets de compressibilité ne sont plus négligeables et avait été choisi égal à 0.15.

Ce critère a donc été appliqué à l'ensemble des essais de l'étude paramétrique réalisés pour un mélange stœchiométrique pour différentes valeurs de  $M_L$  (0.25, 0.2, 0.15 et 0.1). La Table 4-8 présente le pourcentage de transition de régime vers la détonation lorsqu'une DAIDT est observée dans la chambre. Le calcul pour chaque essai est développé en Annexe N pour faciliter la lisibilité du rapport.

	Validation pour $M_L = 0.25$ ( $\alpha_l = -2.17$ )	Validation pour $M_L = 0.2$ ( $\alpha_l = -2.72$ )	Validation pour $M_L = 0.15$ ( $\alpha_l = -3.62$ )	Validation pour $M_L = 0.10$ ( $\alpha_l = -5.43$ )
Pourcentage de DAIDT prédite lors d'une DAIDT	35 %	35 %	70 %	90 %
Pourcentage de DAIDT prédite	29.6 %	37 %	71 %	77.6 %
Pourcentage de DAIDT prédite lors d'une DAIT	26.4 %	38.2 %	69 %	73 %
Pourcentage de DAIDT observé expérimentalement	37 %			

Table 4-8 Analyse de sensibilité du critère de transition vers la détonation à la variable  $M_L$

Pour des valeurs de  $M_L > 0.15$ , le critère de transition vers la détonation n'a pas le rendement nécessaire pour justifier de son utilisation. En effet, seulement 35 % des DAIDT observées (7/20) ne sont prédites par le critère. Ce pourcentage augmente de manière significative (70 % pour  $M_L = 0.15$  et 90 % pour  $M_L = 0.1$ ) lorsque l'on considère que les effets de compressibilité ne sont plus négligeables à partir de Mach 0.15, ce qui corrobore l'analyse phénoménologique réalisée précédemment. La valeur faible de ce nombre de Mach limite provient probablement de la non prise en compte de l'historique de compression, aussi bien issu de la flamme tulipe que de la propagation de l'auto-inflammation. En effet, dans ce cas, la vitesse de propagation du MHR est sous-estimée, et par conséquent le nombre de Mach limite  $M_L$  associé aux effets de compressibilité. En diminuant la valeur de  $M_L$ , la proportion de transition vers la détonation lorsque seule une DAIT est observée dans la chambre augmente (de 26.4 % à 73 %). Compte tenu de la nature fortement stochastique des phénomènes de transition de régime étudiés, les résultats obtenus sont acceptables en terme de précision de la prédiction de la DAIDT. Il existe un compromis entre, prédire au maximum l'apparition de la détonation dans la chambre de combustion, et ne prédire que l'apparition de la détonation dans la chambre. L'objectif de ce travail est de sauvegarder l'intégrité de la chambre de combustion, par conséquent la prédiction maximum de l'apparition de la détonation dans la chambre sera favorisée. Pour une meilleure représentativité des résultats, il faudrait considérer non pas uniquement la vitesse de propagation sur une distance donnée (dans notre cas sur 5 mm) mais également la durée de maintien de cette vitesse de propagation dans la chambre de combustion. Pour rappel, la longueur d'induction de la détonation pour ces conditions d'apparition est d'environ 1  $\mu\text{m}$ . Par conséquent on peut admettre que si un noyau de détonation se forme dans la chambre, il aura suffisamment de temps et d'espace pour se développer (conclusions du chapitre 3) par rapport à au volume de gaz restant dans la chambre au moment de l'apparition de la détonation ( $t = t_3$ ). On peut imaginer que, suivant la distance résiduelle entre le front réactif et la paroi, au moment de la propagation de MHR, la transition

vers la détonation nécessitera une accélération moins importante du MHR dans le cas d'une distance plus grande.

Ainsi, une caractérisation thermique beaucoup plus fine que celle qui a été entreprise pour ces travaux semble nécessaire<sup>32</sup>. Le critère de transition vers la détonation correspondrait donc à une zone dans laquelle une détonation peut se produire dans la chambre.

#### Calculs du critère de DAIDT en mélange pauvre ( $\phi = 0.7$ )

Comme décrit précédemment, des essais de transition de régime à basse richesse ( $\phi = 0.7$ ) ont été réalisés pour trois configurations de chauffe Uniforme (B, C et D). Pour une température moyenne initiale faible dans les gaz frais (Uniforme B,  $T_0 = 433$  K), aucune transition vers la détonation n'est observée. Pour la configuration de chauffe intermédiaire (Uniforme C,  $T_0 = 445$  K), environ 20 % de DAIDT sont observées, on se trouve donc dans la zone de stochasticité importante. Enfin, pour la configuration de chauffe importante (Uniforme D,  $T_0 = 456$  K), la transition vers la détonation est observée quasi-systématiquement (80 % de DAIDT).

Comme cela a été observé précédemment dans l'analyse à basse richesse du diagramme de Bradley, la distribution de température présente une zone de gradient thermique très faible (Figure 4-26) qui va provoquer l'accélération du front et la réduction de la valeur du critère de transition vers la détonation. La Table 4-9 met en évidence que le nombre de Mach limite  $M_l$  développé précédemment n'est pas parfaitement adapté à la prédiction de l'apparition de la détonation dans la chambre pour des richesses faibles.

---

<sup>32</sup> L'utilisation d'un pas de 1 mm pourrait apporter plus d'information mais serait beaucoup trop compliqué à mettre en place expérimentalement. On peut cependant imaginer que la modélisation thermique de la chambre de combustion puisse être faisable. En effet, le positionnement des sources de chaleur (cartouches chauffantes) ainsi que leur puissance sont connus. La température de contrôle sur la surface extérieure de la chambre permet d'avoir une information de flux permettant de remonter à la distribution de température dans la chambre.

Numéro Essai	$M_L$	Critère	$T_0$ [K]	$P_0$ [bar]	$\phi$	$\tau_e$ [ms]	$ \Delta\tau_i /\tau_e$	DAIDT observée
587	0.25	<b>0.78</b>	433	3	0.70	0.045	<b>2.04</b>	Non
588	0.25	<b>0.76</b>	433	3	0.70	0.046	<b>2.17</b>	Non
589	0.25	<b>0.76</b>	433	3	0.70	0.046	<b>2.11</b>	Non
600	0.25	<b>0.78</b>	445	3	0.72	0.045	<b>0.64</b>	Non
601	0.25	<b>0.78</b>	445	3	0.71	0.045	<b>0.6</b>	Non
602	0.25	<b>0.8</b>	445	3	0.72	0.044	<b>0.59</b>	Oui
603	0.25	<b>0.8</b>	445	3	0.73	0.044	<b>0.68</b>	Non
614	0.25	<b>0.78</b>	456	3	0.73	0.045	<b>0.2</b>	Oui
615	0.25	<b>0.76</b>	456	3	0.73	0.046	<b>0.17</b>	Oui
616	0.25	<b>0.8</b>	456	3	0.74	0.044	<b>0.11</b>	Oui
617	0.25	<b>0.76</b>	456	3	0.73	0.046	<b>0.15</b>	Oui

Table 4-9 Evaluation du critère de transition vers la détonation pour des essais réalisés à basse richesse ( $\phi = 0.7$ ) pour différentes configurations de chauffe uniformes (B, C et D) et pour une pression initiale  $P_0 = 3$  bar

Par conséquent, pour prédire l'apparition d'une détonation avec précision dans ces conditions il faut augmenter le nombre de Mach limite  $M_L$  jusqu'à une valeur supérieure ou égale à 0.32. D'après les essais réalisés à différentes richesses, on peut supposer que l'appauvrissement du mélange tend à augmenter le temps d'excitation chimique ce qui va favoriser la consistance du critère. Le critère de transition vers la détonation dépend cependant du nombre de Mach limite et ce dernier évolue avec la composition du mélange.

Calculs du critère de DAIDT en prenant en compte l'historique de compression lié à la propagation de la flamme

Un défaut du critère de transition vers la détonation présenté est qu'il ne prend pas en compte l'historique de compression lié à la propagation de la flamme dans la chambre. Dans la première partie de ce chapitre, il a été observé que l'historique de compression avait une influence non négligeable sur les conditions thermodynamiques d'apparition de l'auto-inflammation. Par conséquent, des calculs de délais d'auto-inflammation ont été réalisés en prenant en compte cet historique de compression pour une configuration de chauffe de la zone de stochasticité du phénomène de transition vers la détonation (Uniforme B) à richesse 1 et pour une pression initiale de  $P_0 = 3$  bar. Ces essais sont comparés à ceux précédemment réalisés sans prise en compte de l'historique de compression.

Dans un premier temps, un calcul de compression et de consommation du gradient est réalisé jusqu'à la pression d'apparition de la flamme froide. La zone de gradient thermique la plus faible ( $T_I$  et  $T_{II}$ ) est ensuite isolée en relevant les conditions initiales de températures locales amenant à ces conditions de gradient thermique faible. Puis un calcul d'auto-inflammation avec historique de compression est réalisé en simulant une compression depuis la pression initiale et la température initiale des tranches concernées notées I et II jusqu'à la pression relevée au moment de l'apparition de la flamme froide. L'évolution de la compression est basée sur une approximation polynomiale d'ordre 7 du signal expérimental de pression adimensionné par la pression et l'instant d'apparition de la flamme froide ( $P_I$  et  $t_I$ ). De la sorte un signal de pression générique est recréé à partir de  $P_I$  et  $t_I$  quelles que soient les conditions d'essais. Théoriquement, comme les essais sont réalisés dans la zone de réactivité PTC, le mélange devrait s'enflammer avant la fin de la compression.

La Figure 4-27 présente un signal de pression expérimental (courbe rouge) et l'approximation polynomiale associée (courbe bleue). Les effets de bords du domaine (oscillations aux limites du domaine temporel) sont atténués en considérant que la pression avant le début de la combustion est constante. L'approximation se fait donc sur un domaine temporel plus large que celui de l'étude. L'objectif principal de l'approximation polynomiale utilisée est de bien reproduire la dernière partie du signal de pression avant l'apparition de la flamme froide. Son implémentation dans un code permet d'obtenir une évolution virtuelle du signal de pression ne dépendant que du temps et de la pression d'apparition de la flamme froide.

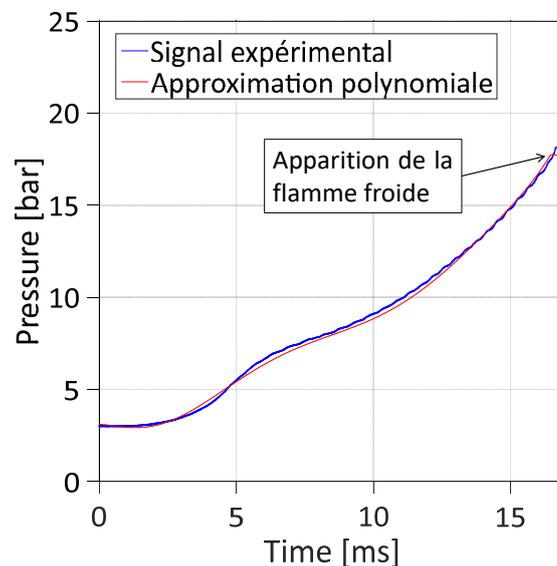


Figure 4-27 Evolution du signal expérimental de pression et approximation polynomiale associée pour un essai stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  pour une configuration de chauffe Uniforme B à une pression initiale de  $P_0 = 3$  bar

La Table 4-10 présente les résultats obtenus lors du calcul du critère de transition vers la détonation avec prise en compte de l'historique de compression et leur comparaison avec le critère développé sans historique de compression. Les conditions initiales des essais étudiés (chauffe Uniforme B,  $P_0 = 3$  bar et  $\phi = 1$ ) génèrent une forte stochasticité au niveau de la transition vers

la détonation (seulement 62 % de DAIDT observées). Une dispersion des valeurs était également observée sur le critère de transition initialement développé. En effet, alors que tous les essais sélectionnés transitaient vers la détonation, aucune DAIDT n'était observée pour le critère de transition sans historique (en considérant un nombre de Mach limite  $M_L = 0.25$ ). En considérant l'historique de compression, le temps d'excitation chimique  $\tau_e$  a été augmenté (de 0.02 à 0.032 ms) et la variation du délai d'auto-inflammation a elle-même était fortement raccourci (passant d'environ 70  $\mu$ s à approximativement 20  $\mu$ s). Ainsi, la valeur du critère pour un nombre de Mach limite  $M_L$  est passé de 2.17 à 1.01 en prenant en compte l'historique de compression. Dans ce cas, le critère de transition vers la détonation élaboré prédit bien une DAIDT pour chaque essais puisque la valeur de  $|\frac{\Delta\tau_i}{\tau_e}|$  varie entre 0.7 et 0.625. Le fait d'obtenir une valeur inférieure à 1 ne contredit pas le critère de Zander puisqu'il s'agit dans le cas étudié d'une valeur locale, alors que le critère de Zander et al., développé dans l'article original, est utilisé pour décrire le système de manière globale.

Num Essai	$P_0$	$P_1$	$t_1$ [ms]	$\tau_e$ [ms]	$\frac{ \Delta\tau_i }{\tau_e}$ hist	Critère pour $M_L = 0.15$ avec historique	$\frac{ \Delta\tau_i }{\tau_e}$ ss histo	Critère pour $M_L = 0.15$ sans historique
<b>590</b>	3	16.17	17,2	0.032	0.69	1.83	3.14	3.62
<b>591</b>	3	16.62	15,025	0.032	0.66	1.83	3.11	3.62
<b>592</b>	3	16.58	15,308	0.032	0.625	1.83	6.05	3.62
<b>593</b>	3	16.715	15,308	0.032	0.625	1.83	5.94	3.62
<b>594</b>	3	16.605	15,408	0.032	0.625	1.83	5	3.62

Table 4-10 Calcul du critère de transition vers la détonation en prenant en compte l'historique de compression pour un ensemble d'essais situé dans la zone de conditions transitoires (Chauffe Uniforme B,  $P_0 = 3$  bar et  $\phi = 1$ ). Comparaison avec les résultats obtenus sans prise en compte de l'historique de compression.

Avec la prise en compte de l'historique de compression, le critère de transition vers la détonation semble prédire de manière plus pertinente la transition vers la détonation sans avoir à diminuer la valeur du nombre de Mach limite  $M_L$  jusqu'à des valeurs où les effets de compressibilité n'ont pas d'impact. On remarque aussi qu'il y a moins de dispersion sur la valeur de  $\frac{|\Delta\tau_i|}{\tau_e}$  hist que sur la valeur sans historique.

### 4.3.3 Conclusions partielles

Dans cette partie, les variables du formalisme de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) ont été calculées pour l'ensemble des essais. A partir des essais réalisés à la stœchiométrie, des valeurs limites de  $\xi$  et  $\epsilon$  ont été évaluées pour lesquelles la transition vers la détonation est observée. Cependant, les essais réalisés

en mélange pauvre ( $\phi = 0.7$ ) montrent que les limites décrites précédemment semblent liées aux conditions initiales du mélange. C'est probablement lié au calcul des variables  $\xi$  et  $\epsilon$  réalisé sans prise en compte de l'historique de compression. Une perspective de cette étude serait de considérer l'historique de compression pour le calcul des variables du formalisme de Bradley.

De la même manière, l'évaluation du critère de transition vers la détonation sur l'ensemble des essais réalisés à la stœchiométrie indique que ce critère est fortement lié à l'aspect dynamique des fronts réactifs se propageant dans la chambre (déflagration/auto-inflammation). La prise en compte de l'historique de compression dans le calcul du critère de détonation, sur un cas particulier qui ne donnait pas initialement les résultats escomptés, a permis d'obtenir une meilleure prédiction du mécanisme de transition vers la détonation. Ainsi, dans ce cas également, une extension de cette étude consisterait à prendre en compte systématiquement l'historique de compression pour l'ensemble des essais.

#### **4.4 Bilan du chapitre**

Dans ce chapitre, l'influence des conditions thermodynamiques initiales de pression, de température et de richesse sur les différents modes de combustion observés dans la chambre de combustion a été caractérisé au moyen de plusieurs études paramétriques. La température, la composition du mélange et la pression ont été déterminées pendant les transitions de régimes de combustion, au moment de l'apparition des fronts successifs de flamme froide, MHR et détonation. L'analyse des essais réalisés met en évidence l'influence de l'historique de compression sur les conditions thermodynamiques d'apparition des fronts réactifs. L'occurrence de deux chemins différents de transition de régime (DAIT et DAIDT) a également été analysé au regard des conditions thermodynamiques initiales.

L'état thermodynamique d'apparition de la flamme froide  $F_1$  a été étudié de manière approfondie: il correspond à des essais partant de conditions initiales différentes et transitant vers des régimes de combustion différents et qui ont les mêmes conditions de pression et de température d'apparition de l'auto-inflammation (flamme froide et MHR). Cela a permis d'étudier les différents facteurs d'influence de la transition vers la détonation. Des critères de transition possibles vers la détonation ont été élaborés à partir notamment de l'historique de compression ou de l'énergie résiduelle dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide. L'évolution de vitesse du front de MHR dans le cas d'une DAIDT et d'une DAIT a été étudié expérimentalement et numériquement. Il en résulte que la transition vers la détonation se fait via le mécanisme de SWACER pouvant se traduire par deux types de transition différents : soit l'accélération du front de MHR (par effet de compressibilité) jusqu'à une vitesse avoisinant celle du son dans les gaz frais provoque un couplage entre les ondes de pression et le front réactif, si cette accélération est rapide le couplage peut être instantané, ou la propagation du MHR génère des ondes de pression qui se propagent et se réfléchissent dans les gaz frais aboutissant au bout d'un certain temps au couplage.

Un critère de transition vers la détonation a été élaboré à partir du critère de Zander qui distingue l'apparition d'un front réactif propagatif (déflagration, auto-inflammation séquentielle et détonation) d'une auto-inflammation en masse (explosion thermique) en adjoignant à la notion de vitesse présente dans ce dernier ( $\Delta\tau_i$ ) une notion de compressibilité ( $M_{L,a}$ ). A la différence de Zander et al., un critère local est proposé où seule la partie la plus chaude du noyau chaud est considérée. L'application de ce critère, ne prenant pas en compte l'historique de compression, à l'ensemble des essais réalisés a mis en évidence la présence d'une dispersion importante pour laquelle une variation infime des conditions thermodynamiques initiales conduit à un changement de chemin de transition. Cependant, l'utilisation de la valeur de Mach limite 0.15 issue de la description phénoménologique du mécanisme de propagation d'ondes de pression dans la chambre donne des résultats plus qu'acceptables. Un lien entre ce critère et les travaux de Bradley a notamment été démontré et la zone de stochasticité est également mise en évidence dans le formalisme de Bradley ( $\xi, \epsilon$ ) qui met en compétition les effets de propagation ( $\xi$ ) de l'auto-inflammation avec ceux directement liés au confinement inertiel ( $\epsilon$ ) du mécanisme d'auto-inflammation. Sur le diagramme de Bradley, cette zone se caractérise par la présence de DAIT, dans certains cas, dans la péninsule de détonation mise en évidence quel que soit le mélange réactif par Bates et al. [93]. Il semble, cependant, que la prise en compte de l'historique de compression dans les calculs du délai d'auto-inflammation et du temps d'excitation chimique tend à diminuer cette zone de stochasticité, et prédise des transitions vers la DAIDT. On peut penser que la prise en compte de l'historique de compression dans le formalisme de Bradley permettrait de réduire la zone de stochasticité mise en évidence sur la Figure 4-22.

En se basant sur des simulations numériques issues de résultats expérimentaux, les critères de Bradley et al. [92] ( $\xi_l$  et  $\xi_u$ ), développés au moyen d'une interpolation de points issus de nombreuses simulations canoniques, semblent se comporter de manière adéquate sur une large gamme de conditions. Le chapitre suivant tend également à vérifier expérimentalement l'influence du gradient de température sur la vitesse de propagation du front de MHR. Pour cela un chauffage différentiel sera utilisé de sorte à contrôler le gradient de température dans le montage expérimental.

## Chapitre 5

# Influence du gradient initial de température sur les transitions de régimes de combustion

### Sommaire

---

5	Influence du gradient initial de température sur les transitions de régimes de combustion .....	197
5.1	Variation de la topologie de l'auto-inflammation .....	197
5.1.1	Détermination expérimentale de la distribution de température.....	197
5.1.2	Influence du gradient de température sur l'évolution de la pression pendant les transitions de régime.....	206
5.2	Influence du gradient de température sur la DAIDT dans le cas d'auto-inflammation 1D	211
5.2.1	Propension à transiter vers la détonation.....	211
5.2.2	Transition vers la détonation par le mécanisme de SWACER.....	212
5.3	DAIDT dans un cas fortement tridimensionnel.....	222
5.3.1	Mise en évidence de l'existence d'un mécanisme différent de transition vers la détonation dans la configuration de chauffe à gradient positif.....	222
5.3.2	Mise en évidence d'un mécanisme différent de transition vers la détonation par SWACER.....	223
5.4	Bilan du chapitre.....	228



## 5 Influence du gradient initial de température sur les transitions de régimes de combustion

Dans ce chapitre, l'influence du gradient initial de température dans les gaz frais sur les mécanismes de transition de régime sera investiguée expérimentalement en chauffant la chambre de combustion de manière différentielle<sup>33</sup>. Il sera montré qu'un changement du gradient initial de température induit des variations importantes sur la topologie de l'auto-inflammation (Section 5-1). Ces variations seront mises en évidence au moyen de visualisation par striescopie ainsi que par l'analyse des signaux de pression obtenus pour chaque configuration. Dans les chapitres précédents, la distribution de température est considérée 1D (suivant l'axe  $\vec{y}$ ), et cela semble corrélé avec la propagation des fronts d'auto-inflammation dans une direction privilégiée (du cœur de la flamme tulipe vers le fond de la chambre. Dans la suite de ce chapitre, on utilisera la dénomination « monodimensionnelle » pour caractériser la propagation d'un front d'auto-inflammation dans une même direction pendant toute la durée du phénomène. L'impact du gradient de température sur le mécanisme de transition vers la détonation mis en évidence précédemment (chapitre 4) sera confirmé dans le cas d'un tel comportement de l'auto-inflammation (Section 5-2). L'augmentation de la propension à transiter vers la détonation avec l'accroissement de la vitesse de propagation des fronts d'auto-inflammation sera ainsi confirmée. Enfin, un cas de transition DAIDT fortement tridimensionnel sera étudié (Section 5-3).

### 5.1 Variation de la topologie de l'auto-inflammation

#### 5.1.1 Détermination expérimentale de la distribution de température

Trois configurations de gradient thermique dans la chambre, complémentaires aux deux cas étudiés dans le chapitre 4 de chauffe uniforme (A et B, soit respectivement  $T_0 = 421.6$  et  $433.3$  K), sont investiguées (gradient négatif, faible et positif) pour des conditions initiales de pression  $P_0 = 3$  bar et de richesse  $\phi = 1$ . La température initiale du corps de la chambre est régulée à  $T_c = 408$  K. Le gradient initial de température est forcé en changeant la température de régulation de la partie basse (respectivement  $T_c = 378, 418$  et  $438$  K pour les configurations de gradient négatif, faible et positif). La caractérisation fine de ces configurations de chauffe est détaillée dans le chapitre 2.

L'objectif de cette partie est de déterminer la distribution de température dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t_i$ , Figure 5-1-B), dans chaque cas, à partir de la distribution initiale de température dans la chambre (Figure 5-1-A), et à partir d'observation par striescopie de la propagation des fronts d'auto-inflammation dans les gaz frais (Figure 5-2).

---

<sup>33</sup> Le système de chauffe différentielle de la chambre de combustion (décrit dans le chapitre 2) permet d'étudier trois conditions de gradient thermique différentes dans la chambre : deux conditions de gradient élevé (notés respectivement « négatif » lorsque la température est plus élevée dans la partie supérieure de la chambre et « positif » dans le cas inverse) et une condition de gradient « faible ».

Compte tenu du comportement PTC de la flamme froide<sup>34</sup>, il sera alors possible de décrire la distribution de température dans les gaz frais dans la plupart des cas.

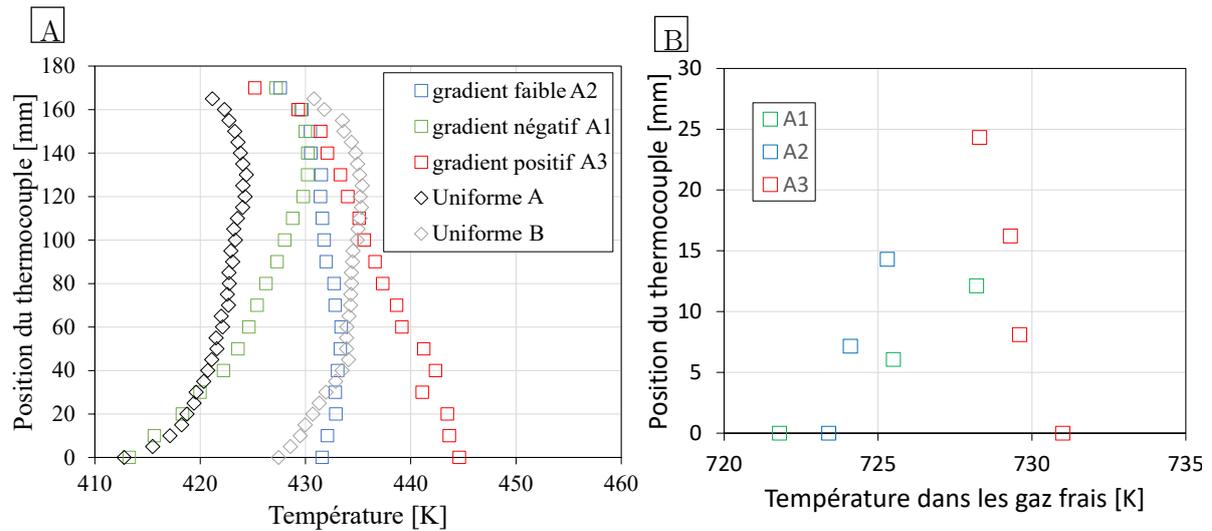


Figure 5-1 (A) Distribution verticale de la température dans la chambre pour chaque configuration de chauffe différentielle A1, A2 et A3 (respectivement vert : gradient négatif, bleu : gradient faible et rouge : gradient positif) et pour deux configurations de chauffe Uniforme A et B (respectivement  $T_c = 408\text{ K}$  et  $T_c = 418\text{ K}$ ) (B) Distribution verticale de température calculée dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_i$ ) pour chaque configuration de chauffe différentielle (A1 : vert, A2 : bleu et A3 : rouge)

La Figure 5-1-A présente la distribution de température initiale suivant  $\vec{y}$  pour les trois configurations de chauffe différentielle et pour deux températures de chauffe ( $T_c = 408$  et  $418\text{ K}$ ) de la configuration de chauffe uniforme (respectivement Uniforme A et Uniforme B). La Figure 5-1-B présente, quant à elle, la distribution de température dans les gaz frais à l'apparition de la flamme froide ( $t = t_i$ ), pour le mélange stœchiométrique considéré, à une pression initiale de 3 bar. On distingue trois évolutions différentes de température correspondant respectivement aux chauffes différentielles A1 (vert), A2 (bleu) et A3 (rouge). On notera que la valeur 0 sur les axes des ordonnées des figures pour la position du thermocouple correspond au fond de la chambre dans les deux cas.

#### Observation des différentes topologies d'auto-inflammation

Pour chaque configuration de chauffe, des visualisations par striescopie sont réalisées (Figure 5-2). Celles-ci mettent en évidence trois topologies d'auto-inflammation différentes.

Pour la configuration gradient négatif (Figure 5-2-A), les fronts d'auto-inflammation apparaissent respectivement à  $t_1 = 19.780\text{ ms}$  pour la flamme froide et  $t_2 = 20.308\text{ ms}$  pour le MHR. La flamme froide apparaît dans la zone la plus chaude des gaz frais, au cœur de la flamme tulipe et se propage vers le bas dans les gaz frais<sup>35</sup>. Le front réactif se déplace lentement ( $U_{\text{MHR}} \approx 35\text{ m.s}^{-1}$ ) vers le fond de la chambre. Cette vitesse de propagation plus faible du front réactif par rapport

<sup>34</sup> Ce qui est toujours le cas.

<sup>35</sup> De la zone la plus chaude vers la zone la plus froide (c'est attendu dans le cas d'une zone de température PTC), la flamme froide ayant notamment toujours un comportement PTC

à la configuration de chauffe uniforme était attendue. En effet, un gradient de température plus important dans la chambre engendre une différence de délai d'auto-inflammation plus importante entre les différentes couches successives de mélange, et par conséquent une augmentation du gradient de temps d'induction chimique  $t_i$ , ce qui ralentit le mécanisme d'auto-inflammation séquentiel et donc la propagation apparente de la flamme froide. Pour rappel, Zeldovich définit la vitesse de propagation des fronts d'auto-inflammation comme l'inverse de la norme du gradient de temps d'induction chimique (équation (5-1)). Ces mêmes observations et explications s'appliquent à la propagation du front de MHR dans la chambre. La vitesse moyenne de propagation de la flamme froide comme du MHR avoisine ici 40 m.s<sup>-1</sup>, ce qui est nettement inférieur aux vitesses mesurées dans le chapitre 3 pour une configuration de chauffe uniforme ( $U_{FF} = 100$  m.s<sup>-1</sup> et  $U_{MHR} = 200$  m.s<sup>-1</sup>).

$$U_{MHR} = \frac{1}{|\text{grad}t_i|} \quad (5-1)$$

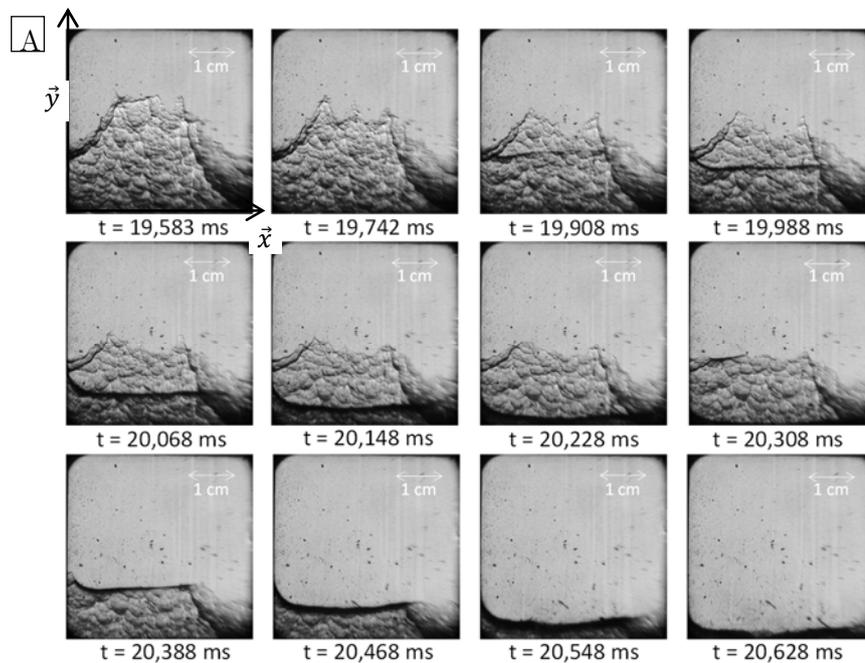
Dans la configuration gradient faible (Figure 5-2-B), les fronts d'auto-inflammation, respectivement de flamme froide et de MHR, se propagent toujours à partir du cœur de la flamme tulipe. Ils se propagent cependant à une vitesse beaucoup plus importante que dans la configuration précédente ( $U_{FF} = 150$  m.s<sup>-1</sup> et  $U_{MHR} = 300$  m.s<sup>-1</sup>). A l'inverse de la configuration précédente, l'équation (5-1) permet d'établir que la diminution du gradient de température initial dans la chambre réduit le gradient de temps d'induction chimique et de facto augmente la vitesse de propagation des fronts d'auto-inflammation. Dans cette configuration, la flamme froide apparaît à  $t_1 = 17.850$  ms et le MHR apparaît pour  $t_2 = 18.225$  ms. Le délai avant l'apparition de l'auto-inflammation est plus faible dans cette configuration car la température dans la partie basse de la chambre est plus élevée et le délai d'auto-inflammation y est donc plus faible. Enfin, pour la configuration gradient positif (Figure 5-2-C), la phase exothermique de l'auto-inflammation apparaît pour  $t_1 = 17.008$  ms pour la flamme froide et  $t_2 = 17.742$  ms pour le front de MHR, soit encore plus tôt que pour la configuration gradient faible. Dans cette configuration, la température de chauffe est plus élevée dans la partie basse que dans la partie haute de la chambre. L'auto-inflammation se fait toujours en deux étapes mais celle-ci a tendance à partir du fond de la chambre et à remonter dans la flamme tulipe. A l'inverse de la configuration de chauffe à gradient négatif (Figure 5-2-A), des « effets de compressibilité » (ondes de pression ou de choc) sont observés dans la chambre de même qu'une transition systématique vers la détonation pour les autres configurations de chauffe (Figure 5-2-B et C). La différence entre les deux configurations transitant vers la détonation est que la première s'appuie sur la propagation rapide des fronts d'auto-inflammation (Figure 5-2-B) alors que ces derniers semblent se propager plus lentement dans la deuxième configuration mais engendrer tout de même des « effets de compressibilité » (Figure 5-2-C). Ces phénomènes feront l'objet d'une étude dédiée dans la suite du chapitre.

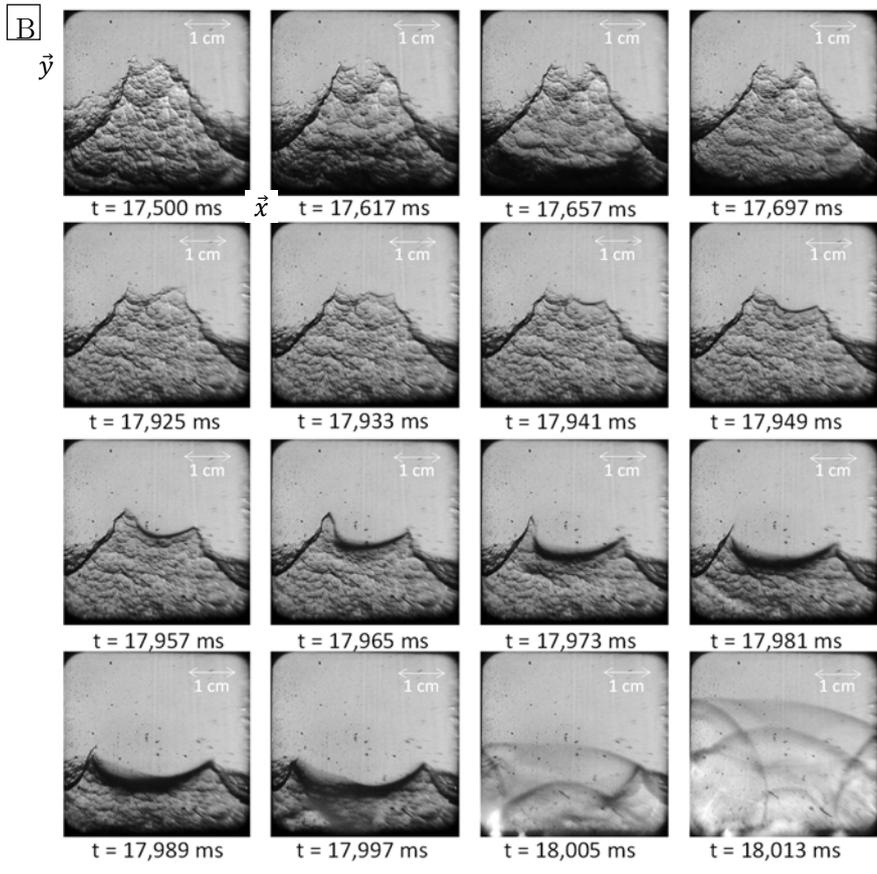
La Table 5-1 présente également la propension à transiter vers la détonation pour les différentes configurations de chauffe étudiées.

Configuration de chauffe	$P_0$ [bar]	$\phi$	% DAIDT
Uniforme A	3	1	0
Uniforme B	3	1	62
Différentielle A1	3	1	0
Différentielle A2	3	1	100
Différentielle A3	3	1	100

Table 5-1 Propension à transiter vers une détonation en fonction de la configuration de chauffe étudiée

D'après cette dernière, on observe que pour les configurations A2 et A3, la transition vers la détonation (DAIDT) est systématiquement obtenue. A l'inverse, pour la configuration de chauffe A1 cette transition n'est jamais observée. Ainsi, la comparaison de la propension à transiter vers la détonation obtenue en changeant la distribution de température par rapport à la distribution originale à une pression initiale de 3 bar pour un mélange stoechiométrique (A : 0 % de DAIDT et B : 62 % de DAIDT), montre d'ores et déjà, par une approche expérimentale, l'influence prédominante du gradient de température sur la transition vers la détonation.





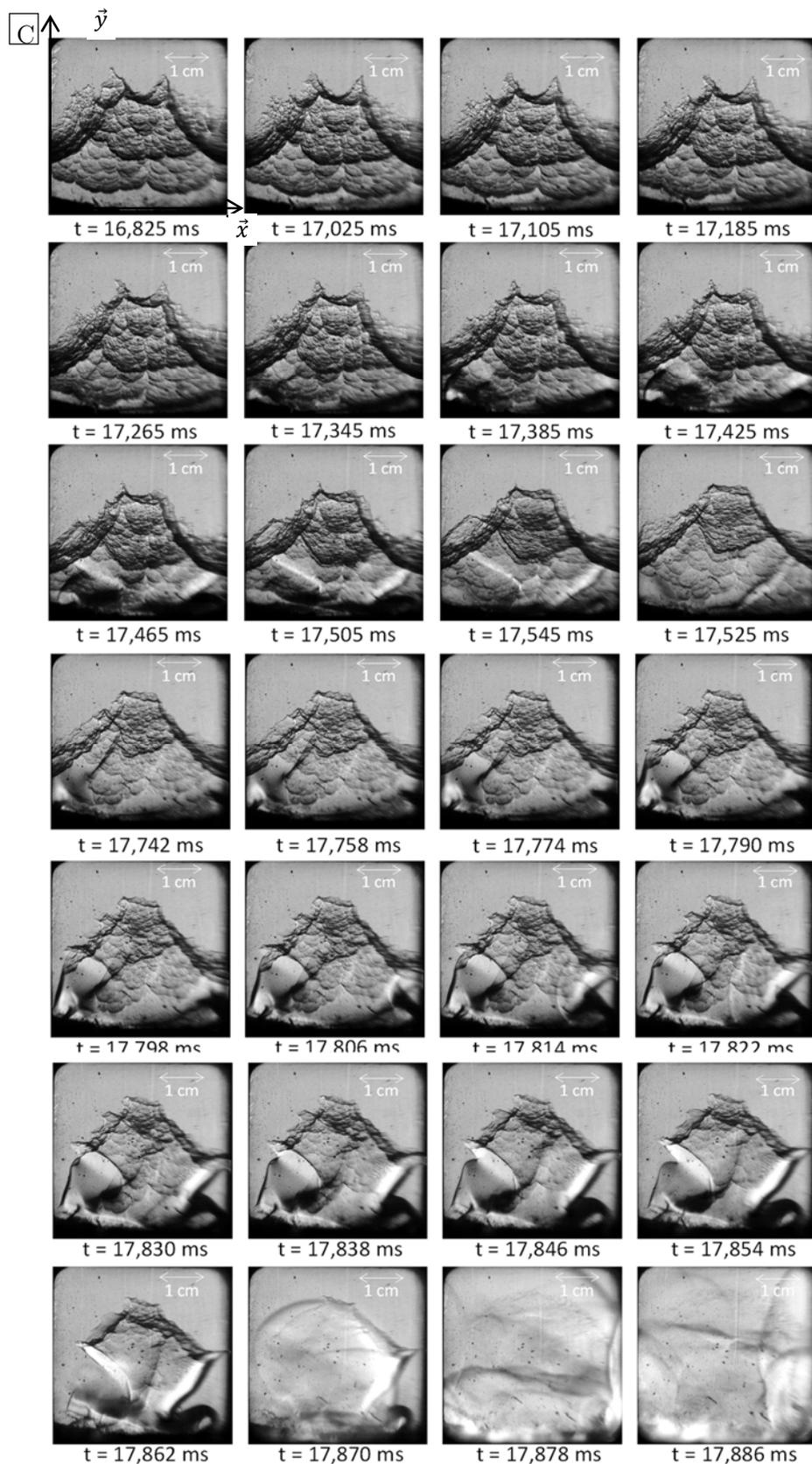


Figure 5-2 Visualisation par striescopie (couteau horizontal) des transitions de régime de combustion dans la chambre de combustion pour les trois configurations de chauffe différentielle étudiées :

- (A) gradient négatif (A1)
- (B) gradient faible (A2)
- (C) gradient positif (A3)

### Distribution de température dans les gaz frais

Les deux premières configurations de chauffe différentielle étudiées (gradient négatif – A1 – et gradient faible – A2) présentent un comportement monodimensionnel de l'auto-inflammation défini dans le sens de la longueur de la chambre (axe  $\vec{y}$ ). Une représentation de la distribution de température dans les gaz frais avant l'apparition de l'auto-inflammation est donnée sur les Figure 5-3-A et B. Cette représentation est basée sur le comportement PTC de la flamme froide et l'hypothèse d'une propagation 1D des fronts d'auto-inflammation. On rappelle de plus que la propagation des fronts d'auto-inflammation est subsonique et n'impacte donc que faiblement (via des « effets de compressibilité ») sur le gradient thermique. Dans ce cas, une évolution continue de la température dans les gaz frais s'installe. Une seule zone de température (Zone 1) associée à un gradient thermique globalement dans une unique direction est donc suffisante pour décrire la distribution de température dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide. Cette évolution suit un gradient de température plus ou moins élevé suivant la configuration de chauffe utilisée.

La dernière configuration de chauffe (gradient positif) met en évidence un comportement tridimensionnel de la propagation des fronts réactifs dans la zone de visualisation. Les fronts de flamme froide et de MHR prennent naissance dans différentes zones de gaz frais, à différents instants. La distribution de température dans ce cas A3 ne peut pas être représentée par une seule zone de gradient de température unidirectionnel. L'analyse des instants d'apparition ainsi que de la direction de propagation de la flamme froide dans les gaz frais, à l'aide de visualisations par strioscopie à haute cadence ( $f = 120$  kHz), a donc permis d'estimer une distribution de température relative dans les gaz frais pour chaque configuration de chauffe différentielle utilisée. En supposant la propagation séquentielle de l'auto-inflammation dans la chambre et compte tenu du comportement de la flamme froide<sup>36</sup>, il est possible de remonter qualitativement à une distribution de température dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide dans cette configuration.

Ainsi, dans un premier temps (Figure 5-2-C et Figure 5-3-C,  $t_1 = 17.000$  ms), la flamme froide apparaît dans la partie basse de la chambre. Elle est difficilement décelable et se propage vers le fond de la chambre, de manière 'monodimensionnelle', sur environ 0.5 mm. A  $t = 17.2$  ms (Figure 5-2-C et Figure 5-3-C), la flamme froide apparaît au niveau des lobes de la flamme tulipe et se propage suivant un vecteur normal au lobe vers le cœur de la flamme tulipe (phénomène visible ici surtout sur le lobe de gauche). La flamme froide se propage sur environ 5 mm, laissant le cœur frais intact. Enfin, à  $t = 17.35$  ms, la flamme froide apparaît au niveau des parois latérales et se propage dans la partie basse de la flamme tulipe. Cette succession d'apparitions de la flamme froide met en évidence 4 zones de gradient de température différentes dans les gaz frais. Ces

---

<sup>36</sup> La flamme froide suit un comportement PTC. En effet, lorsque la température initiale augmente suffisamment pour observer un comportement NTC de l'auto-inflammation, aucune flamme froide n'est observée et l'auto-inflammation se fait en une étape. On retrouve cet aspect sur les mesures de délais d'auto-inflammation réalisés en MCR et présentés en Annexe D (Figure 0-7). Sur cette figure, on observe que le délai de flamme froide diminue continûment avec l'augmentation de la température initiale.

zones sont schématiquement représentées dans un plan passant par le centre de la chambre et parallèle aux plans des hublots (Figure 5-3-C). La Figure 5-3-D présente des visualisations par strioscopie montrant le comportement propagatif de la flamme froide dans la configuration décrite par la Figure 5-3-C pour cette configuration de chauffe à gradient positif. On observe successivement l'apparition de la flamme froide dans chaque zone décrite (de 1 à 3). Les tracés en pointillés représentant la position des fronts sur les images précédentes pour mettre en évidence la propagation de ces fronts réactifs.

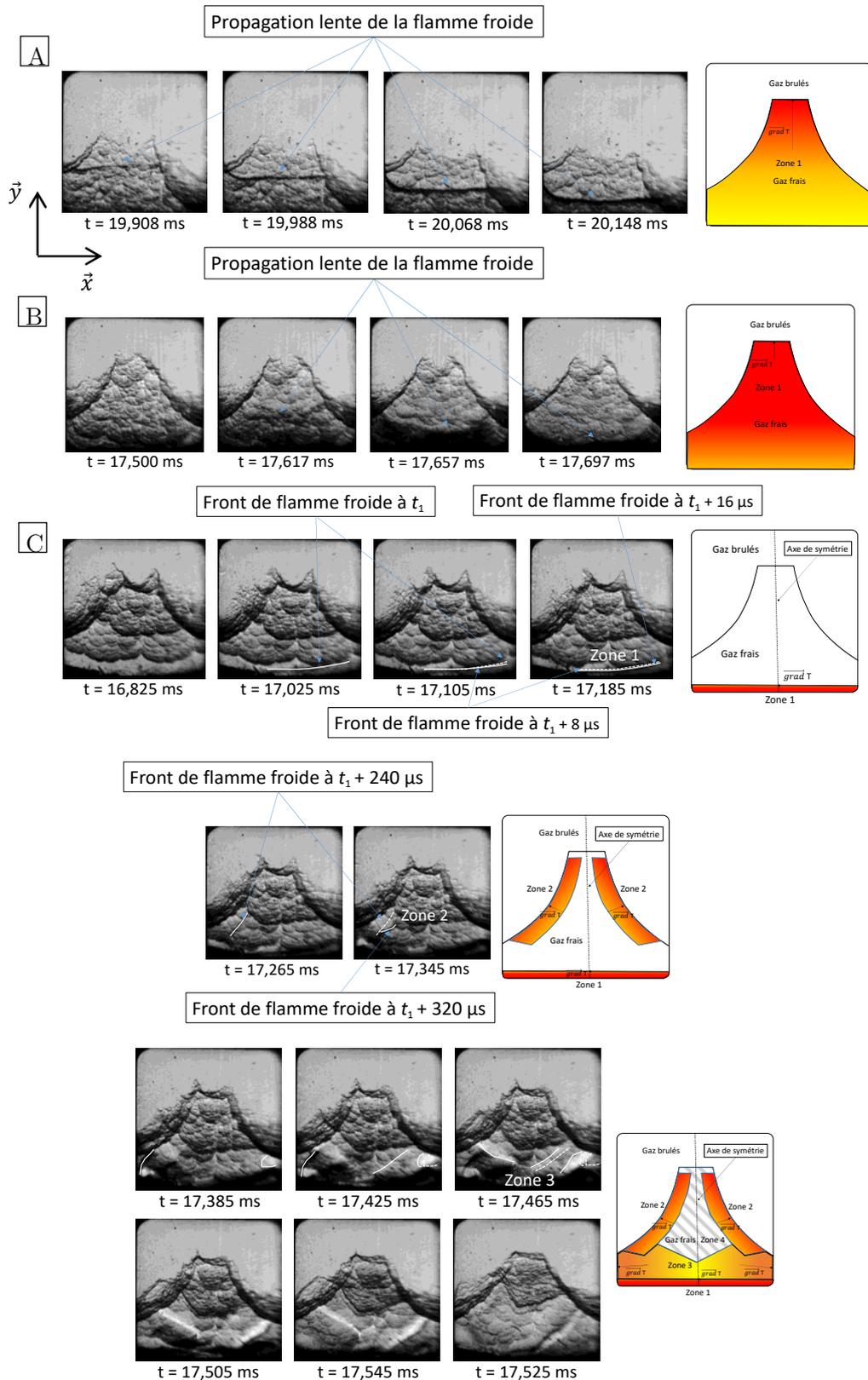


Figure 5-3 Visualisation par strioscopie du front de flamme froide et représentation schématique de la répartition de température au moment de l'apparition de la flamme froide dans un plan passant par le centre de la chambre et parallèle au plan de visualisation pour les différentes configurations de chauffe différentielles (A : gradient négatif (A1), B : gradient faible (A2) et C : gradient positif (A3)). Certains fronts de flamme froide, peu visibles, sont mis en évidence par des lignes blanches

Dans cette configuration, les gaz frais sont séparés en quatre zones de distribution de température distinctes :

- La zone 1, la plus chaude, contre la paroi inférieure de la chambre
- La zone 2, moins chaude que la zone 1, contre les lobes de la flamme tulipe
- La zone 3, moins chaude que la zone 2, partant des parois latérales de la chambre et se propageant vers le centre de la flamme tulipe
- La zone 4 correspondant au cœur de la flamme tulipe.

La direction de la propagation du front de flamme froide permet également d'affiner la distribution de température dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$ . La direction du gradient de température est définie dans chaque zone précédemment décrite par des flèches (pointant vers la région la plus froide) et un dégradé de couleur allant du rouge (zone de température la plus élevée) vers le jaune (zone de température la plus faible). Dans la configuration de gradient « fort positif », le cœur de la flamme tulipe est représenté en gris pour symboliser une portion de gaz frais pour laquelle il est impossible de dire si la flamme froide est apparue avant la zone de visualisation (dans ce cas cette zone est beaucoup plus chaude que le reste des gaz frais) ou si elle n'est pas encore apparue (dans ce cas c'est la zone la plus froide des gaz frais résiduels). Dans cette zone, la sensibilité de la caméra ne permet pas de mettre en évidence une propagation de la flamme froide.

Il a été mis en évidence que la configuration de chauffe affecte la distribution de température dans les gaz frais, et par conséquent la dynamique de l'auto-inflammation et les transitions de régime de combustion qui en découlent. On passe, en effet, d'une propagation « lente » 1D des fronts d'auto-inflammation (gradient négatif fort), à une propagation tridimensionnelle (gradient positif fort), en passant par une propagation rapide des fronts d'auto-inflammation (gradient faible)<sup>37</sup>.

### **5.1.2 Influence du gradient de température sur l'évolution de la pression pendant les transitions de régime**

Le paragraphe précédent a mis en évidence qu'une variation de gradient initial de température engendrait des topologies d'auto-inflammation différentes. Cette variation se répercute également sur l'évolution de la pression dans la chambre (Figure 5-4).

---

<sup>37</sup> L'étude de ces configurations de chauffes différentielles canoniques permet d'appréhender plus facilement le comportement des fronts d'auto-inflammation dans un système plus complexe (configuration NTC dans une MCR où l'auto-inflammation commence dans le vortex froid [140] ou configuration de super-knock dans un moteur avec un écoulement fortement tridimensionnel).

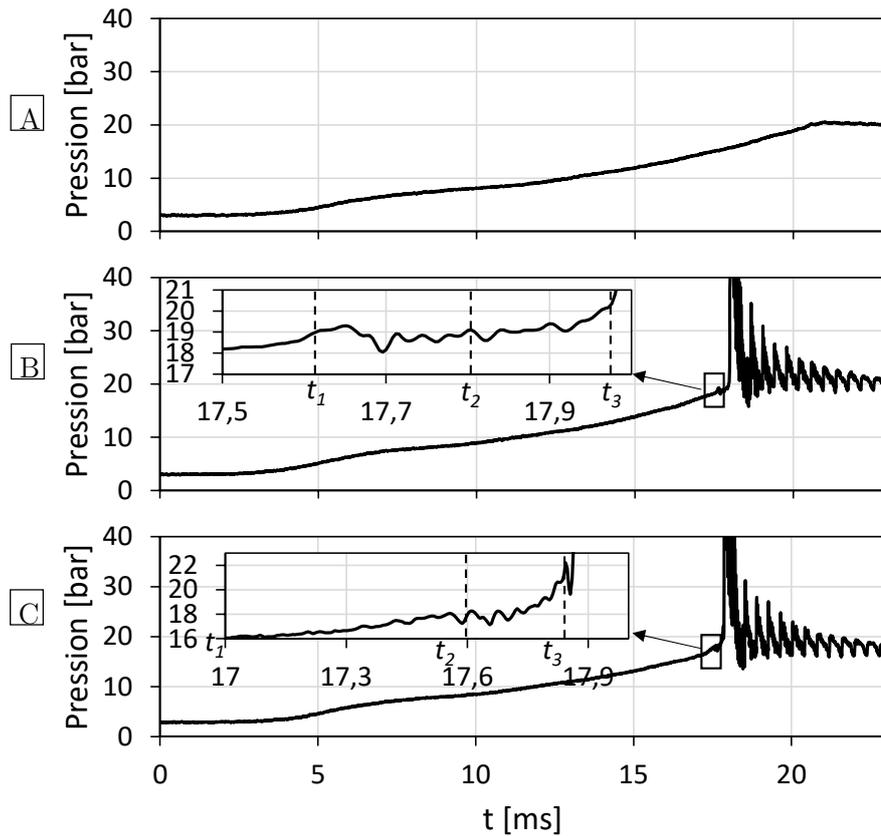


Figure 5-4 Évolution de la pression dans la chambre de combustion pour chaque configuration de chauffe étudiée (A : gradient négatif (A1), B : gradient faible (A2) et C : gradient positif (A3))

La durée de combustion varie pour chaque configuration de chauffe, la température dans le fond de la chambre étant différente. Une diminution de la température dans la chambre entraîne une augmentation du temps de combustion comme cela avait été observé au paragraphe 4-1. L'évolution de la déflagration dans la partie supérieure de la chambre est sensiblement identique pour chaque cas. En effet, la température et donc la vitesse de propagation de la déflagration varie peu dans la partie supérieure de la chambre pour chaque configuration, les niveaux de températures étant sensiblement identiques. Pour la configuration gradient négatif (Figure 5-4-A), la propagation de l'auto-inflammation dans la chambre n'est pas visible sur le signal de pression. En effet, la consommation des gaz frais par le front d'auto-inflammation dans ce cas est seulement 2 à 3 fois plus rapide que pour la déflagration. Cette accélération intervient sur la dernière milliseconde de l'essai et par conséquent n'est pas très marquée. En revanche, pour les autres configurations (Figure 5-4-B et C), l'apparition de fronts d'auto-inflammation se traduit par de légères oscillations avant le pic de pression lié à l'apparition d'une détonation dans la chambre. Elles sont observables pendant la propagation de la flamme froide pour la configuration gradient faible et durant celle du front de MHR pour la configuration à gradient positif.

Dans le cas du gradient de température faible, la propagation rapide de la flamme froide ( $U_{FF} \approx 150 \text{ m.s}^{-1}$ ) est caractérisée par un pic de pression suivi par des oscillations de pression liées

entre autre à la propagation d'ondes de pression dans la chambre<sup>38</sup>. Ces dernières sont observables par strioscopie et font l'objet d'un approfondissement dans la suite de ce chapitre. L'amplitude des oscillations est relativement intense ( $\Delta P = 3$  à 10 bar). Les ondes de pression ainsi générées par le dégagement rapide d'énergie se propagent également dans les gaz frais avant même l'apparition du MHR. L'arrivée de la flamme froide sur le capteur de pression coïncide avec un pic de dégagement de chaleur mis en évidence sur la Figure 5-6 Évolution de la dérivée de pression centrée sur l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3-B. La décroissance observée sur la dérivée de pression après la disparition de la flamme froide est entre autre liée à une légère dérive thermique inévitable du capteur de pression soumis aux gaz chauds pré-oxydés par la flamme froide. Cette décroissance est mise en évidence par des cercles rouges sur la Figure 5-6-B et la Figure 5-6-C. L'apparition et la propagation du MHR dans la chambre génère une ré-augmentation de taux de dégagement de chaleur (pour  $t - t_1 > 250 \mu s$ ) observable sur la Figure 5-6 Évolution de la dérivée de pression centrée sur l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3 qui se traduit par une augmentation de pression sur la Figure 5-5-B avant l'apparition de la détonation dans la chambre. Les ondes de pression générées par la propagation du front de MHR (entre  $t = 17.927$  et  $17.957$  ms) ne sont pas observables sur le signal de pression car le front de détonation les rattrape et impacte le capteur de pression en premier.

Dans le cas du gradient de température positif, la pré-oxydation des gaz frais par la flamme froide se fait de manière plus lente et continue (Figure 5-6 Évolution de la dérivée de pression centrée sur l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3-C entre  $t - t_1 = 250$  et  $500 \mu s$ ). Un plateau est observé sur la courbe montrant l'évolution de la dérivée de pression (Figure 5-6-C) pendant la deuxième partie de la propagation de la flamme froide. Ce plateau met surtout en évidence un dégagement de chaleur constant pendant cette phase, ce qui coïncide avec l'apparition à différents instants de foyers (ou noyaux) de flamme froide. Comme des apparitions et disparitions de flamme froides successives sont observées dans les gaz frais, l'évolution du dégagement de chaleur perd son caractère impulsif observé pour les autres configurations de chauffe (notamment A2 - Figure 5-6-B). Cela se traduit par une augmentation de la pente sur le signal de pression pendant la durée de la flamme froide. A cause d'un gradient de température important et d'une distribution de température atypique, la flamme froide se propage assez lentement dans les différentes zones des gaz frais affectés par cette dernière. Par conséquent, aucune onde de pression ni oscillation de pression ne sont observées entre ces instants dans la chambre.

En revanche, ce n'est pas le cas pour le front de MHR. Au début de la propagation du MHR, celui-ci rencontre des zones de gradient de temps d'induction  $t_i$  plus homogène du fait du passage

---

<sup>38</sup> Ces oscillations sont également liées à la mise en résonance du capteur de pression dont le phénomène n'a pas été retiré du signal.

de la flamme froide<sup>39</sup>. La consommation extrêmement rapide de ces zones de mélange entraîne la formation d'onde de pression observable sur les visualisations par strioscopie (Figure 5-2-C) à  $t = 17.814, 17.822$  et  $17.846$  ms. La propagation de ces ondes de pression devant le capteur génère des oscillations de pression visibles sur le signal de pression (Figure 5-5) par des oscillations et sur la dérivée temporelle de ce dernier (Figure 5-6 Évolution de la dérivée de pression centrée sur l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3).

Pour la configuration gradient négatif, l'évolution de la dérivée de pression centrée autour de l'apparition de la flamme froide (Figure 5-6-A) montre que la propagation de la flamme froide dans la chambre n'affecte pas significativement le taux de dégagement de chaleur sauf à l'approche du fond de la chambre (à partir de  $t - t_1 = 0.5$  ms). Puis, comme pour la configuration gradient faible, le taux de dégagement de chaleur global augmente jusqu'à la pré-oxydation complète des gaz. Dans cette configuration, l'influence sur l'évolution de la pression générée ensuite par le MHR est plus faible que celle générée par la flamme froide. Cela s'explique par le faible volume de gaz qui s'auto-enflamme, ce qui diminue le rapport signal sur bruit. De plus, les pertes de chaleur en paroi augmentent après le passage de la flamme froide. En effet, après la pré-oxydation des gaz frais, la température des gaz a augmenté et la vitesse de propagation faible de l'ensemble des fronts réactifs favorise les échanges de chaleur. Dans cette configuration de chauffe, la transition vers la détonation n'est jamais observée.

En conclusion, l'influence de la distribution initiale de température sur les modes de combustion atteints avant la fin de la combustion a donc été observée au moyen de visualisations par strioscopie et par analyse de l'évolution de la pression dans la chambre. La variation du gradient initial de température a mis en évidence différentes topologies de l'auto-inflammation. Il a été confirmé expérimentalement qu'une augmentation du gradient de température réduisait la vitesse de propagation apparente des fronts d'auto-inflammation. On observe également que la présence d'ondes de pression générées par la flamme froide est favorisée par la diminution du gradient de température. La propagation de cet ensemble d'ondes est observable sur le signal de pression sous la forme d'oscillations de pression et a tendance à favoriser l'obtention d'une transition vers la détonation. Dans la suite de ce chapitre, la propension à transiter vers la détonation et les mécanismes de transition associés seront investigués pour chaque configuration de chauffe.

---

<sup>39</sup> Ben Houidi et al. [182] ont réalisés des mesures de température dans une MCR pendant la propagation de la flamme froide. Il apparaît que celle-ci augmente la température de la même manière dans l'ensemble des gaz qu'elle traverse. Par conséquent, l'ensemble des gaz est plus chaud et le gradient d'induction de l'auto-inflammation diminue.

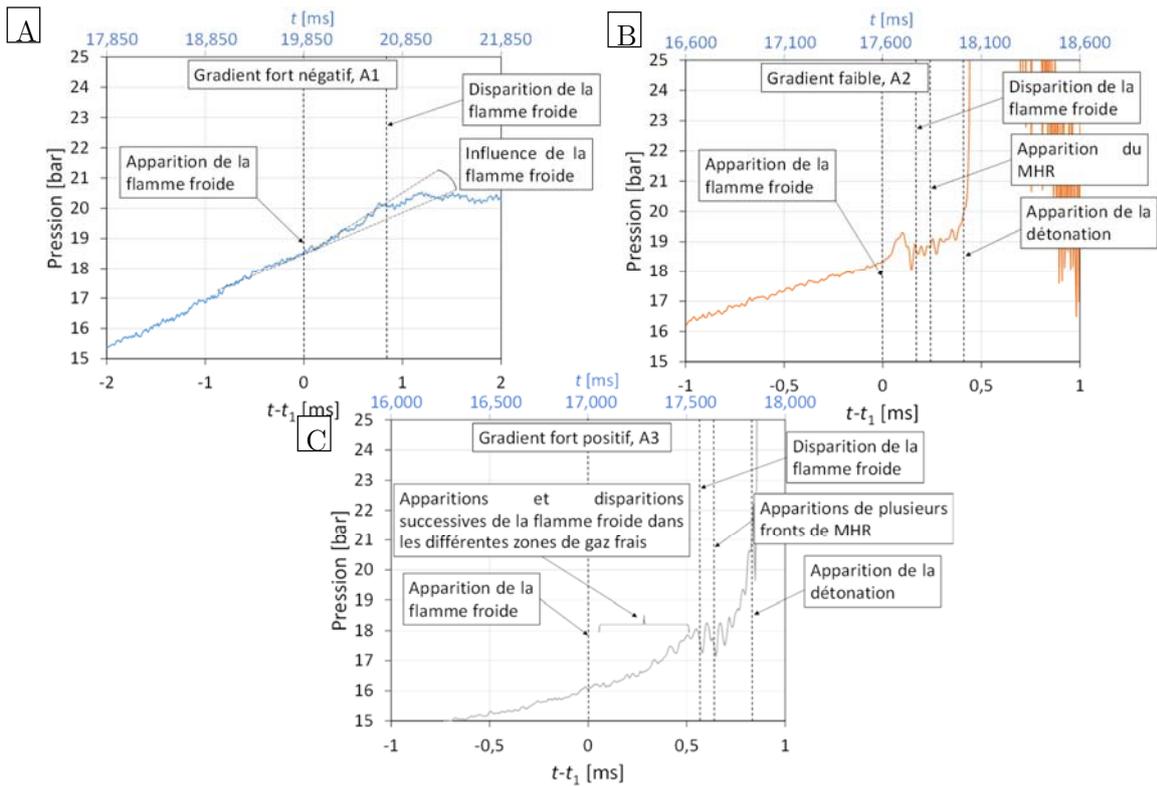


Figure 5-5 Évolution de pression centrée sur l'instant d'apparition de la flamme froide pour chaque configuration, (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3

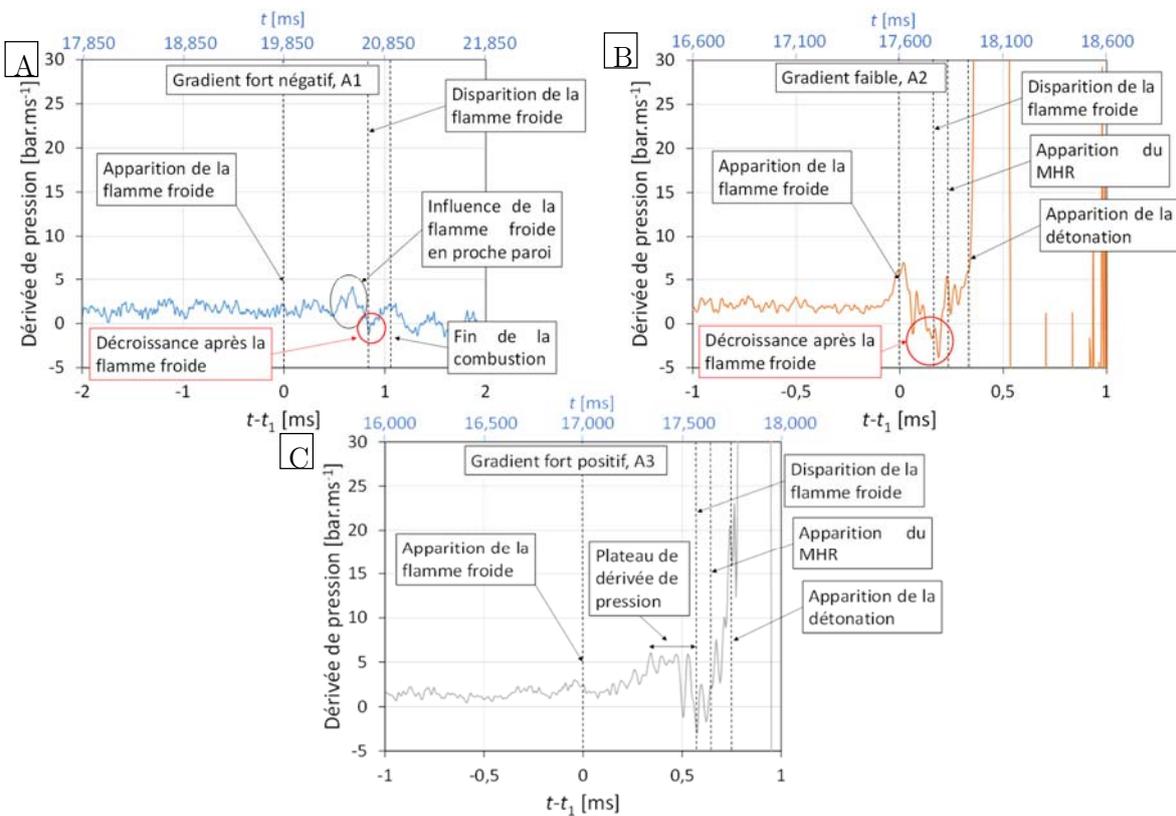


Figure 5-6 Évolution de la dérivée de pression centrée sur l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) pour chaque configuration (A) Configuration de chauffe A1, (B) Configuration de chauffe A2 et (C) Configuration de chauffe A3

## **5.2 Influence du gradient de température sur la DAIDT dans le cas d'auto-inflammation 1D**

Dans cette partie, l'influence du gradient thermique sur la DAIDT sera étudiée dans l'hypothèse d'une propagation, que nous avons dénommée 1D, des différents fronts d'auto-inflammation. Dans cette optique, les configurations de chauffe utilisées seront celles à gradient négatif et faible pour lesquelles les fronts d'auto-inflammation ont un mouvement global 1D. Dans un premier temps, la propension de ces configurations de chauffe différentielles à engendrer une DAIDT sera comparée à celle de la configuration de chauffe que nous avons dénommée uniforme. Puis le mécanisme de transition vers la détonation sera étudié à l'aide des outils décrits et développés dans le chapitre précédent (paragraphe 4-2). La configuration de chauffe (gradient positif – A3) générant une topologie d'auto-inflammation tridimensionnelle, sera étudiée à part dans l'ultime partie du chapitre.

### **5.2.1 Propension à transiter vers la détonation**

Dans un premier temps, les distributions de température entre les configurations de chauffe uniforme et différentielles seront comparées. Puis, les modes de combustion atteints pour chaque configuration de chauffe seront recensés.

#### *Comparaison des distributions de température avec la configuration de chauffe uniforme*

Pour rappel, dans les chapitres précédents (chapitre 3 et 4), la configuration de chauffe uniforme a été utilisée pour étudier les mécanismes de transition vers la détonation. Pour cette configuration de chauffe, quatre températures de régulation ont été étudiées ( $T_c = 408$  à  $438$  K par pas de  $10$  K respectivement notées A, B, C, D).

Pour étudier l'influence du gradient de température dans la chambre, un dispositif de chauffe différentiel a été développé en conservant une température de régulation du corps de la chambre de  $T_{\text{corps}} = 408$  K et en faisant varier la température du bas de la chambre de  $T_{\text{bas}} = 373$  à  $418$  K. Les différentes distributions de température entre la configuration de chauffe initiale à  $T_c = 408$  K (Uniforme A) et  $418$  K (Uniforme B) et les configurations de chauffe différentielles gradient négatif (A1,  $T_{\text{corps}} = 408$  K et  $T_{\text{bas}} = 373$  K) et faible (A2,  $T_{\text{corps}} = 408$  K et  $T_{\text{bas}} = 418$  K) sont présentés sur la Figure 5-1. Dans le cas d'une chauffe uniforme, la condition de gradient étudiée correspond à une condition de gradient de température négatif intermédiaire.

Pour les deux configurations de chauffe différentielles (A1 et A2), la température dans la partie supérieure de la chambre (entre  $180$  et  $140$  mm) varie de la même manière. Pour la configuration gradient négatif (A1), la température dans le fond de la chambre atteint la même valeur que pour la chauffe uniforme A, ce qui induit donc un plus grand gradient de température dans la chambre comme souhaité. Pour la configuration de gradient faible (A2), la température initiale dans la chambre entre la partie basse et la partie haute reste sensiblement la même (autour de  $432$  K). Au fond de la chambre de combustion, la température dans ce cas est donc légèrement plus élevée que pour la condition de chauffe uniforme B.

Il conviendra donc de comparer la propension à transiter vers la détonation pour chaque configuration de chauffe différentielle (A1 et A2) avec celles obtenues précédemment pour une confirmation de chauffe Uniforme A et B.

### Modes de combustion atteints pour les différentes configurations de chauffe

Pour rappel, dans le cas d'un mélange stœchiométrique de n-C<sub>10</sub>H<sub>22</sub>/O<sub>2</sub>/Ar à  $P_0 = 3$  bar, le pourcentage de DAIDT observées était de 0 % et 62 % respectivement pour les configurations de chauffe Uniforme A et B (paragraphe 4-1). Dans la configuration gradient négatif (A1), 15 essais ont été réalisés pour lesquels aucune DAIDT n'a été observée. A l'inverse, dans la configuration gradient faible (A2), les 15 essais réalisés ont systématiquement débouché sur une transition vers la détonation. L'ensemble des résultats est synthétisé dans la Table 5-2 .

Configuration de chauffe	$T_c$ corps [K]	$T_c$ bas [K]	$T_0$ bas [K]	$T_0$ à 40 mm [K]	$ \overrightarrow{gradT} $ [K.mm <sup>-1</sup> ]	Essais réalisés	% DAIDT observée
Uniforme A	408	NA	413	421	0.2	10	0
Uniforme B	418	NA	427	434	0.175	16	62
Gradient négatif A1	408	378	414	423	0.225	15	0
Gradient faible A2	408	448	432	433	0.025	15	100

Table 5-2 Présentation du pourcentage de transition vers la détonation pour l'ensemble des configurations de chauffe étudiées

Dans la continuité de l'analyse réalisée dans le chapitre 4, la pertinence du mécanisme de SWACER pour la DAIDT est donc étudiée pour l'ensemble des cas associé à une auto-inflammation monodimensionnelle.

### **5.2.2 Transition vers la détonation par le mécanisme de SWACER**

L'objectif de cette partie est de vérifier la pertinence du mécanisme de transition vers la détonation par SWACER, mis en évidence dans le chapitre précédent pour les autres configurations de chauffe où l'auto-inflammation est « monodimensionnelle ». Le critère de DAIDT développé au chapitre 4 sera également évalué et les différents cas étudiés seront positionnés dans un diagramme ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ).

#### Validation du critère de transition vers la détonation

Dans le chapitre précédent, un critère de transition vers la détonation a été développé à partir des travaux de Zander et al. [147], d'une analyse phénoménologique et de nos résultats expérimentaux. La génération des effets de compressibilité dans les gaz frais s'est traduite par l'établissement d'une valeur seuil du critère de Zander  $\Delta\tau_i/\tau_e$ . Dans le cas d'une chauffe uniforme, ce critère seuil, valable pour une combustion par propagation d'un front réactif, correspond à un nombre de Mach limite minimum au-delà duquel les effets de compressibilité engendrés par un taux de dégagement de chaleur rapide ne peuvent pas être négligés. Pour le nombre de Mach

limite  $M_L = 0.15$  établi au paragraphe 4.3.2, la valeur seuil du critère de Zander en dessous de laquelle une détonation peut se produire est de  $|\Delta\tau_i|/\tau_e = 2.92$ . Dans ce cas,  $\Delta\tau_i$  représente la différence de délai d'auto-inflammation entre les deux points de mesure de température successifs, séparés d'une distance  $h$ , présentant la plus faible variation de température au moment de l'apparition de la flamme froide (et par conséquent favorisant la propagation plus rapide des fronts d'auto-inflammation dans ce volume considéré) et  $\tau_e$  le temps d'excitation chimique de l'auto-inflammation.

Les mêmes calculs ont été réalisés pour les différentes configurations de chauffe (A, B, C, D, A1, A2) générant des topologies d'auto-inflammation 1D. Les valeurs moyennes des calculs sont présentées dans la Table 5-3 (les calculs sur l'ensemble des essais sont présentés en **annexe N**). De la même manière, la Figure 5-7 présente le pourcentage de transition vers la détonation en fonction de la valeur du critère de transition vers la détonation calculée.

Configuration de chauffe	$P_0$ [bar]	$\overline{ \Delta\tau_i /\tau_e}$	STD ( $ \Delta\tau_i /\tau_e$ )	% DAIDT observées
Uniforme A	3	6.46	0.88	0
Uniforme B	3	2.86	0.93	62
Uniforme B	2.5	2.87	0.23	25
Uniforme B	2	2.93	0.7	0
Uniforme C	2.5	3.76	0.27	35
Uniforme D	3	2.08	0.19	100
Gradient négatif A1	3	10.92	1.35	0
Gradient faible A2	3	2.17	0.25	100

Table 5-3 Évaluation du critère de transition vers la détonation (valeurs moyennes) et pourcentage de DAIDT observées

Malgré la forte dispersion des points, liée aux fortes hypothèses utilisées et à la non prise en compte de l'historique de compression, on trouve une courbe de tendance présentée en pointillé du pourcentage de DAIDT observées en fonction de la valeur de  $\overline{|\Delta\tau_i|/\tau_e}$ . Cette courbe de tendance nous permet d'obtenir une valeur limite du critère de transition vers la détonation en fonction du pourcentage de transition vers la détonation. En considérant le cas limite comme étant celui donnant une plage statistique entre 40 % et 60 % de DAIDT, on trouve un critère de transition entre 2.1 et 2.7, ce qui correspondant environ à une plage de nombre de Mach limite  $M_L$  entre 0.25 et 0.20 pour la propagation des fronts d'auto-inflammation (flamme froide et MHR). Cette plage de valeur est cohérente avec l'analyse phénoménologique et les valeurs déterminées expérimentalement au chapitre précédent (chapitre 4). On peut par ailleurs noter que le critère vers la détonation tend à prédire à coup sûr la formation d'une détonation dans les gaz frais. Le fait qu'on retrouve alors un nombre de Mach limite plus élevé est cohérent.

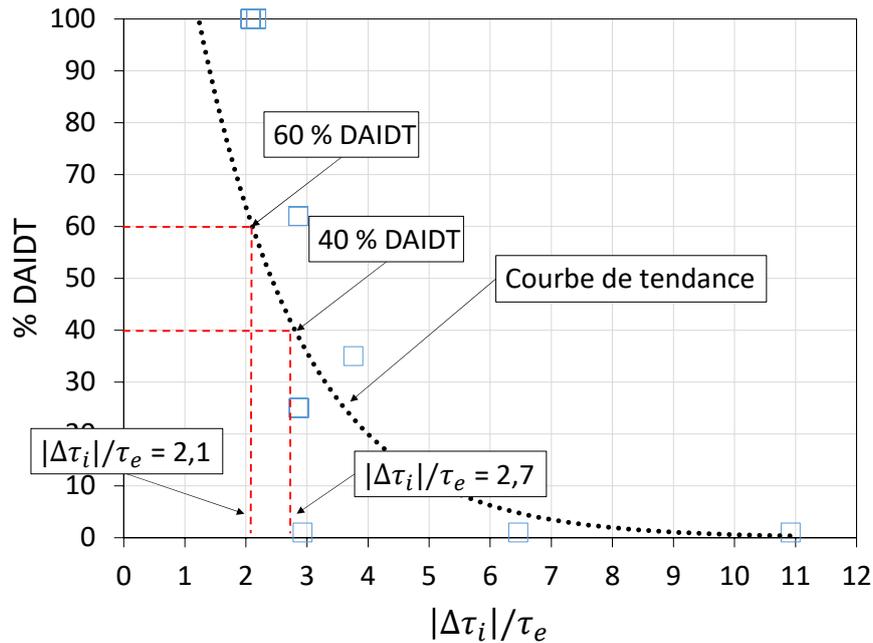


Figure 5-7 Évolution du pourcentage de transition vers la détonation observée en fonction de  $\overline{|\Delta\tau_i|/\tau_e}$  calculé à partir de la Table 5-3.

Ainsi, on retrouve une plage de valeur de vitesse de propagation pour laquelle les « effets de compressibilité » sont observables dans la chambre car le mélange n'a pas le temps de revenir à l'équilibre pendant la propagation des fronts d'auto-inflammation (Chapitre 4).

#### DAIDT en configuration gradient négatif (A1)

Dans la configuration de gradient négatif (A1), alors que la majeure partie de la chambre est réglée à la même température, la présence d'un gradient de température important empêche l'apparition d'une détonation dans la chambre. La valeur du critère de Zander et al. [147] est même plus élevée dans le cas d'un gradient fort que dans le cas d'une chauffe uniforme (Table 5-3). Il est à noter que pour la configuration gradient négatif, les valeurs de température de la distribution de température initiale est supérieure (dans son intégralité) à la distribution de température initiale observée pour la configuration de chauffe uniforme (Figure 5-1). D'après le critère de transition vers la détonation (Table 5-3), la propension à transiter vers une détonation pour la configuration gradient négatif est plus faible que pour la configuration Uniforme A.

#### DAIDT en configuration gradient faible

De la même manière, la configuration gradient faible présente une propension à transiter vers la détonation plus élevée (aussi bien en terme de pourcentage de DAIDT observées qu'en terme de valeur du critère de DAIDT) que la configuration de chauffe uniforme qui présente des températures en moyenne plus élevées.

Il apparaît donc que le critère de DAIDT développé au chapitre 4 prédit de manière probante la transition vers la détonation pour les configurations de chauffe différentielle.

## Présentation des essais avec le formalisme $(\xi, \epsilon)$

La Figure 5-8 présente les couples  $(\xi, \epsilon)$  pour les essais issus des différentes configurations de chauffe différentielle (vert : configuration gradient négatif fort – A1, orange : configuration gradient faible – A2, rouge : DAIDT pour une configuration Uniforme de chauffe et bleu : DAIT pour une configuration Uniforme de chauffe). Les essais issus de la distribution de température initiale à fort gradient présentent systématiquement une DAIT. Ils sont situés à l'extérieur de la péninsule de détonation, dans la zone  $(\xi, \epsilon)$  où les transitions vers l'auto-inflammation subsonique et la déflagration sont favorisées, ce qui est en accord avec les observations. Pour une distribution de température à faible gradient (A2), l'ensemble des essais présentent systématiquement une DAIDT et sont situés dans la partie basse de la péninsule de détonation, à la frontière avec l'explosion thermique. Ce sont les points présentant une transition vers la détonation les plus proches de cette limite et donc ceux qui auront le plus de facilité à transiter vers la détonation (en comparaison avec les essais réalisés en configuration de chauffe uniforme). Les résultats présentés sur la Figure 5-8 semblent donc consistants avec ceux obtenus précédemment (chapitre 4). Les essais présentant une DAIDT sont situés pour des valeurs de  $\xi$  faibles ( $< 10$ ) – c'est notamment le cas pour la configuration de chauffe gradient faible – et pour des valeurs de  $\epsilon$  intermédiaires (entre 1 et 2.5). Une série d'essais présentant une DAIT en chauffe uniforme est située dans la zone  $(\xi, \epsilon)$  de DAIDT. Ces essais présentent un comportement stochastique puisque pour de mêmes conditions initiales de pression et de température, des DAIDT et des DAIT sont observées. Il faut cependant souligner que le calcul des valeurs de  $\xi$  et  $\epsilon$  repose tout de même sur un grand nombre d'hypothèses : la distribution de température dans les gaz frais est supposée monodimensionnelle, le gradient de température calculé au moment de l'apparition de la flamme froide ne dépendant que de la compression adiabatique et de la consommation des gaz frais par la flamme et également que la vitesse de propagation du front de MHR ne dépend que du gradient de température et de la dérivée du délai d'auto-inflammation en fonction de la température. Ainsi, en valeur absolue les paramètres  $\xi$  et  $\epsilon$  ne sont pas très précises. Cependant l'ensemble des essais ayant été réalisés avec le même mode opératoire, les positions relatives des points entre eux sur le diagramme  $(\xi, \epsilon)$  permet de délimiter des zones de transition vers des régimes particuliers (Figure 5-8). On rappellera également que le formalisme de Bradley s'appuie sur des calculs réalisés dans des conditions parfaitement adiabatiques. De plus, les limites mises en évidence dans ces études ( $\xi_u$  et  $\xi_l$ ) sont déterminées au moyen d'interpolations. Une certaine dispersion existe dans les simulations numériques réalisées par le groupe de Bradley. Cela redonne forcément du crédit au travail expérimental réalisé dans cette étude et montre notamment que les limites définies dans ces études ne sont pas brutales. On peut également rappeler qu'il a été montré que l'historique de compression a un impact fort sur les transitions de régime de combustion, historique qui n'est pas pris en compte dans le formalisme de Bradley.

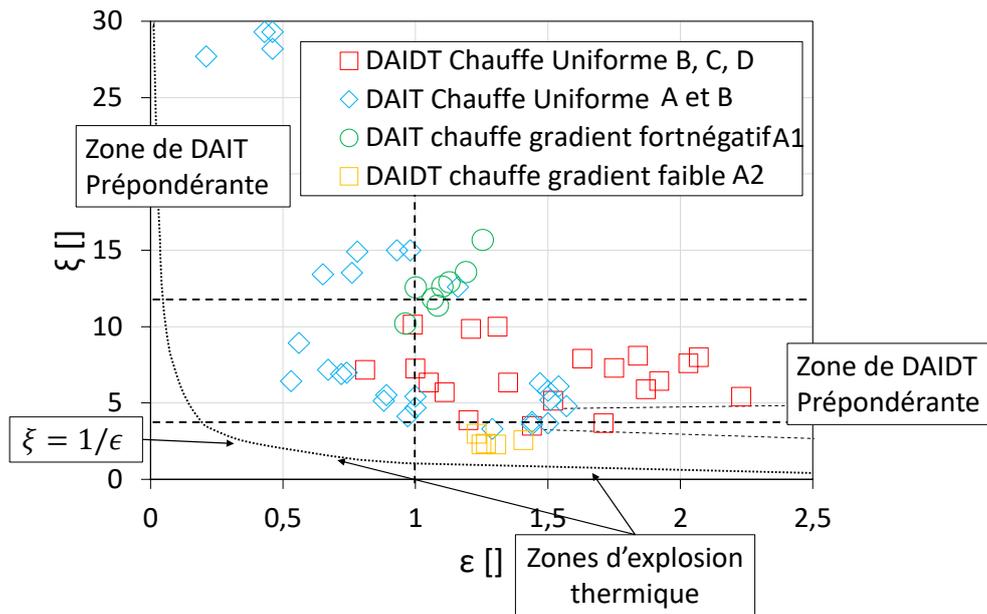


Figure 5-8 Position des couples de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) suivant les transitions de régimes observées dans la chambre pour l'ensemble des essais réalisés à la stœchiométrie (bleu : DAIT en chauffe uniforme, rouge : DAIDT en chauffe uniforme, vert : DAIT en chauffe à gradient fort et orange : DAIDT en chauffe à gradient faible)

Le gradient de température dans les gaz frais au moment de la propagation des fronts d'auto-inflammation joue donc un rôle prépondérant sur la transition vers la détonation. Un gradient faible permet en effet la propagation rapide des fronts d'auto-inflammation et par conséquent la génération d'effets de compressibilité qui diminue encore le gradient d'induction en amont de la propagation du front réactif ce qui favorise l'accélération du front d'auto-inflammation jusqu'au couplage choc/front réactif. Cependant, ce gradient de température ne peut pas être facilement mesuré. Il est donc estimé en fonction du gradient initial imposé (chapitre 4), c'est une source d'incertitudes sur le positionnement des points en  $\xi$  et  $\epsilon$ . Pour entériner ces observations, il convient d'analyser plus finement la génération de ces effets de compressibilité lors de la propagation rapide des fronts d'auto-inflammation.

#### Etude de l'influence des ondes de pression ou acoustique sur le mécanisme de DAIDT

La présence des effets de compressibilité suggérée par les résultats de calcul précédent est confirmée par des visualisations de strioscopie réalisées sur plusieurs essais. Ces observations sont réalisées dans des conditions de chauffe différentielle dans la configuration provoquant un gradient faible (A2<sup>40</sup>, dont le gradient de température au moment de la propagation du front d'auto-inflammation est estimé à  $-0.25 \text{ K}\cdot\text{mm}^{-1}$ ). Dans cette configuration de chauffe, la propagation d'ondes de pression est systématiquement observée. Selon les essais, elle est observable pendant la propagation rapide du MHR (Figure 5-9) ou après celle de la flamme froide (Figure 5-10). Dans le premier cas, la propagation de la flamme froide produit peu d'effets

<sup>40</sup> Cette configuration est détaillée dans le chapitre 2 et la distribution de température considérée est présentée sous la forme de carrés bleus dans la Figure 5-1.

hydrodynamiques et la propagation du front de MHR est observable sur au moins 10 mm avant la transition vers la détonation. En revanche, dans le deuxième cas (Figure 5-10), la propagation rapide de la flamme froide (environ  $250 \text{ m.s}^{-1}$ ) favorise l'apparition d'effets de compressibilité d'amplitude importante et la transition vers la détonation se fait quasi-instantanément lors du début de propagation du front de MHR. Ainsi, pour une même configuration de chauffe (Gradient faible A2), les effets de compressibilité peuvent être observés après la propagation de la flamme froide ou pendant la propagation du front de MHR.

Des ondes de pression peuvent également être observées de manière sporadique pendant la propagation du front de MHR dans les configurations de chauffe Uniforme C et D, i.e. à très haute température initiale, pour des conditions de pression initiales élevées. La Table 5-4 présente une corrélation directe entre les configurations de chauffe, l'observation d'ondes de pression dans les gaz frais et la transition vers la détonation. Une transition vers la détonation (DAIDT) est systématiquement obtenue dans le cas où des ondes de pression sont occasionnellement observées.

<b>Configuration de chauffe</b>	<b>Observation d'ondes de pression</b>	<b>% de DAIDT lorsque les ondes de pression sont observées</b>
<b>Uniforme A</b>	Non	NA
<b>Uniforme B</b>	Non	NA
<b>Uniforme C</b>	Partiellement oui (2/7)	100 %
<b>Uniforme D</b>	Partiellement oui (6/20)	100 %
<b>Gradient négatif A1</b>	Non	NA
<b>Gradient faible A2</b>	Oui	100 %
<b>Gradient positif A3</b>	Oui	100 %

*Table 5-4 Tableau récapitulatif des conditions de chauffe pour lesquelles des ondes de pression sont observables dans la chambre et corrélation avec la transition vers la détonation pour un échantillon d'essais réalisés à  $P_0 = 3 \text{ bar}$  pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$*

#### Visualisation des ondes de pression pendant la propagation du front de MHR

Les ondes de pression générées par la propagation rapide du MHR dans la chambre (environ  $280 \text{ m.s}^{-1}$ ) sont mises en évidence sur la Figure 5-9 dans la configuration de gradient faible (A2). Ces ondes se déplacent plus rapidement que le front de MHR, mais elles sont rattrapées par ce dernier au moment de la transition vers la détonation. Ainsi, elles n'impactent pas le capteur de pression avant l'arrivée de la détonation et ne sont donc pas visibles sur le signal de pression.

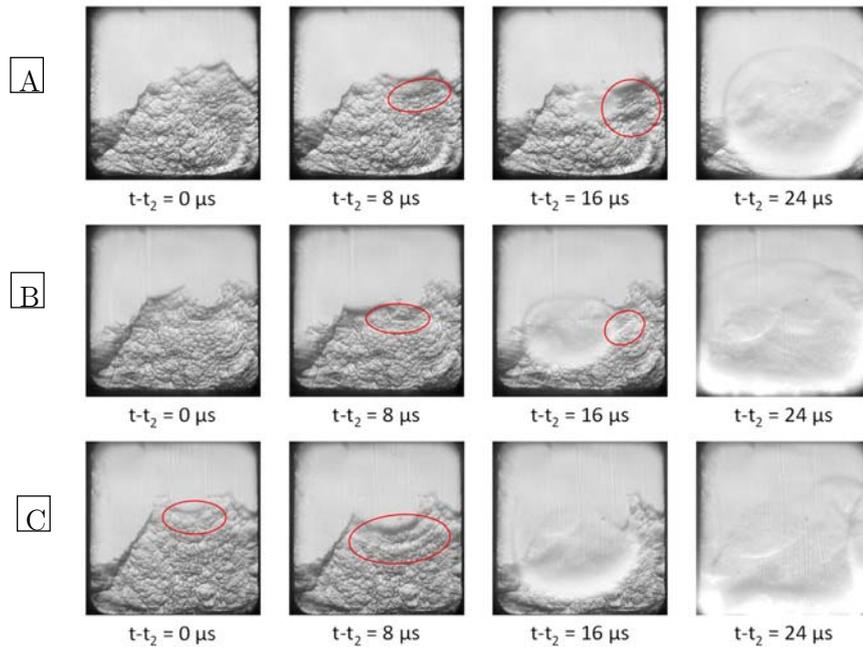


Figure 5-9 Visualisation par strioscopie de la propagation du front de MHR avec génération d'ondes de pression dans les gaz frais pour trois essais (A, B et C) réalisés dans la configuration de chauffe gradient faible A2 ( $\text{grad}T \approx -0.25 \text{ K.mm}^{-1}$ ) à  $P_0 = 3 \text{ bar}$  pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$

#### Visualisation des effets des ondes de pression après la propagation de la flamme froide

Pour ces mêmes essais, la vitesse de propagation rapide de la flamme froide (environ  $250 \text{ m.s}^{-1}$ ), de même que son impact sur le fond de la chambre, génèrent également des effets de compressibilité d'intensité suffisamment importante pour générer des ondes de pression identifiables par strioscopie et qui se propagent dans les gaz frais (Figure 5-10). Cette propagation s'effectue dans toutes les directions et aura donc deux effets. Tout d'abord, la compression induite par ces ondes augmente la température des gaz, et de facto, diminue le délai d'auto-inflammation  $\tau$ . L'évolution exponentielle de ce délai avec la température, tend à réduire le gradient de temps d'induction. Ce faisant, la vitesse du front de MHR sera accrue favorisant le mécanisme de SWACER et donc la formation d'une détonation dans la chambre de combustion.

Pour ces essais, réalisés en condition de gradient faible (A2,  $P_0 = 3 \text{ bar}$ ,  $\phi = 1$ ), la propagation des ondes de pression (Figure 5-10-A) est difficile à mettre en évidence sur des images successives. Cependant elles impactent le déplacement de la flamme tulipe qui comporte alors une composante oscillatoire. Celle-ci peut être mise en évidence par un traitement de flot optique (Figure 5-10-B). Ainsi, le déplacement des motifs cellulaire de la flamme tulipe mis en mouvement par la propagation et les réflexions des ondes de pression dans les gaz frais est mesurable. La valeur moyenne de la vitesse de déplacement des gaz frais induite au cœur de la flamme tulipe est importante (entre  $80 \text{ m.s}^{-1}$  et  $120 \text{ m.s}^{-1}$ , Figure 5-10). Cette valeur est consistante avec la théorie de dynamique des gaz compressible qui exprime la variation de pression engendrée par une onde de pression en fonction de la vitesse des gaz  $U$ , de la vitesse de propagation de l'onde de pression  $D$  et de la masse volumique des gaz devant l'onde de pression  $\rho_u$  (équation (5-2), basée sur la stationnarité des ondes de pression).

$$\Delta P = \rho_u U D \quad (5-2)$$

En effet , l'application de cette relation au cas présenté sur la Figure 5-10, permet d'estimer l'amplitude de pression de ces ondes et de la comparer à la mesure obtenue par le capteur de pression. Ainsi, pour une onde de pression se propageant à la vitesse du son dans les gaz frais (soit environ  $580 \text{ m.s}^{-1}$  dans les conditions de l'étude), et en considérant une vitesse matérielle induite dans les gaz frais d'environ  $100 \text{ m.s}^{-1}$ , on trouve une amplitude de pression d'environ 7 bar. Celle-ci est tout à fait cohérente avec l'amplitude des oscillations de pression au moment de l'apparition de la flamme froide ( $\Delta P = 5 \text{ bar}$  ) relevée sur la Figure 5-11-B.

Sur les essais présentant ce type de phénomènes, la vitesse de propagation moyenne du front de flamme froide est de l'ordre de  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Compte tenu des caractéristiques thermodynamique des gaz frais à ces instants, cette vitesse représente un nombre de Mach local de 0.34. Cette valeur de vitesse élevée ne permet plus de considérer le processus de combustion incompressible. C'est donc consistant avec l'observation d'effets de compressibilité mentionnés et l'analyse phénoménologique développée dans le chapitre 4.

Ces phénomènes (ondes de pression observées directement ou indirectement) sont observés sur chaque essai réalisé dans la configuration gradient faible (A2). Cela confirme l'importance de ces effets de compressibilité sur la transition vers la détonation. Il a également été mis en évidence à l'aide de la Table 5-4, que quelle que soit la configuration de chauffe utilisée, dès lors que des effets de compressibilité sont observés dans les gaz frais, le mélange transite en détonation (DAIDT). Il faut cependant rappeler que l'observation de ces ondes de pression est fortement liée à la sensibilité de la chaîne de visualisation par strioscopie. Celle-ci n'étant pas étalonnée, elle est donc sujette à variation de tir à tir.

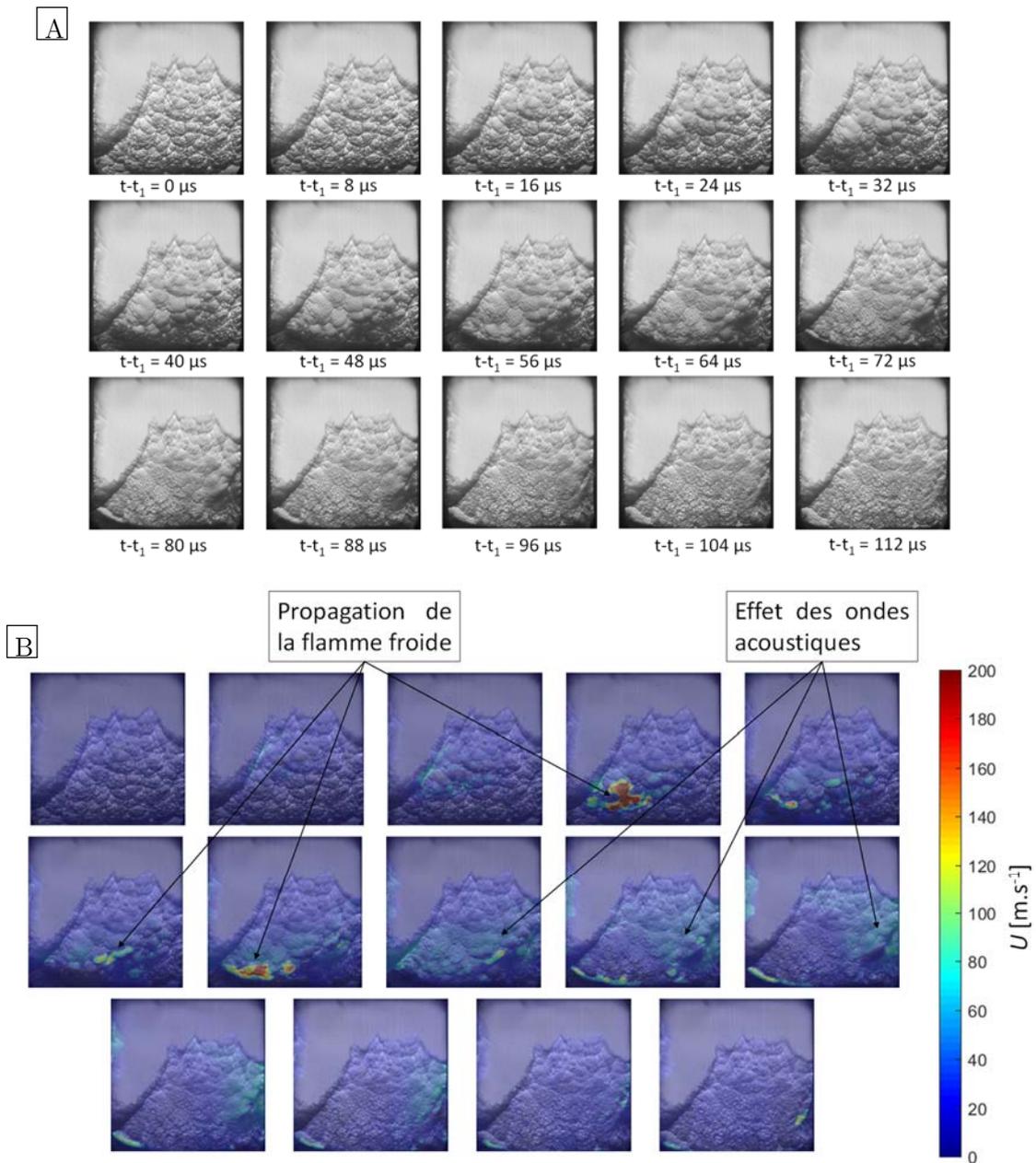


Figure 5-10 (A) Visualisation par strioscopie de l'effet de la propagation d'ondes de pression dans les gaz frais après le passage de la flamme froide sur la structure cellulaire de la flamme tulipe et (B) Traitement par flot optique des images pour la configuration de chauffe gradient faible (A2) à  $P_0 = 3$  bar pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$

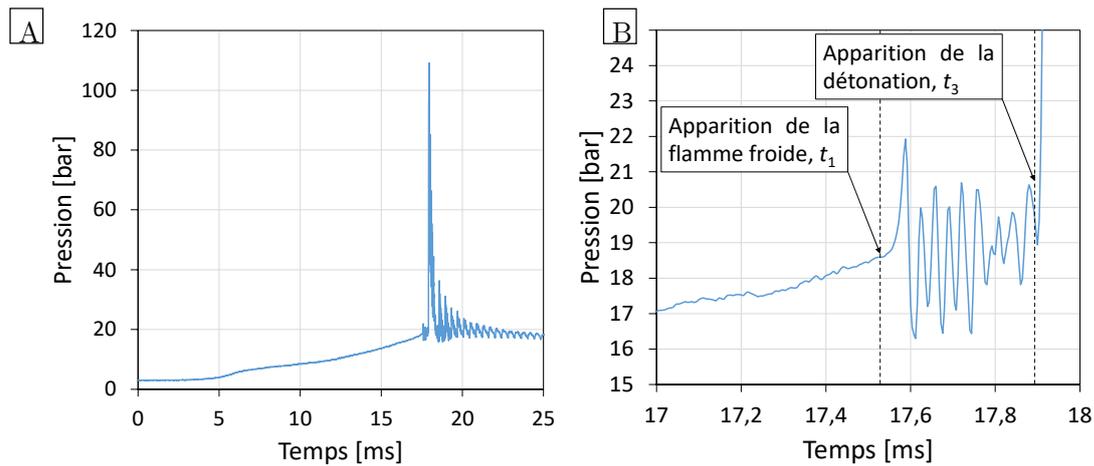


Figure 5-11 Évolution de la pression au cours du temps pour l'essai considéré sur la Figure 5-10 (A) et zoomé sur la flamme froide (B), dans la configuration de chauffe à gradient faible (A2) à  $P_0 = 3$  bar pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$

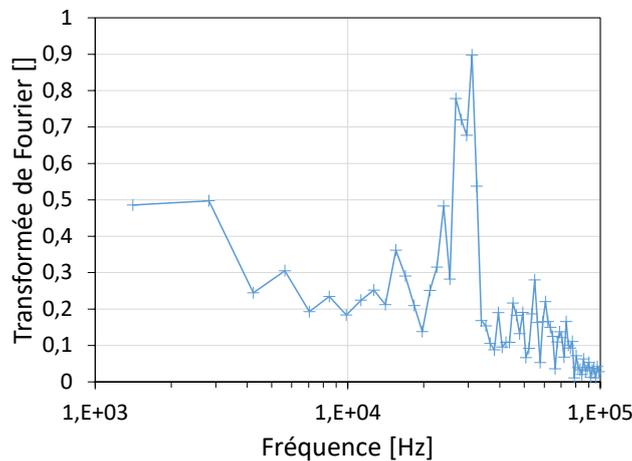


Figure 5-12 Transformée de Fourier du signal de pression entre les instant d'apparition de la flamme froide  $t_1$  et de la détonation  $t_3$ , dans la configuration de chauffe à gradient faible (A2) à  $P_0 = 3$  bar pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$

Les oscillations de pression représentées sur la figure 5-10 présentent une fréquence caractéristique mis en évidence par FFT à 33 kHz (cf figure 5-11). Compte tenu des dimensions de la chambre et des conditions thermodynamiques dans les gaz frais à cet instant cette fréquence paraît élevée. Elle traduit la propagation d'ondes latérales symétriques par rapport au capteur de pression. En effet, Dans les cas où des ondes de pression sont générées par la propagation de la flamme froide (gradient faible – A2), la flamme froide se déplace du cœur de la flamme tulipe vers le fond de la chambre. Sa propagation est donc pseudo-symétrique suivant l'axe vertical de la chambre  $\vec{y}$ . Par conséquent, la génération d'ondes de pression pendant la propagation de la flamme froide se fait aussi de chaque côté de l'axe  $y$  en direction des parois latérales. Un schéma explicatif est proposé pour expliquer la propagation des ondes de pression dans la largeur de la chambre et met en évidence le processus d'excitation sur le second mode propre de la chambre (Figure 5-13). Les oscillations observées sur le signal de pression sont donc la combinaison d'ondes acoustiques sur plusieurs modes propres de la chambre.

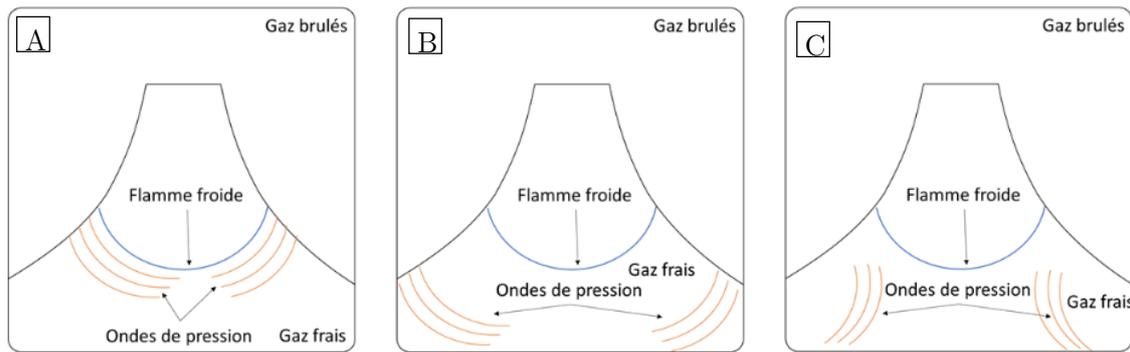


Figure 5-13 Schéma simplifié présentant : (A) la génération d'ondes de pression pendant la propagation de la flamme froide, (B) leurs propagations dans la chambre « dans toutes les directions » et (C) leurs propagations, après réflexion contre les parois latérales, dans la largeur de la chambre

En conclusion, dans le cas d'une phénoménologie d'auto-inflammation que nous avons qualifiée de 1D, le gradient de température joue donc un rôle prépondérant dans l'apparition d'une détonation dans la chambre de combustion. En effet, un gradient de température favorable (le plus faible possible) favorise la propagation rapide des fronts d'auto-inflammation (flamme froide et MHR) dans la chambre. Cette propagation rapide du front réactif s'accompagne d'ondes de pression suffisamment intenses pour être observées par striescopie. L'intensité de ces ondes de pression est corrélée à la vitesse de propagation du front réactifs (flamme froide et MHR) et favorise, au travers de l'élévation de température des gaz frais, l'accélération du front réactionnel, engendrant donc une convergence aboutissant à l'observation d'une transition vers la détonation. Nous retrouvons le mécanisme de SWACER décrit au chapitre 4.

### 5.3 DAIDT dans un cas fortement tridimensionnel

Dans la configuration gradient positif (A3), la chambre est chauffée de manière bien plus importante dans la partie basse que dans le reste de la chambre. Le gradient thermique est donc inversé par rapport au reste de l'étude. D'après les mesures initiales de température, la partie la plus chaude dans les gaz frais, au moment de l'apparition des fronts exothermiques, est située contre la paroi au fond de la chambre (Figure 5-3). Or la répartition de température initiale semble éloignée du cas monodimensionnel, puisque des effets 3D sont observés pendant la propagation des fronts d'auto-inflammation. Dans cette partie, nous mettrons tout d'abord en évidence un autre mécanisme de transition vers la détonation qui est lié à cette configuration de chauffe particulière. Puis, via l'analyse des visualisations par striescopie réalisées à une fréquence de 2 MHz, nous présenterons un autre mécanisme possible de transition vers la détonation, toujours rattaché au phénomène de SWACER.

#### 5.3.1 Mise en évidence de l'existence d'un mécanisme différent de transition vers la détonation dans la configuration de chauffe à gradient positif

Dans le cas d'une topologie 3D de l'auto-inflammation due à une distribution de température présentant un fort gradient positif, les vitesses de propagation respectives des fronts de flamme

froide et de MHR mesurées sont lentes mais une transition vers la détonation est systématiquement observée.

Les calculs des paramètres  $(\xi, \epsilon)$  pour ces conditions sont représentés en carrés noirs sur la Figure 5-14, superposés aux résultats des cas réalisés à la stœchiométrie et présentés précédemment (chapitre 4). Ces derniers essais qui transitent systématiquement vers la détonation se situent finalement en dehors de la péninsule de détonation sur cette figure. La position des points expérimentaux obtenus semble indiquer qu'un petit volume de mélange devrait s'auto-enflammer sous la forme d'explosion thermique et ainsi induire la transition vers la détonation qui a été observée. Cependant, le manque de connaissance sur la distribution spatiale de température au sein de la chambre ne permet pas, dans ces configurations fortement tridimensionnelles, d'estimer la distribution de température 3D sur la base de l'unique mesure du profil de température initial mesuré suivant l'axe de la chambre.

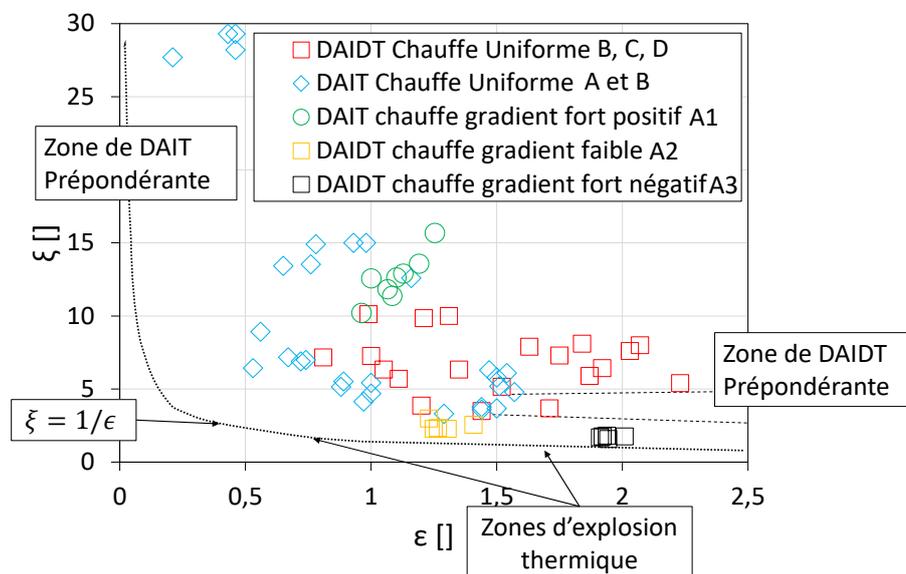


Figure 5-14 Position des couples de Bradley  $(\xi, \epsilon)$  suivant les transitions de régimes observées dans la chambre (bleu : DAIT en chauffe uniforme, rouge : DAIDT en chauffe uniforme, vert: DAIT en chauffe à gradient négatif (A1), orange: DAIDT en chauffe à gradient faible (A2) et noir : DAIDT en chauffe à gradient positif (A3))

Il s'agit donc de s'appuyer sur les visualisations ultra-rapides pour identifier la phénoménologie qui aboutit à l'obtention d'une détonation.

### 5.3.2 Mise en évidence d'un mécanisme différent de transition vers la détonation par SWACER

La configuration de chauffe à gradient fort positif présente une topologie d'écoulement très différentes de celles étudiées précédemment. En effet, la distribution de température dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide ( $t = t_1$ ) est telle que cette dernière apparaît successivement dans des zones disjointes des gaz frais (Figure 5-3-C). Cette différence est également observée sur la dérivée du signal de pression (Figure 5-15-B) qui présente un plateau caractéristique de l'apport continu d'énergie par l'apparition successive de la flamme froide dans

différentes zones. Ce plateau sur la dérivée du signal de pression favorise l'augmentation continue de la pression pendant cette phase alors que pour la configuration de chauffe à gradient faible A2, la phase de propagation de la flamme froide est source de nombreuses oscillations de pression (Figure 5-5-B). A l'inverse pour la configuration A3, c'est pendant la propagation du front de MHR que de fortes oscillations sont observées sur le signal de pression (Figure 5-15-A), dues à la propagation d'ondes de pression ou de choc devant le capteur de pression.

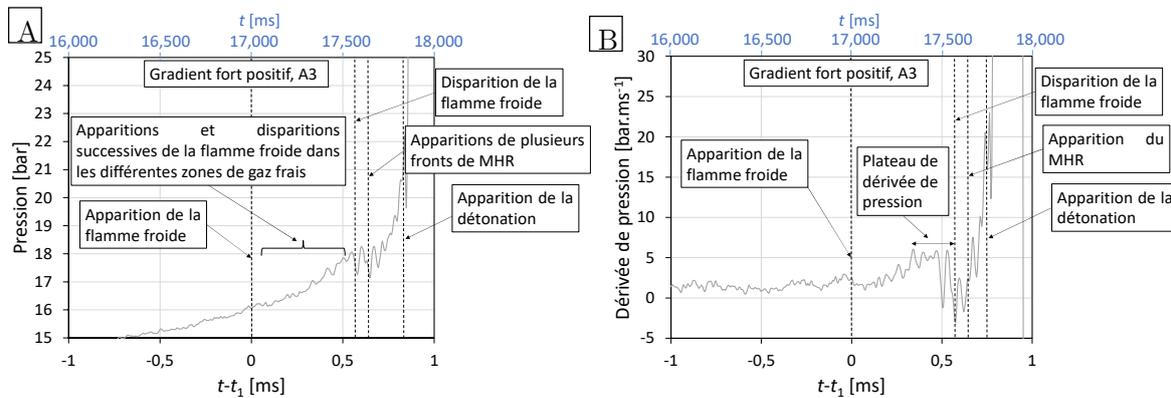


Figure 5-15 (A) Évolution de la pression centrée sur l'instant d'apparition de la flamme froide et (B) évolution de la dérivée de pression. Graphes issus de la Figure 5-5-C et de la Figure 5-6-C.

L'analyse des visualisations par strioscopie, réalisées à très haute fréquence (500 kHz) dans cette configuration de chauffe particulière, nous permet de mettre en évidence un comportement plus complexe lors de la DAIDT (Figure 5-16). La topologie tridimensionnelle du front de MHR a été mis en relief (Figure 5-17 en rouge) sur la première image pour permettre un meilleur suivi de la propagation image par image. Dans la partie droite de la zone de visualisation, le MHR consomme les gaz, ne laissant qu'un faible volume de gaz imbrûlés, de forme allongée, dans la zone inférieure droite (Figure 5-17 jaune). Des ondes acoustiques sont observables pendant la phase d'oxydation de ce faible volume de gaz résiduel (Figure 5-17 mises en évidence en vert sur les images concernées entre  $t - t_3 = -20$  et  $-16 \mu\text{s}$ ). La propagation de ces ondes de pression dans la chambre n'est pas suffisante pour déclencher un front de MHR à un autre endroit de la zone de visualisation. Dans le même temps, on observe une onde de choc se propager dans les gaz brûlés (en bleu sur la Figure 5-17). Par ailleurs, les ondes acoustiques (en vert sur la Figure 5-17) dans les gaz frais finissent par s'atténuer sans avoir donc déclenché de DAIDT. Entre  $t - t_3 = -16$  et  $-10 \mu\text{s}$ , la zone de gaz résiduelle est consommée très rapidement, générant des ondes de choc<sup>41</sup> qui vont provoquer l'auto-inflammation des gaz plusieurs millimètres après leur passage (entre  $-16$  et  $-8 \mu\text{s}$ , l'extrémité du front réactif se propage vers la gauche à environ  $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  dans le référentiel du laboratoire<sup>42</sup>) et ainsi former une détonation en  $t - t_3 = 0 \mu\text{s}$ .

<sup>41</sup> Il s'agit ici, non pas d'une onde de pression mais d'une onde de choc se propageant et restant visible aussi bien dans les gaz frais que dans les gaz brûlés (Figure 5-17 en bleu sur les images concernées).

<sup>42</sup> L'ordre de grandeur est proche de la vitesse du son, si l'on tient compte du fait que les gaz frais sont probablement « chassés » vers l'extérieur du tube lorsque cette poche de gaz frais rétrécit.

On remarquera que ce mécanisme est également observable sur la Figure 5-2-C : la consommation d'une petite poche de gaz dans une partie des gaz frais (le coin inférieur droit de la zone de visualisation pour la Figure 5-2-C et la « langue » de gaz frais dans la partie inférieure droite de la zone de visualisation pour la Figure 5-16) entraîne la formation d'ondes de pression observables au centre de la zone de visualisation (entre  $t = 17.806$  et  $17.822$  ms pour la Figure 5-2-C). Puis la consommation volumique importante des gaz frais dans la partie gauche de la zone de visualisation (entre  $t = 17.854$  et  $17.862$  ms pour la Figure 5-2-C) entraîne la formation d'une détonation sphérique dont le centre correspond au centre de la zone consommée rapidement par l'auto-inflammation en masse et d'où sont générées des ondes de choc. Dans ce cas, la détonation est formée en  $t = 17.870$  ms.

En résumé, dans le cas de la configuration de chauffe à gradient positif (A3), la vitesse de propagation des fronts d'auto-inflammation, avant  $- 22 \mu\text{s}$  sur la Figure 5-16, n'est pas suffisante pour générer les effets de compressibilité observés. Par conséquent, on peut supposer que ces ondes de pression, provoquant la transition vers la détonation, sont initiées par le confinement inertiel de l'auto-inflammation à un instant donné, pour un élément de fluide de taille réduite (par exemple, la partie droite de la « langue » de gaz frais sur la Figure 5-16). Un tel noyau, de taille plus faible, donnerait des valeurs de  $\epsilon$  plus élevées si l'on basait l'analyse de Bradley sur ces instants/positions. Cela correspond bien au critère de confinement inertiel utilisé par Kurtz et Regele [2][3]. Dans ce cas, l'auto-inflammation des gaz frais après le passage d'une onde de choc générée par les mécanismes chimiques de l'auto-inflammation provoque, après une dizaine de microsecondes, le couplage front réactif/choc, c'est-à-dire la formation de la détonation.

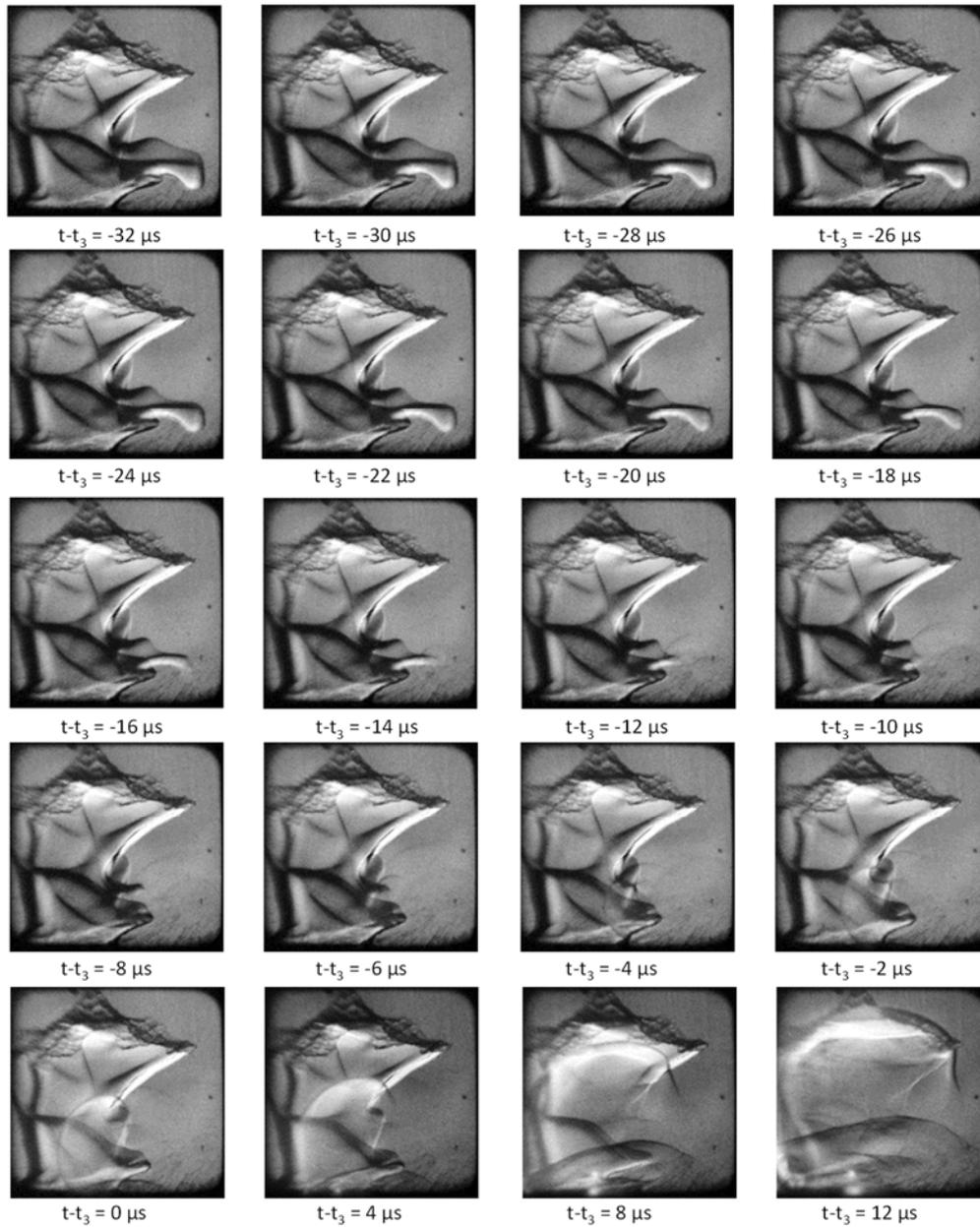


Figure 5-16 Visualisation par strioscopie de la propagation du MHR et de la formation d'une détonation à très haute fréquence (Shimadzu HPVX2  $f = 500$  kHz), dans la configuration de chauffe gradient positif (A3) à  $P_0 = 3$  bar pour un mélange stœchiométrique  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$   $t_3$  correspondant à l'instant d'apparition de la détonation.

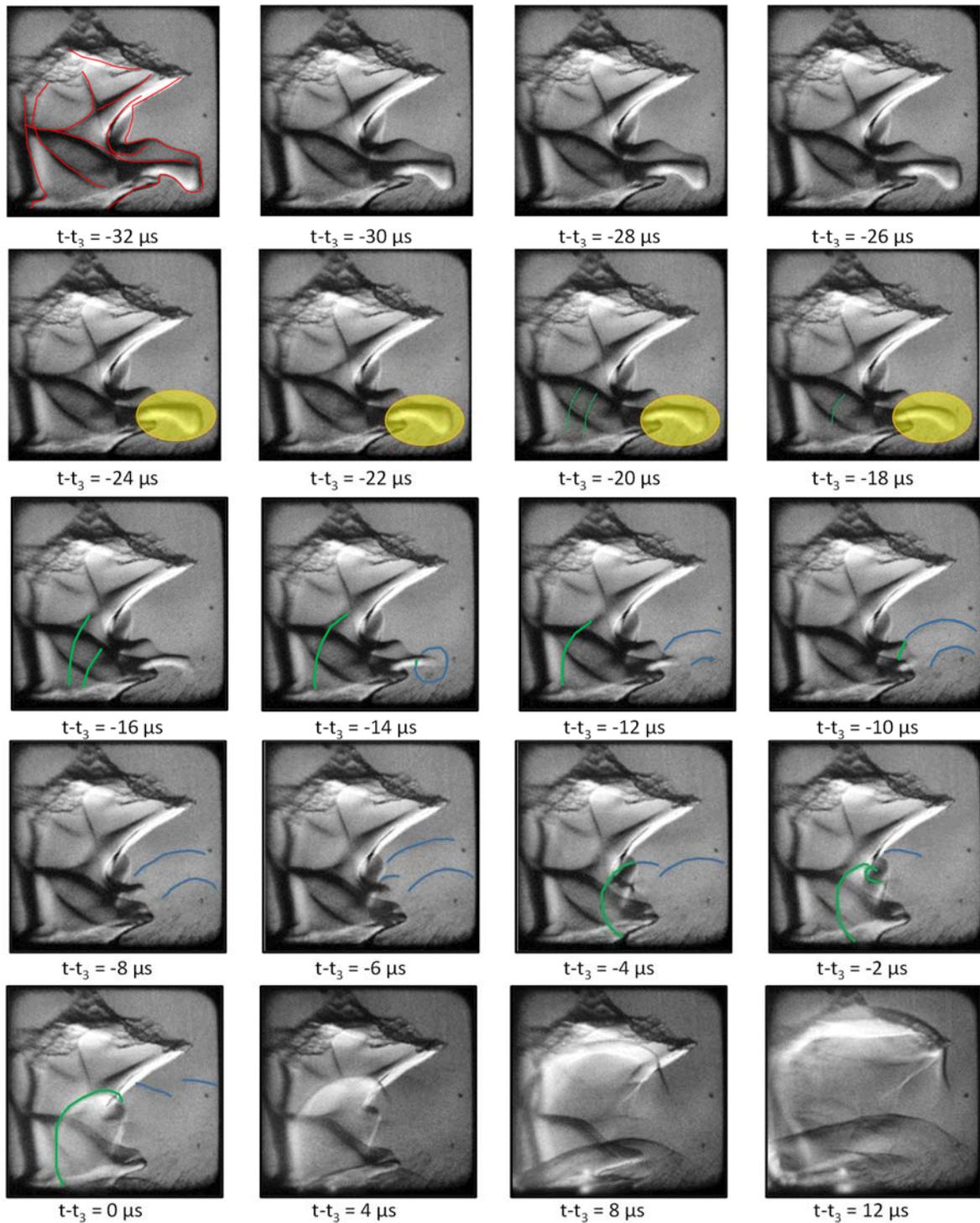


Figure 5-17 Représentation des différents fronts en couleur sur les visualisation par strioscopie (rouge : front de MHR, bleu : onde de choc dans les gaz brûlés, vert : onde de pression et de choc dans les gaz frais, jaune : zone de départ de la transition vers la détonation)

Ce mécanisme de transition est également associé au mécanisme de SWACER puisqu'il met en jeu le déclenchement de l'auto-inflammation et le couplage (choc/zone réactive) de la détonation par la propagation d'effets de compressibilité.

## 5.4 Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, l'influence de la distribution initiale de température sur les modes de combustion atteignables dans la chambre a été étudiée. Dans un premier temps, trois topologies d'auto-inflammation ont été mises en évidence pour trois distributions de température dans la chambre. Ces topologies sont séparées en deux catégories, celles privilégiant une direction particulière et dénommées monodimensionnelles (suivant l'axe  $\vec{y}$ ) et celles présentant un comportement fortement tridimensionnel.

Le critère de transition vers la détonation a été vérifié pour des configurations de chauffe particulières. Il apparaît que la configuration de chauffe positive avec un fort gradient met en évidence un autre mécanisme de transition vers la détonation, mettant en jeu des effets de compressibilité générés par la chimie de l'auto-inflammation ( $\epsilon > 1$ ) et non plus uniquement par l'aérodynamique rapide de la propagation du front d'auto-inflammation.

Nous avons montré l'influence de la génération des ondes de pression dans les cas monodimensionnels sur la transition vers la détonation et conclu qu'une transition vers la détonation n'était observée que lorsque l'accélération du front de MHR était favorisée par la propagation d'effets de compressibilité générés par la propagation rapide de la flamme froide ou du MHR. L'observation de ces ondes de pression semble être une condition suffisante à la transition vers la détonation mais pas une condition nécessaire. En effet, la capacité de les observer est fortement dépendante de la sensibilité de la chaîne de visualisation par strioscopie. Pour des configurations de chauffe uniforme (chapitre 4), la qualité des visualisations mises en œuvres ne laissaient apparaître que sporadiquement des ondes de pression alors que la transition vers la détonation était observée.

Les essais réalisés dans la configuration de chauffe inverse (partie basse de la chambre plus chaude que le reste) présentent systématiquement une topologie d'auto-inflammation tridimensionnelle et une très forte propension à la DAIDT (100 % de DAIDT sur 15 essais). Ces derniers présentent cependant une propagation apparentes des fronts de flamme froide et de MHR lente (gradient de température fort). Par conséquent, l'accélération du MHR jusqu'à la vitesse du son dans les gaz frais n'est pas à l'origine du mécanisme de DAIDT dans ce cas. L'analyse fine des visualisations par strioscopie ultra-rapide a permis de mettre en évidence un autre mécanisme de transition vers la détonation, l'auto-inflammation d'une poche homogène de gaz génère des ondes de choc qui vont déclencher des auto-inflammation successives pendant leur propagation dans les gaz frais. Ainsi, le couplage choc/front réactif entraîne la formation de la détonation. On se rapproche, dans ce cas, des études numériques sur la transition vers la détonation par point chaud (Kurz et al. [149]).

Ce type de mécanisme pourrait potentiellement être observé dans une configuration CVC dans le cas d'un allumage précoce (avant que les grandes structures de turbulence n'aient disparues). Dans cette configuration, la distribution de température et de richesse favorise l'apparition de points chauds dans la chambre et peut entraîner la formation d'onde de choc suite à l'auto-

inflammation en masse d'un certain volume de gaz brûlés. L'auto-inflammation en masse des gaz frais est par ailleurs un comportement recherché dans le cadre de la SEC. Il est donc primordial d'éviter la génération d'onde de pression dans cette configuration pour ne pas transiter vers une détonation.



## Conclusion et perspectives

Pour préserver l'environnement et avec l'accroissement de la mobilité des personnes à l'échelle mondiale, les systèmes propulsifs aéronautiques doivent nécessairement évoluer. Pour cela, un programme visant à réduire les émissions de gaz à effet de serre ( $\text{CO}_2$ ) et d'oxydes d'azotes ( $\text{NO}_x$ ) a été mis en place au niveau européen [150]. L'amélioration continue des turbopropulseurs actuels ne semble cependant pas en mesure de répondre pleinement à ces objectifs fixés [151] et des solutions substitutives sont envisagées (SEC [6], CVCC [9], RDE [152] etc...). Ces ruptures technologiques reposent sur une utilisation de différents modes de combustion alternative (respectivement une déflagration dans une enceinte fermée, une auto-inflammation en masse ou explosion thermique et une détonation) pour la propulsion. La faisabilité et l'efficacité des solutions envisagées reposent principalement sur l'absence de transition entre ces différents modes de combustion. Un découplage de la détonation provoquerait ainsi une perte d'efficacité importante dans un RDE ou un PDE de même qu'une transition vers la détonation dans une CVCC pourrait provoquer l'endommagement du système mécanique.

Pour optimiser les chambres de combustion ou développer des solutions propulsives en rupture, un effort important a été fait sur la compréhension des phénomènes de transition de régimes de combustion. Des études numériques récentes ont notamment mis en évidence l'unicité d'un mécanisme sous-jacent de transition vers la détonation, le SWACER (Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release) [16]. Cependant les conditions thermodynamiques initiales des différentes configurations numériques étudiées sont, pour la plupart, difficilement transposables à des expérimentations. De plus, ces derniers sont principalement utilisés pour étudier les causes et les conséquences des transitions de régime. Dans le cas d'une auto-inflammation en fond de chambre, il existe donc un réel besoin d'études expérimentales se focalisant sur les mécanismes de transition de régime dans des configurations simples et bien caractérisées.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la chaire industrielle CAPA (pour l'étude des modes de Combustion Alternatifs pour la Propulsion Aérobique) en partenariat avec l'ANR, MBDA et SAFRAN et dont l'objectif est de répondre au besoin de connaissances scientifiques pour le développement des solutions technologiques en rupture [2]. Plus particulièrement, ces travaux ont pour but d'étudier expérimentalement le phénomène d'auto-inflammation dans le mécanisme de transition de régime de la déflagration vers la détonation. Ils ont notamment permis de mettre en évidence le mécanisme de transition vers la détonation de SWACER et de présenter une configuration expérimentale de référence aux études numériques pour l'analyse de ce mécanisme de transition vers la détonation. Ces travaux ont permis de tirer un certain nombre de conclusions détaillées ci-après.

### *Influence de l'historique de compression sur l'auto-inflammation*

Dans le cadre d'une pré-étude de dimensionnement de la chambre, un effort particulier a été fait pour montrer l'importance de l'historique de compression sur les mesures de délais d'auto-inflammation.

Au moyen de calculs d'auto-inflammation 0D avec chimie détaillée, une compression isentropique est réalisée pour atteindre les conditions thermodynamiques d'auto-inflammation relevées expérimentalement ( $T_i \approx 740$  K et  $P_i > 10$  bar). Le délai d'auto-inflammation est ensuite mesuré comme l'intervalle de temps entre la fin de la compression et le début de l'auto-inflammation. L'influence du temps de compression sur le délai d'auto-inflammation mesuré de la sorte a ainsi pu être caractérisée. Pour une élévation de température supérieure à la température d'auto-inflammation du n-décane, ce dernier commence à se décomposer. Ainsi, plus la durée de compression est importante et plus le délai d'auto-inflammation mesuré doit prendre en compte ladite compression. Cette décomposition partielle du mélange doit donc être considérée lors de la mesure de délais d'auto-inflammation (particulièrement en MCR).

#### *Développement du montage expérimental*

La première partie de cette étude s'est concentrée sur la mise en place du montage expérimental. Une chambre déjà existante a été adaptée pour lui permettre d'accueillir des cartouches chauffantes et ainsi fonctionner dans des conditions de température initiales élevées ( $T_0 = 421.6$  à  $456$  K) et vaporiser le n-décane. La mise en place d'une contre-bride pour maintenir un hublot épais de petite dimension ( $40 \times 40$  mm<sup>2</sup>) permet également de travailler dans des conditions de pression initiales élevées ( $P_0 = 1.5$  à  $3$  bar) tout en conservant une zone de visualisation dans la partie basse de la chambre de combustion.

La connaissance des conditions thermodynamiques de pression, de température et de mélange dans la chambre au cours de l'essai est primordiale pour étudier les mécanismes de transition de régime. Aussi, pour obtenir des mesures précises, la caractérisation de la chambre (température à l'intérieur de la chambre, adiabaticité, vaporisation et réalisation du mélange) a fait l'objet d'un effort important. Enfin, un protocole expérimental précis a été mis en place pour assurer une forte répétabilité des essais et se focaliser sur les mécanismes de transition de régime à proprement parlé.

#### *Identification des régimes de combustion successifs obtenus dans une enceinte fermée [153]*

Tout d'abord, les différents fronts réactifs successifs observés à la fin de la combustion dans la partie basse de la chambre ont été identifiés. Trois modes de combustion différents ont été mis en évidence :

- Une déflagration possédant une topologie particulière en tulipe liée exclusivement à la géométrie de la chambre de combustion. Celle-ci se propage de manière laminaire à une vitesse apparente d'environ  $10$  m.s<sup>-1</sup>. La forme de la flamme favorise l'apparition d'une zone de cœur adiabatique dans les gaz frais entre ses lobes.
- Une auto-inflammation en deux étapes observée par strioscopie sous la forme de deux fronts réactifs successifs, la flamme froide et le front associé au fort dégagement de chaleur de l'auto-inflammation (MHR). Le premier, pré-oxyde les gaz frais et provoque l'accumulation de molécules de peroxyde d'hydrogène qui vont se décomposer à haute température en radicaux hydroxyles provoquant le MHR. Ces deux fronts réactifs se

propagent plus rapidement que la déflagration (entre 35 et 300 m.s<sup>-1</sup>), en suivant le gradient de température. L'identification de ces fronts réactifs a été réalisée en couplant une visualisation par stioscopie à une visualisation directe et en leur adjoignant un calcul 0D d'auto-inflammation.

- Une détonation sphérique prenant naissance proche du front de MHR pour des conditions de température initiale plus sévères ( $T_0 \geq 428$  K). Ce front se propage dans les gaz frais à  $D_{CJ}$  sous la forme d'une détonation et dans les gaz brûlés à  $c_{CJ}$  sous la forme d'une onde de choc.

#### *Influence des conditions thermodynamiques initiales sur les transitions de régime de combustion*

L'influence des conditions initiales de pression, de température et de richesse sur les modes de combustion obtenus a ensuite été caractérisée au moyen d'études paramétriques.

- La transition vers la détonation passe nécessairement par une auto-inflammation partielle des gaz frais
- La propension à transiter vers la détonation augmente avec la température et la pression initiale.
- Un mélange pauvre aura également moins tendance à transiter vers la détonation qu'un mélange stoechiométrique
- Quelle que soient les conditions initiales de température ou de pression, les températures d'apparition des fronts de flamme froide et de MHR sont constantes (respectivement égales à 740 K et 1050 K)

Un état thermodynamique d'apparition de la flamme froide ( $P, T$ ), noté  $F_1$ , a été défini pour deux ensembles d'essais répondant aux exigences suivantes :

- Des conditions de pression et de température initiales ( $P_0, T_0$ ) différentes entre les deux ensembles d'essais
- Des conditions de pression et de température d'apparition de la flamme froide ( $P_1, T_1$ ) et du MHR ( $P_2, T_2$ ) identiques entre les deux jeux d'essais
- Deux modes de combustion différents atteints à la fin de l'essai (auto-inflammation séquentielle, DAIT, et détonation, DAIDT)

#### *Identification et caractérisation du mécanisme de SWACER de transition vers la détonation*

L'analyse comparative des essais appartenant à  $F_1$  a mis en évidence un mécanisme de transition vers la détonation par accélération du front de MHR. Dans les cas de DAIDT, le front de MHR accélère jusqu'à une vitesse proche de celle du son dans les gaz frais avant de transiter en détonation. A l'inverse, dans les cas de DAIT, le front de MHR a tendance à décélérer en se rapprochant des parois à cause d'un gradient de température défavorable. Ce mécanisme de transition vers la détonation correspond au SWACER et est théoriquement accompagné de la formation d'ondes de pression dans la chambre, observables expérimentalement pour les conditions de température et de pression initiales les plus élevées.

Au vu des résultats obtenus, la présence d'effets de compressibilité apparaît comme une condition suffisante mais pas nécessaire à la transition vers la détonation. Leur génération peut être engendrée, soit par l'accélération des fronts réactifs de flamme froide et de MHR, soit par confinement inertiel. Dans ce dernier cas, la transition vers la détonation est alors provoquée par l'auto-inflammation des gaz frais après le passage d'une onde de choc.

#### *Développement d'un critère de transition vers la détonation*

Enfin, un critère de transition de régime depuis l'auto-inflammation proposé de Zander et al., développé dans le cadre d'études numériques sur la SEC, a été testé dans la configuration expérimentale de l'étude. Il distingue l'apparition d'un front réactif propagatif (auto-inflammation séquentiel, détonation) d'une auto-inflammation en masse (explosion thermique). Un critère modifié a été proposé en adjoignant au critère de Zander la notion de compressibilité de l'écoulement réactif. L'application de ce critère à l'ensemble des essais réalisés permet de prédire l'apparition de la détonation dans les conditions où 0 et 100 % de DAIDT sont observées. Le critère proposé reproduit de manière satisfaisante la propension d'un mélange à transiter vers la détonation. De plus, un effort important a été réalisé pour rattacher ce critère de transition à la notion de propagation rapide de front réactif dans une enceinte fermée. Ce faisant, cette étude a mis en évidence les limites du formalisme de Bradley (non prise en compte de l'historique de compression, et prise en compte insuffisante de la dynamique propagative des fronts).

Les différents domaines de transition de régime ont toutefois été positionnés sur le diagramme de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) où  $\xi$  représente l'inverse du nombre de Mach de la propagation apparente du front de MHR et  $\epsilon$  décrit le confinement inertiel de l'auto-inflammation. Les modes de combustion prédits par le diagramme semblent consistants avec ceux qui sont atteints dans la chambre pour chaque configuration, ce qui confirme l'influence des effets de compressibilité sur la transition vers la détonation lorsqu'ils ont une intensité suffisante pour être observés.

Au cours de cette thèse, différents mécanismes de transition vers la détonation ont donc été observés et étudiés sur une large plage de conditions de pression, de température, de richesse et de gradient thermique, dans le cas d'une auto-inflammation par compression. Les résultats obtenus permettront d'appuyer les différentes études numériques réalisées sur le sujet qui manquaient jusque-là de données expérimentales suffisantes et fiabilisées. Ces travaux constitueront à l'avenir un socle utile à la validation de modèles numériques dédiés à l'étude de la transition vers la détonation. Ils ouvrent donc la porte à de nombreuses perspectives d'études.

Dans le domaine expérimental, plusieurs axes d'étude peuvent être donnés à la suite de ces travaux :

- Mesurer les flux de chaleur en paroi pour les différents modes de combustion obtenus avec notamment pour objectif de se servir de la signature thermique en paroi de chaque mode de combustion pour les corrélérer au régime de combustion.
- Poursuivre la caractérisation des mécanismes de transition de régime de combustion au moyen de diagnostics optiques laser (PLIF et PIV).

- Poursuivre les études paramétriques en température, pression et gradient thermique pour notamment étudier l'influence de la zone NTC sur la transition vers la détonation. Une augmentation de la température initiale devrait permettre l'apparition de l'auto-inflammation des gaz frais dans la zone NTC, et permettre ainsi d'en étudier l'influence sur les transitions de régime. Cette approche peut également être abordée en utilisant un autre combustible présentant une zone NTC à basse température.
- Poursuivre la caractérisation de l'influence du gradient de température dans la chambre sur d'autres configurations de chauffe, éventuellement non monotones, et pour d'autres géométries de chambre, de sorte à modifier l'influence des instabilités hydrodynamiques participant à la formation de la flamme tulipe. Il serait notamment intéressant d'observer si les transitions apparaissent toujours dans une configuration sans inversion de flamme.
- Rapprocher l'étude des cas d'application. Avec l'augmentation potentielle de la température initiale dans la chambre, il serait possible d'utiliser un mélange n-décane/air et donc d'étudier l'influence de ce changement de composition sur les mécanismes de transition de régime de combustion.

Dans le domaine numérique, des travaux sont nécessaires pour mieux appréhender les mécanismes de transition de régime observés à l'aide du montage expérimental :

- Il apparaît nécessaire de poursuivre la modélisation numérique des phénomènes de transition en prenant en compte les effets de compressibilité. Plus particulièrement, il semble intéressant de modéliser la propagation d'un front de MHR et son accélération dans le cas d'un gradient de température favorable en utilisant un code compressible 1D. On pourra ainsi précisément étudier l'influence des ondes de pression, libérées par l'accélération du MHR, sur la transition vers la détonation.
- Modéliser la distribution de température dans la chambre en utilisant une approche LES pour considérer notamment les effets de convection et de conduction différenciée entre le corps de la chambre et les hublots. Ce type d'approche permettrait également de reproduire l'influence des instabilités sur la flamme. Il serait alors possible d'obtenir la distribution de température au moment de l'apparition de la flamme froide dans la chambre et de vérifier notamment le sens de « propagation » théorique de l'auto-inflammation. Cette modélisation semble d'autant plus nécessaire dans le cadre de l'étude sur l'influence de la zone NTC sur les transitions de régime.



# Annexes

## Sommaire

---

Annexes.....	239
A. Théorie de l'explosion thermique de Semenov .....	239
B. Mécanismes chimiques de l'auto-inflammation.....	241
C. Mesure de délais d'auto-inflammation en tube à choc .....	244
D. Mesure de délais d'auto-inflammation en MCR .....	245
E. Développement des équations bilans dans le cadre de la théorie de Chapman Jouguet	248
F. Détermination des conditions thermodynamiques initiales d'études .....	250
G. Détail du calcul des incertitudes sur la mesure de pression de température et de flux de chaleur .....	254
H. Adiabaticité de la compression des gaz frais dans la chambre de combustion.....	257
I. Méthode de Flot optique (Optical Flow) .....	260
J. Méthode numérique de calcul de la célérité de Chapman Jouguet $D_{CJ}$ .....	264
K. Traitement d'image pour le calcul de la vitesse du front FR3 .....	265
L. Détermination des conditions thermodynamiques de pression, de température et de composition de mélange au cours des transitions de régime de combustion .....	267
M. Calcul de la fraction massique de gaz frais dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide.....	269
N. Détails du calcul du critère de transition vers la détonation et des éléments du formalisme de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) à la stœchiométrie .....	271



# Annexes

## A. Théorie de l'explosion thermique de Semenov

Cette théorie de l'auto-inflammation est basée sur l'analyse de Semenov [43] qui explique que sans pertes thermiques, un mélange réactif va toujours finir par s'enflammer spontanément. En effet, la conservation de l'énergie d'un système dans le cas adiabatique peut s'écrire :

$$wQ - \rho C_v \frac{dT}{dt} = 0 \quad (0-1)$$

Où  $Q$  est la chaleur massique de combustion à volume constant,  $w$  le taux de production chimique et  $C_v$  la capacité calorifique massique à volume constant. Le taux de production chimique se décrit par une loi d'Arrhenius (0-2).

$$w = K e^{-E_a/RT} \quad (0-2)$$

Le terme de production d'énergie est positif tout au long de la combustion et par conséquent la dérivée de température va rester positive et donc la température va augmenter de manière continue jusqu'à atteindre un état où la température va augmenter de façon exponentielle (Figure 0-1). C'est l'emballement thermique. On peut montrer que le temps nécessaire pour atteindre cet état, appelé le délai d'auto-allumage est donné par l'équation (0-3).

$$\tau = \rho C_v \frac{RT_0^2}{E_a} \frac{e^{\frac{E_a}{RT_0}}}{QK} \quad (0-3)$$

Et l'évolution de la température s'écrit :

$$T = T_0 - \frac{RT_0^2}{E_a} \ln\left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad (0-4)$$

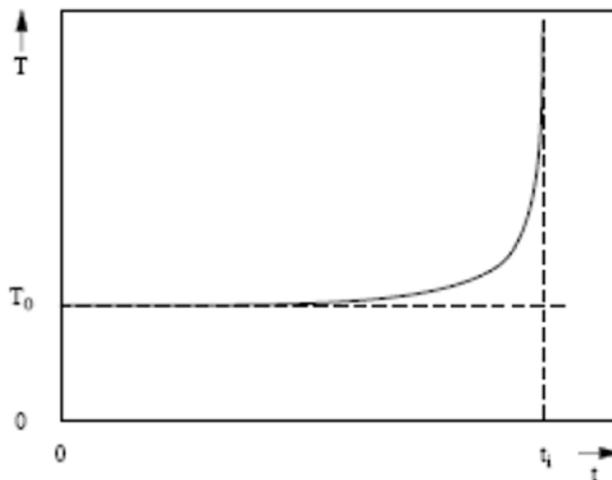


Figure 0-1 Évolution de la température lors d'un allumage par emballement thermique lors d'une combustion dans un réacteur adiabatique

Des échanges aux parois peuvent également être considérés en modifiant l'équation du bilan d'énergie (0-5).

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} = wQ - \frac{hS}{V}(T - T_w) \quad (0-5)$$

Si on considère une température de paroi élevée ( $T_{w3}$ ) (Figure 0-2) alors le terme de production sera toujours pas important que le terme de dissipation et on aura, comme pour le cas adiabatique, une auto-inflammation systématique.  $T_{w2}$  correspond à un cas critique. Si la température de paroi est encore plus faible ( $T_{w1}$ ), on aura une plage de température où il n'y aura pas d'auto-inflammation. En effet, le terme de production sera plus faible que le terme de pertes thermiques et la température va diminuer dans le mélange jusqu'à une valeur faible (intersection des deux courbes), à laquelle le mélange est métastable, i.e. consommé extrêmement lentement.

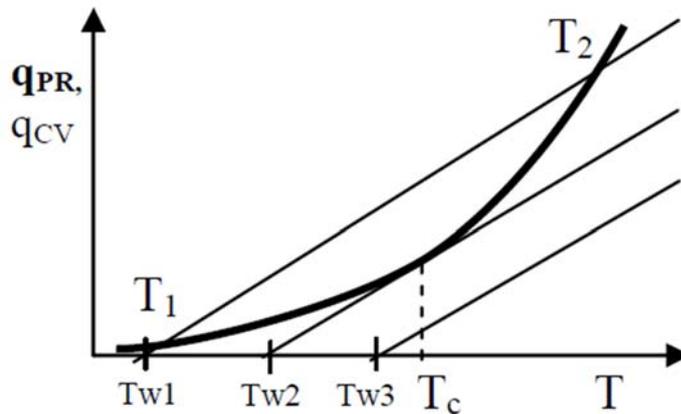


Figure 0-2 Évolution des termes de production et de pertes de chaleur en fonction de la température

## **B. Mécanismes chimiques de l'auto-inflammation**

Le mécanisme d'auto-inflammation sera d'abord décrit pour les hautes températures puis pour les basses températures. La formation et la disparition de la flamme froide sera ainsi expliquée. La description de ces mécanismes s'appuiera principalement sur l'article de revue de Griffiths [154] et les travaux de Westbrook et al. ([155] et [45]).

### *Mécanismes d'auto-inflammation à haute température*

Après l'initiation de la réaction, le mécanisme de ramification est celui qui entre le plus en jeu dans le cas des mécanismes d'auto-inflammation à haute température. Plus particulièrement c'est la consommation d'atomes d'hydrogène produisant un atome d'oxygène et deux radicaux hydroxyles (décrit par la réaction (0-6)) qui est la plus importante à haute température.



Par conséquent, la production d'alkyles accélère le taux de réaction global via la décomposition de ce dernier (réaction (0-7) par exemple) est essentielle puisqu'elle permet de rendre disponible un atome d'hydrogène pour la réaction (0-6).



Alors que dans le cas contraire, la production de méthyl par exemple va diminuer le taux de réaction global puisqu'il va se recombiner dans une réaction de terminaison (réaction (0-8)).



A haute température ( $T \geq 1200$  K), c'est la réaction (0-6) qui contrôle le mécanisme d'inflammation des gaz, quel que soit le système expérimental utilisé (tube à choc, combustion pulsée ou même au travers d'une détonation).

Burcat et al. [156], au moyen de mesures expérimentales de délais d'auto-inflammation en tube à choc à haute température, ont mis en évidence une différence de réactivité en fonction de la taille des alcanes considérés. En effet, plus le fuel est lourd (pour des chaînes linéaires) et plus le délai d'auto-inflammation est court. Ils ont également montré un comportement « anormal » de l'éthane dont le délai d'auto-inflammation est plus court que pour les alcanes plus lourds. Westbrook, dans un article de revue [155], explique que l'éthane réagit en produisant massivement des atomes d'hydrogène (réaction (0-7)) sans produire de méthyle. De la sorte, seules les réactions augmentant le taux de réactivité du système sont favorisées et par conséquent le délai d'auto-inflammation est le plus faible. C'est le raisonnement inverse qui s'applique pour le méthane et qui provoquent une diminution du taux de réactivité.

Griffiths [154] explique que la décomposition des alcanes lourds commence par une réduction du nombre de carbone dans la molécule ( $C_4 \rightarrow C_3 \rightarrow C_2 \rightarrow C$ ) produisant ainsi à la fois des éthyles et des méthyles qui provoquent à la fois la libération d'atomes d'hydrogène (réaction (0-7)) ou favorisent les réactions de terminaison (réaction (0-8)).

### *Mécanismes de réaction à température intermédiaire*

Entre 850 K et 1200 K, la réaction (0-6) est trop lente pour augmenter suffisamment le taux de réactivité global et permettre l'inflammation. Un autre jeu de réaction (réactions (0-9) à (0-11)) est ainsi prédominant.



Avec RH un alcane, R un alkyle et M une molécule inerte.

Cet ensemble de réaction utilise un atome d'hydrogène pour libérer deux radicaux OH, provoquant des réactions de ramification. Dagaut et al. [157] ont étudié les mécanismes chimiques d'auto-inflammation dans un réacteur parfaitement mélangé et ont mis en évidence l'importance des réactions (0-9) à (0-11) à une température environ de 1000 K.

A cette température la réaction (0-11) est quasiment instantanée et la fraction molaire de H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> dans le mélange chute. Cependant, dans la plupart des systèmes expérimentaux (MCR par exemple), c'est l'accumulation de H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> dans le mélange à plus basse température et sa consommation quasi-instantanée, une fois la température atteinte dans le système suffisante, qui déclenche l'inflammation (Figure 0-3). Cette figure présente ainsi que la production de H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> commence pour une température avoisinant les 800 K en même temps que le neo-pentane est consommé. L'accumulation de H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> se poursuit jusqu'à une température d'environ 950 K, température à laquelle l'intégralité du H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> accumulé est consommé instantanément pour produire des radicaux OH qui vont permettre l'emballement thermique.

Ribaucourt et al. [158] ont également montré que les mécanismes d'auto-inflammation sont dépendant de la forme des molécules. Ils ont ainsi montré et que les molécules linéaire (n-alcane) présentent la plus forte propension à s'auto-enflammer.

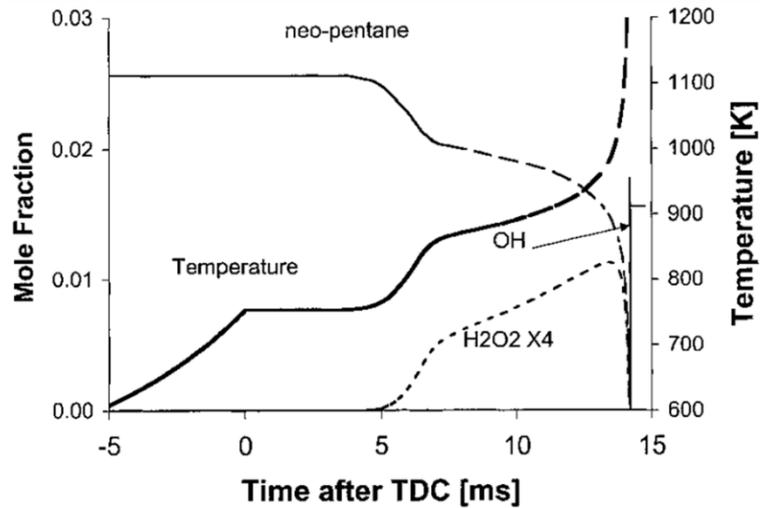


Figure 0-3 Calcul de la température et de la concentration de néo-pentane,  $H_2O_2$  et  $OH$  issu des travaux de Ribaucour et al. [158], figure issue de [155]

#### Mécanismes chimiques à basse température

A basse température, c'est l'ajout d'une molécule d' $O_2$  à l'alkyl  $R$  qui va jouer le rôle le plus important (réaction (0-12)).



Cette réaction d'équilibre est très favorable à basse température et va s'inverser dès que la température va augmenter. Le radical  $RO_2$  s'isomérisé ensuite pour produire un radical hydroperoxyalkyl ( $QOOH$ ). La décomposition de ce radical (suivant les réactions (0-13) et (0-14)) génère la libération de deux radicaux différents dans le mélange,  $HO_2$  et  $OH$ , en plus de la production de molécules stables,  $Q$  et  $QO$ .

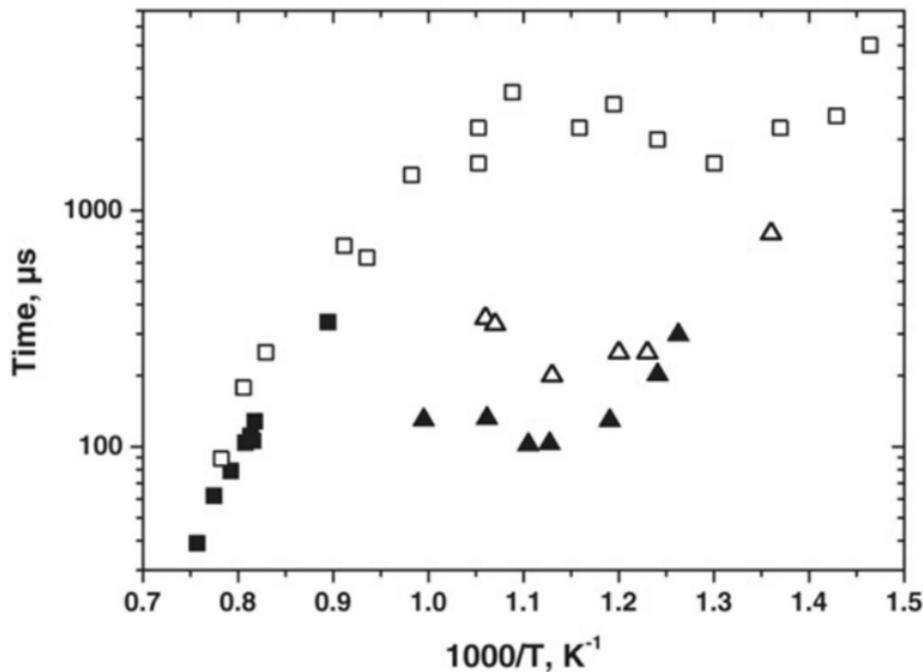


### C. Mesure de délais d'auto-inflammation en tube à choc

Burcat et al. [156] ont été les premiers à mesurer les délais d'auto-inflammation pour les cinq premiers alcanes. Les températures des gaz frais qu'ils considéraient pendant l'auto-inflammation étaient élevées ( $T > 1200$  K).

Une des limitations du tube à choc est que l'on ne peut mesurer que des délais d'auto-inflammation relativement courts, i.e. pour des températures et des pressions élevées, du fait des temps caractéristiques associés à l'aérodynamique compressible mise en jeu : au vu de la vitesse de propagation du choc dans le tube il est nécessaire de considérer soit des délais d'auto-inflammation très courts soit des tubes à chocs très longs. Le diamètre est également important du fait du développement de la couche limite thermique. Certaines études ont montré qu'il était possible d'adapter l'impédance acoustique du mélange d'étude et du gaz conducteur de manière à éviter la réflexion de l'onde de choc sur l'interface entre les deux mélanges ([159], [160]).

Un certain nombre d'études sur les délais d'auto-inflammation du n-décane ont été menées en utilisant des tubes à chocs ([49], [48] et [51]). La répétabilité des mesures ainsi que la préparation du prémélange gazeux à partir d'hydrocarbures lourds ont forcé ces différents groupes à chauffer le tube à choc, rendant difficile l'utilisation de systèmes optiques. Les résultats de Zuhkov et Pfahl pour un mélange décane/air sont donnés sur la Figure 0-4.



D. Figure 0-4 Comparaison du délai d'auto-inflammation mesuré pour un mélange stoechiométrique n-décane/air entre les essais de Zhukov et al. [49] à  $P_0 = 13$  atm (carrés pleins) et  $P_0 = 80$  atm (triangles pleins) avec les essais de Pfahl et al. [48] à  $P_0 = 12$  atm (carrés vides) et  $P_0 = 50$  atm (triangles vides)

## D. Mesure de délais d'auto-inflammation en MCR

La Machine à Compression Rapide (MCR) est un montage expérimental permettant de mesurer des délais d'auto-inflammation longs. La Figure 1-5 représente un essai en MCR pour un mélange n-décane/air. Le délai d'auto-inflammation  $\tau$  correspond à la variation temporelle entre la fin de la compression par le piston (généralement associée au temps  $t = 0$  ms) et le maximum de la dérivée de pression pendant l'essai (correspondant au pic de dégagement de chaleur principal de l'auto-inflammation). D'autres critères d'évaluation de l'instant d'allumage existent.

- La première méthode consiste à considérer le délai entre la fin de la compression par le piston et le temps où la pression maximale est atteinte dans la chambre.
- La deuxième méthode consiste à considérer le délai entre la fin de la compression par le piston et le temps où la pente de pression est maximale dans la chambre. Ces deux techniques sont très souvent utilisées ([80], [146], [161] et [162]) car ce sont des méthodes non optiques simples à mettre en œuvre.
- Kumar et al. [44] ont également mis en place un dispositif optique simple en utilisant une photodiode (Figure 0-5). Le délai d'auto-inflammation étant alors défini comme le délai entre la fin de la compression par le piston et le temps au bout duquel la photodiode va enregistrer des variations de luminosité.

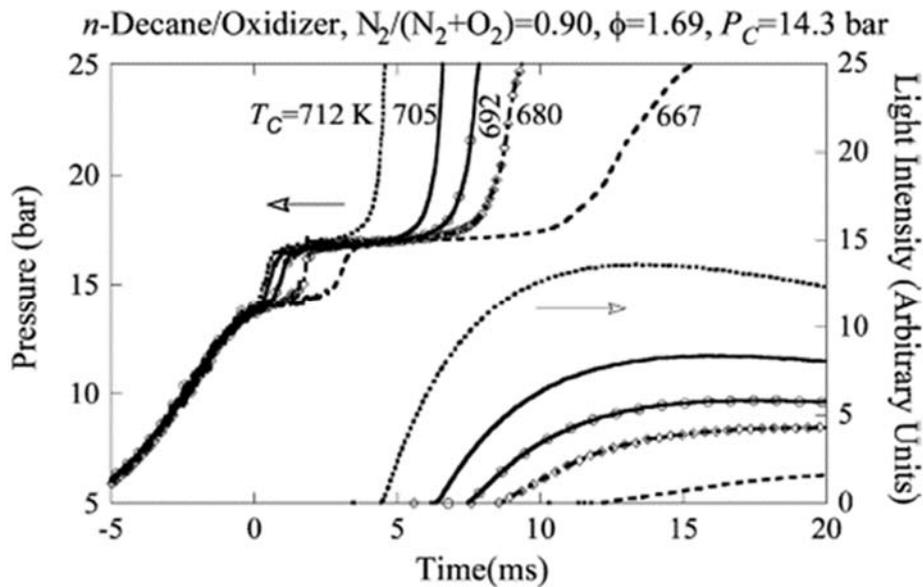
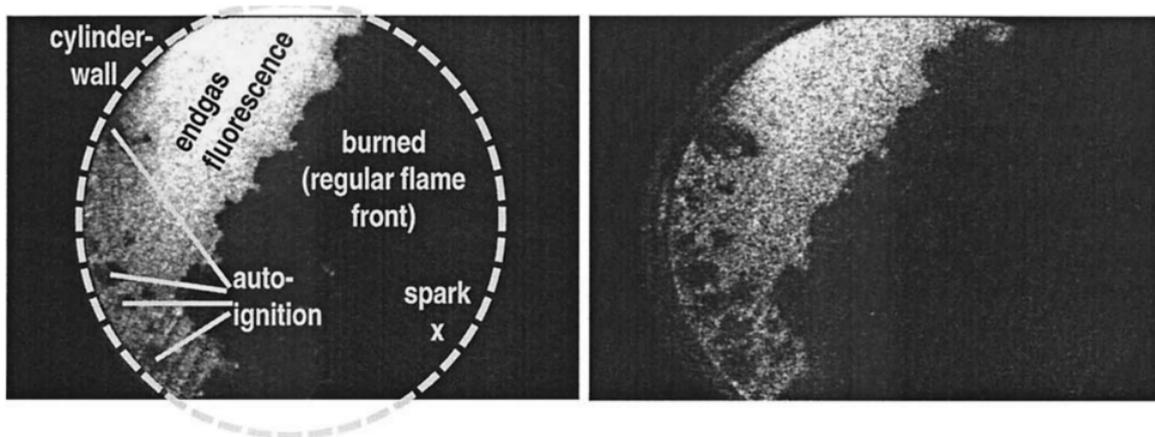


Figure 0-5 Evolution expérimentale de la pression et enregistrement des émissions lumineuse pour un mélange n-décane/air à différentes températures initiales,  $P_c=14.3$  bars

Le délai de flamme froide peut également être mesuré par les deux premières méthodes. Il correspond au temps au bout duquel la flamme froide « apparaît » dans la chambre. Ce phénomène est caractérisé par une augmentation de pression liée à l'augmentation de température dans les gaz « frais ». Il est notamment visible sur la Figure 1-5 à partir de  $t = 3$  ms. A cet instant le signal de pression présente un palier. Ce délai est couramment nommé  $\tau_1$  pour le distinguer du délai d'auto-inflammation global.

Cependant la flamme froide crée du formaldéhyde ( $\text{CH}_2\text{O}$ ). Ce dernier agit donc comme un marqueur de l'action de la flamme froide sur les gaz frais. L'observation de celle-ci ne peut se faire de manière directe (on remarque notamment sur la Figure 0-5 qu'il n'y a aucune émission lumineuse pendant cette phase – entre  $t = 1$  et  $4$  ms). Des techniques de visualisation ont été développées (caméras intensifiées et de PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) formaldéhyde [82], [163], [164]) pour visualiser la présence de formaldéhyde dans la chambre après le passage de la flamme froide. Ce qui permet de relever l'instant d'apparition de la flamme froide dans la MCR. La flamme froide est également visible par strioscopie mais peut se confondre éventuellement avec d'autres fronts réactifs, c'est pour cette raison que la PLIF est généralement privilégiée. La Figure 0-6 présente deux visualisations successives de PLIF formaldéhyde mettant en évidence la présence de formaldéhyde dans la partie gauche de la chambre (zone lumineuse). A l'intérieur de cette zone lumineuse on retrouve des taches plus sombres correspondant aux endroits où le formaldéhyde est consommé par la deuxième étape de l'auto-inflammation.



*Figure 0-6 Visualisation des noyaux d'allumage par fluorescence (PLIF) sur le radical formaldéhyde au sein d'un moteur à allumage commandé, au début de l'auto-allumage des gaz frais non consommés (Cliquetis). 100  $\mu\text{s}$  séparent les deux images [164]*

Chaque MCR est caractérisée par plusieurs paramètres qui lui sont propres : le temps de compression du piston et l'évolution de sa vitesse de propagation ainsi que sa forme. On distingue notamment deux types de MCR, celles possédant un piston plat qui génère une aérodynamique importante pendant la compression [165] et celles possédant un piston à cavité limitant l'influence des effets aérodynamiques dans la chambre [166]. Ces différents paramètres ont une influence sur l'homogénéité du mélange et l'évolution de température à l'intérieure de la chambre avant l'auto-inflammation. Hadj Ali [165] et Ribaucour [167] ont notamment étudié l'influence du temps de compression sur l'aérodynamique dans la chambre. Guézet et Kageyama [168] comme Tabaczinski [169] ont décrit, quant à eux, la formation de tourbillon pour l'utilisation d'un piston plat. Mittal et Chomier [170] ont par ailleurs montré que le délai d'auto-inflammation était fortement impacté dans la zone NTC par la forme du piston utilisée. Ainsi, ces variations expérimentales ont une influence non négligeable sur les mesures de délais d'auto-inflammation réalisées. Une étude a été menée [171] sur la turbulence dans une MCR. Cette étude a révélé, par PIV, que chaque MCR possédait une géométrie particulière et donc par conséquent, une

aérodynamique spécifique et que, pour comparer deux résultats provenant de deux MCR différentes il fallait mettre en place une série de mesures supplémentaires avec des gaz inertes.

Une volonté d'unification de ces mesures de délais a conduit au RCM Workshop, présentant les résultats de délais obtenus par différentes MCR pour les mêmes conditions initiales pour un mélange iso-octane/air à la stœchiométrie (Figure 0-7).

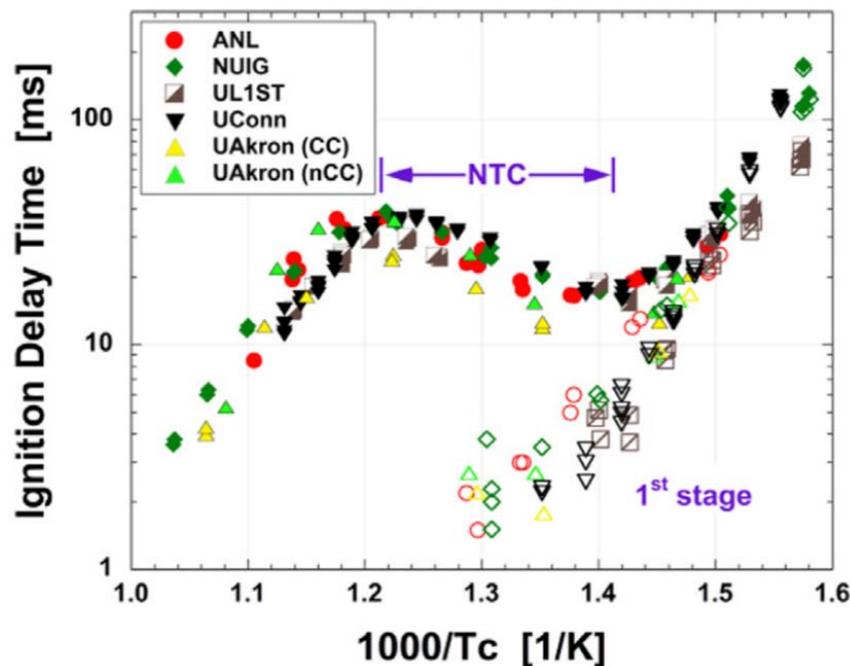


Figure 0-7 Mesures de délai d'auto-inflammation à une pression de 20 ( $\pm 0.65$ ) bar issues du 2<sup>ème</sup> RCM Workshop. Les symboles vides indiquent les délais de flamme froide et les symboles pleins représentent les délais totaux. (ANL – Argon National Laboratory, NUIG – National University of Ireland Galway, UL1ST – Université de Lille 1 Sciences et Technologies, UConn – University of Connecticut, UAkron – University of Akron (CC – piston à cavité, nCC – piston plat) issu de [47])

Une forte dispersion des résultats est observée autour de la zone NTC entre les différentes équipes. Cependant pour les températures extrêmes ( $1000/T < 1.2$  et  $1000/T > 1.45$ ), la pente de délais d'auto-inflammation en fonction de la température réciproque ( $1000/T$ ) semble être la même pour toutes les équipes.

Il faut également considérer que la compression ne soit pas parfaitement adiabatique et également que la réaction d'auto-inflammation démarre pendant cette dernière. Le calcul de délai d'allumage en MCR se fait donc usuellement en prenant en compte ces deux phénomènes, basée sur l'hypothèse de cœur adiabatique, où une partie du mélange subit des transferts thermiques, et l'autre non. Les deux zones étant couplées par les travaux des forces de pression [46]. Dans le cas d'un piston plat, la zone de cœur adiabatique disparaît au bout de plusieurs dizaines de millisecondes. C'est pourquoi des pistons à cavités sont souvent employés afin de piéger la couche limite froide et maintenir la validité de l'hypothèse de cœur adiabatique plus longtemps.

## E. Développement des équations bilans dans le cadre de la théorie de Chapman Jouguet

En supposant les gaz frais devant le front sont aux repos on pose  $u_0 = 0$ . Ce qui nous permet d'écrire les équations bilan de masse (équation (0-15)), de quantité de mouvement (équation (0-16)) et d'énergie (équation (0-17)) :

$$\rho_1(D - u_1) = \rho_0 D \quad (0-15)$$

$$P_1 + \rho_1(D - u_1)^2 = P_0 + \rho_0 D^2 \quad (0-16)$$

$$e_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}(D - u_1)^2 = e_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}D^2 \quad (0-17)$$

On obtient ensuite la célérité CJ et le coefficient isentropique CJ en fermant ce système d'équation par l'équation d'état des gaz brûlés (0-18) :

$$e_1 = e_0 + \frac{P_1 \nu_1}{\gamma - 1} - q \quad (0-18)$$

Avec  $\nu = 1/\rho$  et  $q$  la chaleur spécifique de la réaction.

En faisant disparaître  $u_1$  à partir de l'équation (0-15), on obtient une nouvelle écriture de l'équation (0-20) :

$$u_1 = D \left( 1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \quad (0-19)$$

$$\frac{P_1 - P_0}{\nu_1 - \nu_0} = -\rho_0^2 D^2 = -\dot{m}^2 \quad (0-20)$$

Avec  $\dot{m}$  le débit massique.

Cette équation est celle de la droite de Rayleigh (R) dans le plan (P,  $\nu$ ). En supprimant la vitesse du front de détonation D et la vitesse des gaz  $u_1$  dans l'équation de bilan d'énergie (0-17) à partir des équations (0-19) et (0-20), on obtient l'équation de l'adiabatique de Crussard (C) dans le plan (P,  $\nu$ ).

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(\nu_1 - \nu_0) \quad (0-21)$$

A partir de la relation de fermeture du système (équation (0-18)) on peut écrire une nouvelle forme de l'équation de Crussard complètement déterminée (équation (0-22)) :

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{\left( \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) - \left( \frac{\nu_1}{\nu_0} \right) + 2 \cdot \frac{q}{P_0 \nu_0} \right)}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \left( \frac{\nu_1}{\nu_0} \right) - 1} \quad (0-22)$$

Les solutions des lois de conservation coïncident avec l'intersection entre la droite de Rayleigh R et l'adiabatique de Crussard ((0-22)). Plusieurs possibilités sont envisageables :

- La droite de Rayleigh et l'adiabatique de Crussard ne présente pas d'intersections. Il n'y a dans ce cas aucune solution et une détonation ne peut pas se développer
- La droite de Rayleigh et l'adiabatique de Crussard présentent deux points d'intersection, notés F et f sur la Figure 0-8 représentant respectivement la solution « forte » et la solution « faible » de la détonation. La solution « forte » correspond à une solution instable, l'écoulement en aval de la détonation est subsonique et cela implique que les ondes de détente peuvent remonter jusqu'à la zone de réaction et ainsi atténuer l'amplitude de l'onde de choc. De plus, on peut montrer que la solution faible n'est pas une solution physique.
- La droite de Rayleigh est tangente à l'adiabatique de Crussard. C'est la solution de détonation retenue par Chapman et Jouguet.

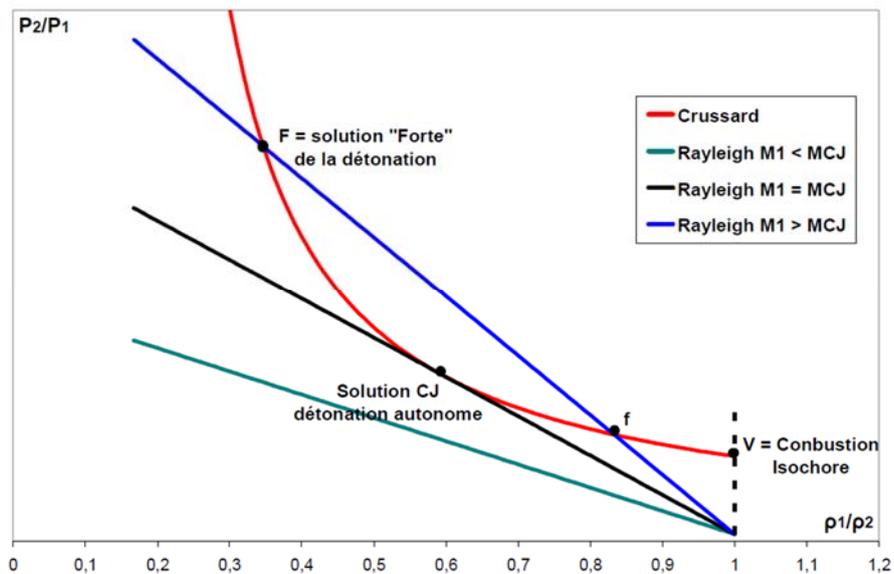


Figure 0-8 Représentation de l'adiabatique de Crussard et de la droite de Rayleigh Mickelson pour différents Mach

## F. Détermination des conditions thermodynamiques initiales d'études

Comme présenté dans le chapitre 1, le délai au bout duquel un mélange réactif s'auto-enflamme est très dépendant de la température et de la pression considérées. Il est donc nécessaire de définir les conditions initiales du mélange pour que la propagation d'une déflagration de ce mélange puisse générer des conditions d'auto-inflammation adéquates. La détermination de ces conditions de température fait l'objet du paragraphe suivant.

La compétition entre le délai d'auto-inflammation du mélange et le temps de combustion dans la chambre est le facteur principal qui pilote l'apparition ou non des transitions de régimes [78]. Pendant la propagation de la flamme, l'expansion des gaz brûlés va provoquer la compression des gaz frais, et donc leur échauffement. Pour un mélange n-C<sub>10</sub>H<sub>22</sub>/Air, un calcul d'équilibre à volume constant, réalisé en utilisant le schéma cinétique de Livermore [52], permet d'obtenir le niveau de pression suite à la combustion pour un mélange de n-C<sub>10</sub>H<sub>22</sub>/Air en fonction de la température initiale pour une pression initiale de 3 bar (Figure 0-9-A pour le cas stoechiométrique). On observe une décroissance de la pression maximale atteinte dans la chambre avec l'augmentation de la température initiale. Cela est dû au fait qu'à pression initiale fixée, la densité initiale du milieu diminue avec l'augmentation de la température initiale. Par conséquent il y a moins d'énergie à brûler dans le même volume et donc une plus faible augmentation de pression.

Pour une pression initiale de  $P_0 = 3$  bar, la compression isentropique des gaz frais jusqu'à la pression calculée nous donne un majorant de la température atteinte dans les gaz frais à la fin de la compression (Figure 0-9-B). Il s'agit là d'un majorant car on suppose la compression parfaitement isentropique (pas de pertes de chaleur aux parois).

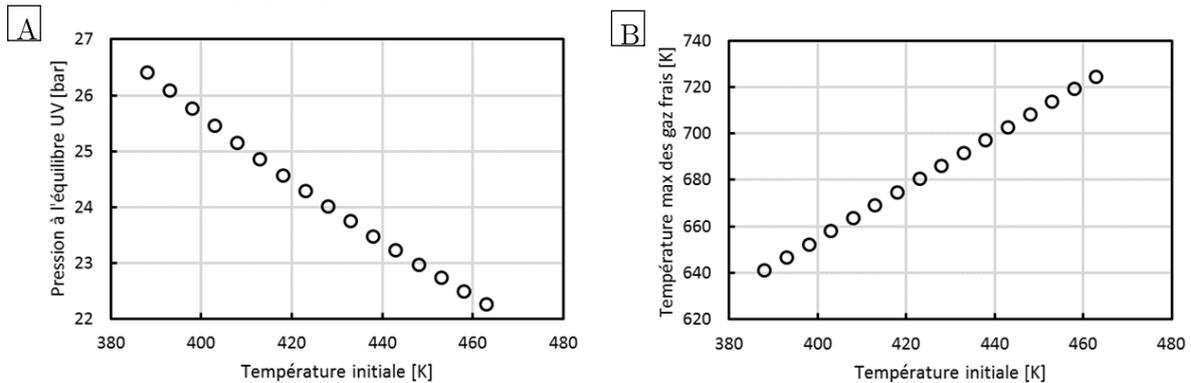


Figure 0-9 (A) Évolution de la pression maximale dans la chambre, obtenue à l'équilibre chimique à volume constant du mélange en fonction de la température initiale, (B) Évolution de la température dans les gaz frais à la fin d'une compression isentropique jusqu'à la pression maximale dans la chambre en fonction de la température initiale.

Pour les conditions de température précédemment détaillées ( $378 \text{ K} < T_0 < 463 \text{ K}$ ), la température à la fin de la compression varie linéairement entre 640 K et 725 K. Pour cette gamme de température, le délai d'auto-inflammation varie entre 20 ms et 5 ms (Figure 0-10). Cette dernière figure montre l'évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de la température

pour une pression de 13.5 bar. Comme cela a été évoqué précédemment (chapitre 1), la pression a un impact sur le délai d'auto-inflammation dans la zone NTC. Or dans ce cas précis, la zone NTC débute pour des températures supérieures à 780 K. Aussi, les délais calculés à une pression de 13.5 bar restent représentatifs de ceux obtenus pour des pressions plus élevées.

En faisant l'hypothèse d'une flamme non étirée se déplaçant à vitesse constante  $S_b$ , on majore le temps de combustion dans la chambre. La valeur retenue pour la vitesse apparente de flamme  $S_b$  pour un mélange de n-décane/air est issue des travaux de thèse de Romain Le Dortz [23]. A la stœchiométrie, elle est de l'ordre de 4 m.s<sup>-1</sup>. Dans cette condition, le temps de combustion dans la chambre est défini par l'équation 0-1 et serait égal à 43 ms et la température dans les gaz frais à la fin de la combustion avoisine les 650 K.

$$t_c = \frac{L}{S_b} \quad 0-1$$

Avec  $t_c$  le temps de combustion, L la longueur de la chambre et  $S_b$  la vitesse apparente de flamme.

Dans ces conditions, le temps de combustion  $t_c$  est plus faible que le délai d'auto-inflammation entre 550 K et 650 K pour le mélange n-décane/air (Figure 0-10), et à priori l'auto-inflammation n'aura pas le temps de se produire.

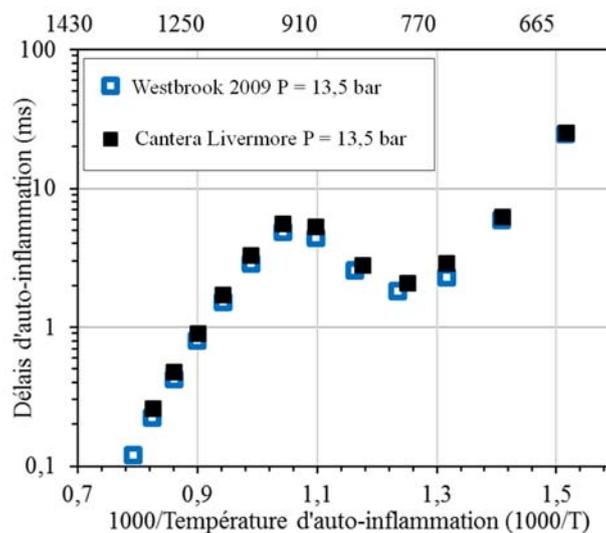


Figure 0-10 Évolution des délais d'auto-inflammation en fonction de la température pour un mélange stœchiométrique de n-C<sub>10</sub>H<sub>22</sub>/Air à P = 13.5 bar. Les points en bleus correspondent aux calculs effectués par [52] et les points en noirs correspondent aux calculs de délais réalisé avec Cantera en utilisant le même schéma cinétique.

Pour obtenir une auto-inflammation avant la fin de la combustion dans des conditions de température permises par le montage, il faut diminuer le délai d'auto-inflammation en augmentant la température du mélange en fin de compression. Le choix a été fait de remplacer l'azote par de l'argon dans le mélange. On modifie ainsi le rapport des chaleurs spécifique  $\gamma$  du mélange. Ainsi, la température de fin de compression sera plus importante (Figure 0-11).

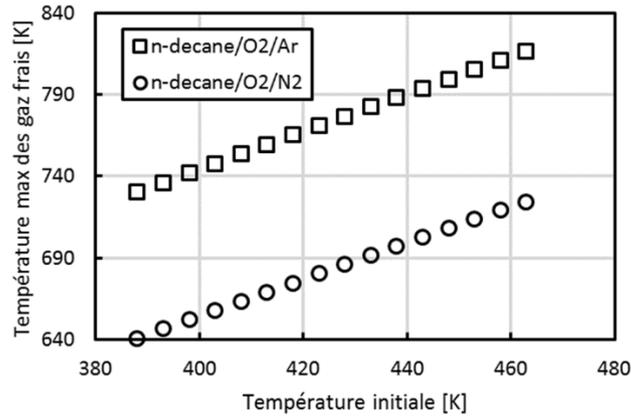


Figure 0-11 Évolution de la température dans les gaz frais à la fin d'une compression isentropique de  $P_0 = 3$  bar jusqu'à la pression maximale dans la chambre pour des mélanges de  $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  (carrés) et  $C_{10}H_{22}/O_2/N_2$  (cercles).

On utilise un calcul de combustion par tranche développé au sein de l'équipe pour affiner les conditions de température admissible pour notre expérience. Dans ce code, on fait l'hypothèse d'une propagation de flamme à vitesse constante,  $S_b$ . Cette vitesse est calculée à partir des conditions initiales de température et de pression en utilisant Cantera. Pour un mélange n- $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$ , la vitesse fondamentale de flamme  $S_u$  est de  $1.35 \text{ m.s}^{-1}$ . On retrouve la vitesse apparente de flamme  $S_b$ , qui correspond à la vitesse de consommation de la flamme additionnée à la vitesse de compression des gaz brûlés, en faisant le rapport entre  $S_u$  et le rapport de densité  $\sigma$  (équation 0-2).

$$S_b = \frac{S_u}{\sigma} = \frac{1.35}{0.1144} = 11.8 \text{ m.s}^{-1} \quad 0-2$$

Cette vitesse constitue une première approximation de la vitesse de flamme réelle. Cette vitesse sera utilisée dans le calcul de combustion par tranche pour définir le temps de combustion  $t_c$ .

Une fois l'évolution de pression et de température dans les gaz frais connue, un calcul d'auto-inflammation est réalisé en considérant l'historique de la compression (Figure 0-12) en considérant l'évolution de pression obtenue avec le calcul de combustion par tranche pour une condition à basse température ( $T_0 = 388 \text{ K}$ ).

Les résultats montrent que l'auto-inflammation est observée à la fin de la combustion à partir de  $t = 14.5 \text{ ms}$ . On peut donc en déduire que si la répartition de température initiale est homogène dans la chambre, on pourra observer des transitions vers l'auto-inflammation en fin de combustion pour des températures initiales à partir de  $388 \text{ K}$ . On prendra cependant une sécurité supplémentaire de  $20 \text{ K}$  pour assurer l'absence de points froids dans la chambre.

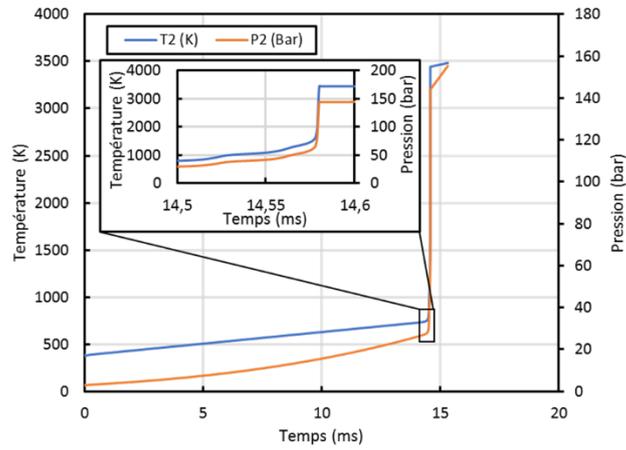


Figure 0-12 Calcul d'auto-inflammation prenant en compte l'historique de compression à partir de la courbe de pression issue de la combustion par tranche pour un mélange stœchiométrique de  $n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}/\text{O}_2/\text{Ar}$  avec  $P_0 = 3 \text{ bar}$  et  $T_0 = 388 \text{ K}$ .

## G. Détail du calcul des incertitudes sur la mesure de pression de température et de flux de chaleur

### Incertitude sur la mesure de pression lors de la combustion

On peut calculer l'incertitude de mesure associée aux mesures de pression, de température et de flux de chaleur. Les incertitudes sur la mesure de pression dépendent de l'incertitude liée au capteur  $S_c$ , de la sensibilité du conditionneur  $S_{cond}$  et de la résolution de l'oscilloscope  $S_o$ . Cette dépendance est résumée par les équations 0-3 et 0-4 :

$$\frac{\delta P}{P} = S_c + S_{cond} + S_o \quad 0-3$$

$$\frac{\delta P}{P} = S_c + S_{cond} + \frac{\delta U}{U} \quad 0-4$$

L'oscilloscope admet une incertitude systématique de 1.5 % liée à la mesure du gain et au convertisseur analogique d'entrée. A cela il faut ajouter la variabilité de la mesure liée à la discrétisation de la mesure. L'oscilloscope utilisé admet deux configurations de discrétisation verticale des données, la configuration « standard » (8 bit) et la configuration « haute résolution ». La configuration « haute résolution » est faite en effectuant une moyenne glissante en temps réel du signal acquis en 8 bit. Il s'agit donc d'une sensibilité numérique qui dépend également de la fréquence d'acquisition de l'oscilloscope. Dans notre cas ( $f = 25$  MHz), la discrétisation verticale des données est de 11 bit. Avec une résolution de 11 bit, la sensibilité de l'oscilloscope se calcule en utilisant l'équation 0-5 :

$$S_o = \frac{\delta U}{U} = S_{o_{gain}} + S_{o_{discret}} = 1.5 + \frac{1}{2^{11}} \cdot 100 = 1.5 + \frac{1}{2048} \cdot 100 = 1.99 \% \quad 0-5$$

Avec  $S_{o_{gain}}$  l'incertitude lié au convertisseur analogique 8 bit et  $S_{o_{discret}}$  l'incertitude liée à la discrétisation de la mesure. L'incertitude de linéarité du capteur de pression dynamique est de 0.4 % de la FSO (Full Scale Operating). Nous avons choisi un calibre 0-200 bar afin de capter le pic de pression issu de la détonation. Cette incertitude représente en réalité un biais de mesure. Par conséquent elle n'est pas à prendre en compte dans l'incertitude de la mesure de pression. Ainsi l'incertitude de mesure liée à la chaîne d'acquisition de la mesure de pression est donnée par l'équation 0-6.

$$\frac{\delta P}{P} = 0.3 + 1.99 = 2.29 \% \quad 0-6$$

Le biais de mesure sur la linéarité du capteur de pression est mesuré en utilisant une méthode de BSL, Best Straight Line (Figure 0-13). Ainsi, l'erreur de linéarité est majorée par la valeur maximale de l'erreur relevée ( $L_{max}$ ).

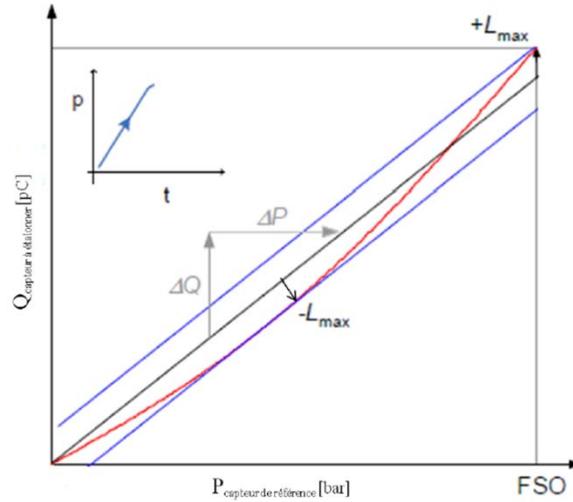


Figure 0-13 Détermination de la sensibilité et de la linéarité d'un capteur de pression par étalonnage quasi-statique BSL [172]

### Incertitude sur la mesure de flux de chaleur et de température

En suivant le développement numérique de [173], le flux thermique peut se calculer en fonction du nombre de Seebeck  $S$ , de la diffusivité thermique  $\epsilon$  du matériau, du gain de l'amplificateur de charge  $G$  (0-7).

$$Q_w(t_n) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\epsilon \cdot G \cdot S}{\Delta t} \left[ \sum_{i=0}^n U_i \cdot f_i \right] \quad 0-7$$

Avec  $f_i$  défini par l'équation 0-8.

$$\begin{aligned} \forall i \in [1:n-1]: f_i &= \sqrt{n-i+1} - 2\sqrt{n-i} + \sqrt{n-i-1} \\ i=0: f_i &= \sqrt{n} - \sqrt{n-1} \\ i=n: f_i &= 1 \end{aligned} \quad 0-8$$

On peut donc déterminer les incertitudes de mesure de flux en faisant un calcul quadratique, décrit par l'équation (0-9).

$$\left| \frac{\delta Q_w}{Q_w} \right|^2 = \left| \frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \right|^2 + \left| \frac{\delta G}{G} \right|^2 + \left| \frac{\delta S}{S} \right|^2 + \left| \frac{\delta \Delta t}{\Delta t} \right|^2 + \left| \frac{\delta \Sigma U f}{\Sigma U f} \right|^2 \quad 0-9$$

La difficulté de ce calcul réside dans l'évaluation du dernier terme de l'équation et plus particulièrement  $\delta \Sigma U f$ . On majore cette expression par  $\Sigma \delta U f$  en raisonnant d'un point de vue purement logarithmique puis on sort  $f$  de la somme en majorant encore une fois  $f$  par  $\sqrt{n+1}$ . Ces majorations successives sont décrites par l'équation 0-10.

$$\delta \Sigma U f < \Sigma \delta U f < \sqrt{n+1} \Sigma \delta U \quad 0-10$$

Avec 0-8, 0-9 et 0-10 on obtient donc 0-11.

$$\left| \frac{\delta Q_w}{Q_w} \right|^2 \leq \left| \frac{\delta \epsilon}{\epsilon} \right|^2 + \left| \frac{\delta G}{G} \right|^2 + \left| \frac{\delta S}{S} \right|^2 + \left| \frac{\delta \Delta t}{\Delta t} \right|^2 + (n+1) \left| \frac{\Sigma \delta U}{\Sigma U} \right|^2 \quad 0-11$$

Les incertitudes sur les différents termes de l'équation 0-11 sont résumés dans la Table 0-1. Pour le coefficient de diffusivité thermique  $\epsilon$ , on fera le même raisonnement que [173], c'est-à-dire que l'on choisira arbitrairement une valeur d'incertitude de  $\epsilon$  égale à 2 % à cause du manque de données dans la littérature. L'incertitude sur le coefficient de Seebeck  $S$  du matériau, de même que celles sur le gain de l'amplificateur de charge  $G$  proviennent directement des fiches techniques du thermocouple et de l'amplificateur de charge utilisés.

<b>Symbole</b>	<b>Paramètre</b>	<b>Ordre de grandeur X</b>	<b>Incertaince <math>\delta X</math></b>
<b><math>\epsilon</math></b>	Effusivité thermique	10 kJ/K.m <sup>2</sup> .s <sup>1/2</sup>	2 %
<b><math>\Delta t</math></b>	Pas de temps Oscilloscope	10 <sup>-10</sup> s	60.10 <sup>-12</sup>
<b>G</b>	Gain de l'amplificateur	500	5
<b>S</b>	Coefficient Seebeck	50 $\mu$ V/K	1 $\mu$ V/K
<b>U</b>	Tension de l'oscilloscope	800 mV	16 mV

*Table 0-1 Incertitudes expérimentales de mesure de flux thermique*

L'incertitude maximale de mesure du flux thermique est donc de 18.2 % dans notre condition. Cela est majoritairement dû à la précision de l'oscilloscope. En effet, lors de leurs précédentes mesures de flux, Boust et al ont utilisé une carte d'acquisition de 24 bit qui leur a permis de réduire significativement leur incertitude de mesure.

## H. Adiabaticité de la compression des gaz frais dans la chambre de combustion

### Principe du calcul

Pour déterminer le volume de gaz comprimé de manière adiabatique (appelé le cœur adiabatique), on calcule l'épaisseur de la couche limite thermique  $e$ . On considère que l'intégralité du flux thermique sortant de la chambre doit nécessairement passer à travers cette couche, on fait, dans ce cas, une hypothèse de quasi-stationnarité de l'écoulement en paroi (mur infini). On suppose également que les échanges de chaleur se font exclusivement par conduction (la part radiative du flux est négligée). Il peut donc se calculer à l'aide de l'équation 0-12 :

$$\Phi = \frac{\lambda}{e} (T_{ad\ core} - T_W) \quad 0-12$$

Avec  $T_{ad\ core}$  la température de cœur adiabatique calculée en supposant  $\gamma$  constant,  $T_W$  la température relevée en paroi dans les gaz frais pendant la compression,  $\lambda$  la conductivité thermique du mélange (calculée à partir des données de transport du schéma cinétique Jetsurf), et  $e$  l'épaisseur de la couche limite. L'équation 0-13 nous donne finalement l'épaisseur de la couche limite thermique,  $e$ .

$$e = \frac{\lambda}{\Phi} (T_{ad\ core} - T_W) \quad 0-13$$

### Hypothèses utilisées

En plus de celles qui sont évoquées ci-dessus, d'autres hypothèses sont retenues pour faire ce calcul. Celles-ci tendent à majorer l'épaisseur de couche limite :

- La couche limite thermique a la même épaisseur partout dans les gaz frais
- La flamme est plane et se propage à vitesse constante dans la chambre
- $\gamma$  est constant pendant la compression
- La capacité calorifique  $C_p$  dans la couche limite est constante
- Les gaz frais en dehors de la couche limite thermique, i.e. au sein de la zone de cœur adiabatique, subissent une compression isentropique

### Résultats

Pour calculer l'épaisseur de la couche limite thermique  $e$  pendant la compression des gaz frais liée à la propagation de la flamme, il est nécessaire de connaître l'évolution de la température  $T_W$  et du flux  $Q_W$  à la surface de la paroi (Figure 0-14, A). Ces mesures ont été réalisées en positionnant le fluxmètre dans l'emplacement capteur de la face B du corps central (Figure 2-2-A). Au cours d'un essai, la température en paroi dans les gaz frais évolue assez faiblement (environ 2 K, Figure 0-14-A, courbe noire), de même que le flux en paroi calculé en faisant un calcul intégral-différentiel décrit par les équations 0-7 et 0-8 (de 0 à 200 kW.m<sup>2</sup>).

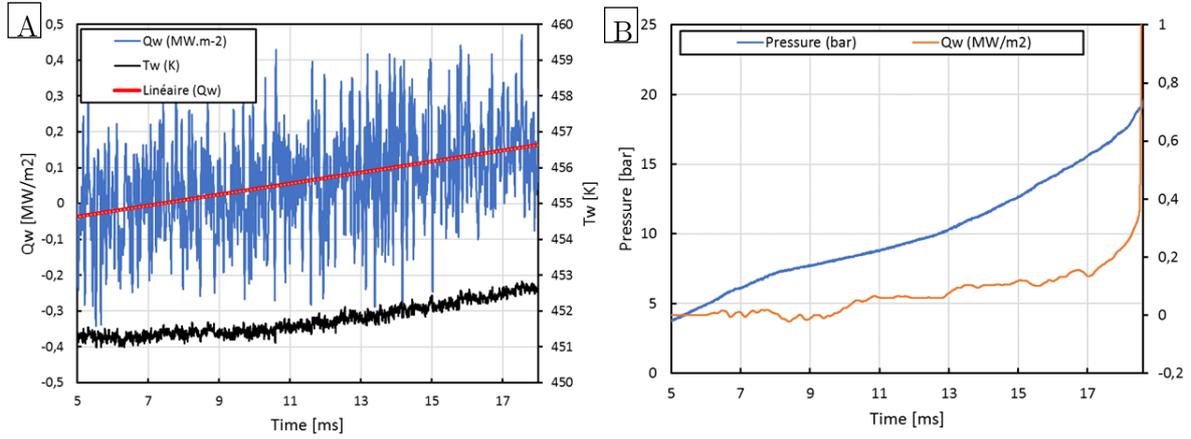


Figure 0-14 (A) Évolution du flux thermique (bleu) et de la température des gaz frais en paroi (noir) et (B) Évolution de la pression (bleu) et du flux thermique fortement filtré, pendant la compression des gaz frais liée à l'expansion des gaz brûlés derrière la flamme pour une configuration gradient faible (A2)

Il est également nécessaire de connaître la température des gaz frais au cours du temps. Pour cela, on utilise directement les lois de la Laplace (équations 0-14 à 0-16) pour une compression isentropique :

$$T^\gamma P^{1-\gamma} = cst \quad 0-14$$

$$T_0^\gamma P_0^{1-\gamma} = T_{ad\ core}^\gamma P_{ad\ core}^{1-\gamma} \quad 0-15$$

$$T_{ad\ core} = T_0 \left( \frac{P_0}{P_{ad\ core}} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad 0-16$$

L'évolution de la pression enregistrée dans la chambre pendant la compression (Figure 0-14, b) permet de calculer  $T_{ad\ core}$  en connaissant  $T_0$  et  $P_0$  et en supposant  $\gamma$  constant.

On peut ainsi suivre l'évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique en fonction du temps, pendant la compression des gaz frais (Figure 0-15). Les calculs de flux thermique surfaciques ont été démarrés à  $t = 5$  ms. De  $t = 5$  ms à  $t = 10$  ms, le calcul n'est pas stable à cause d'un rapport signal sur bruit insuffisant, le calcul de l'épaisseur de la couche limite  $y$  est donc inexploitable. A partir de  $t = 10$  ms, le flux est suffisamment important pour obtenir des valeurs plus stables et donc cohérentes de l'épaisseur de la couche limite. Elle diminue légèrement pendant la compression à cause d'une augmentation du flux plus importante que l'augmentation de température dans les gaz frais. On peut donc majorer l'épaisseur de la couche limite thermique par une valeur  $e_{mean}$  égale à 0.1 mm.

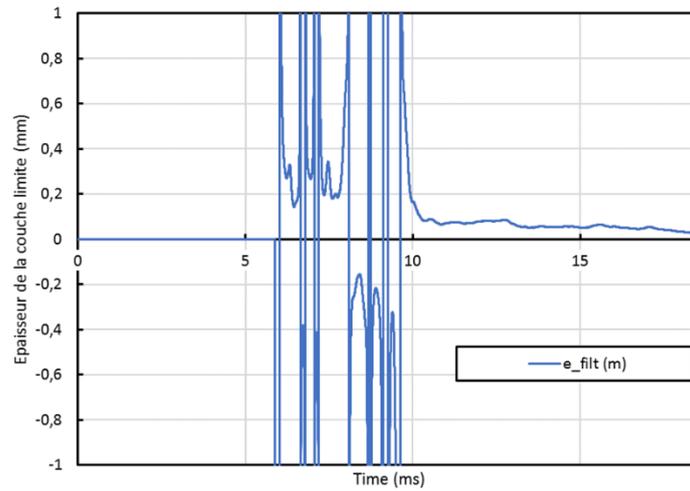


Figure 0-15 Évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique  $e$  au cours du temps, pendant la compression des gaz frais.

Par conséquent la part du volume de gaz frais ayant un comportement adiabatique est très importante dans la chambre. Cela valide l'utilisation de l'hypothèse de cœur adiabatique des gaz frais pendant la propagation de la flamme dans la chambre.

## I. Méthode de Flot optique (Optical Flow)

### Principe de base

La méthode de flux optique correspond à une méthode de traitement du signal « bas niveau » permettant de mettre en évidence un déplacement d'ensemble d'une image à l'autre.

Il est basé sur deux hypothèses fortes :

- L'intensité lumineuse du pixel ne varie pas entre deux images successives
- Des groupes de pixels se déplacent ensemble. Plus précisément, il est nécessaire de considérer un lissage du comportement des pixels adjacents au pixel considéré. C'est-à-dire que les pixels voisins ont de fortes probabilités d'appartenir à la même surface et donc de se déplacer suivant le même mouvement et l'ensemble des surfaces de l'image sont considérées comme lisses. Cette seconde hypothèse sera donc considérée comme une hypothèse de lissage spatial.

Cette méthode est donc différente d'une méthode de suivi de particule que l'on pourrait retrouver en PIV ou en BOS. L'objectif est donc de mesurer le déplacement d'un pixel d'une image à l'autre.

L'invariance de l'intensité lumineuse (équation (0-23)) s'écrit :

$$I(x, y, t) = I(x + u, y + v, t + \Delta t) \quad (0-23)$$

En prenant  $x$  la position horizontale,  $y$  la position verticale du pixel d'intensité lumineuse donnée  $I$ ,  $u$  et  $v$  respectivement le déplacement horizontal et vertical du pixel et  $t$  le temps.

L'hypothèse de lissage spatial est décrite par l'équation (0-24) en considérant ici le déplacement horizontal du pixel considéré indicé  $p$  et de ses voisins directs indicés  $n$ .

$$u_p = u_n \quad (0-24)$$

On peut dès lors définir l'écart quadratique entre l'intensité lumineuse du pixel initialement considérée à l'instant  $t$  et celle de l'ensemble des pixels à l'instant  $t+\Delta t$  (équation (0-25)).

$$E_D(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \sum_{i=0}^n (I(x + u_i, y + v_i, t + \Delta t) - I(x, y, t))^2 \quad (0-25)$$

De la sorte sur tout l'espace considéré ( $x$  et  $y \in [0, n]$ ), si  $E_D(u, v) = 0$  alors  $I(x, y) = I(x_0, y_0)$ . A partir de l'équation (0-25), on suppose que l'erreur quadratique est un bruit gaussien.

On peut également définir un terme spatial  $E_S$  défini par l'équation (0-26) :

$$E_S(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \sum_{n \in G(p)} (u_p - u_n)^2 + \sum_{n \in G(p)} (v_p - v_n)^2 \quad (0-26)$$

A partir de cette dernière équation on fait les hypothèses que le flot optique est lisse et qu'il est suffisant de ne s'intéresser qu'à la dérivée première du signal pour bien appréhender son évolution.

En combinant ces deux équations une fonction objectif est obtenue. Elle est décrite par l'équation (0-27).

$$E(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = E_D(\mathbf{u}, \mathbf{v}) + \lambda E_S(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \quad (0-27)$$

En considérant  $\lambda$  comme un poids relatif entre les deux hypothèses à considérer. Cette dernière équation correspond à l'équation fondamentale à résoudre pour déterminer le flot optique. Le problème réside dans le fait que  $E_D$  n'est pas linéaire dans le flot optique. Il est donc nécessaire de linéariser cette équation. Cette linéarisation du terme à l'intérieur de la somme dans l'équation (0-25) est réalisée par un développement asymptotique en série de Taylor (équation (0-28)) en considérant  $dx = u$ ,  $dy = v$  et  $dt = \Delta t$ .

$$I(x, y, t) + dx \frac{\partial}{\partial x} I(x, y, t) + dy \frac{\partial}{\partial y} I(x, y, t) + dt \frac{\partial}{\partial t} I(x, y, t) - I(x, y, t) = 0 \quad (0-28)$$

On obtient donc :

$$uI_x + vI_y + \Delta t I_t = 0 \quad (0-29)$$

D'autres hypothèses sont également faites :

- Le flot optique est faible
- L'image est complètement différentiable
- L'approximation en développement de série de Taylor est satisfaisante

Ainsi, ce développement mathématique permet d'obtenir un système linéaire. Différentes méthodes d'optimisation ont été mises en place pour résoudre ce système.

### Méthodes de résolution

La méthode de Horn Schunck :

La particularité du problème décrit par l'équation (0-29) est qu'il est mal posé (deux inconnues pour une seule équation). Il présente donc un problème d'ouverture, suivant la surface que l'on considère on ne peut pas déterminer dans quelle direction se déplacent les pixels. Ainsi tant qu'aucune information supplémentaire n'est disponible il est impossible d'estimer le flot optique. Ce problème est illustré sur la Figure 0-16.

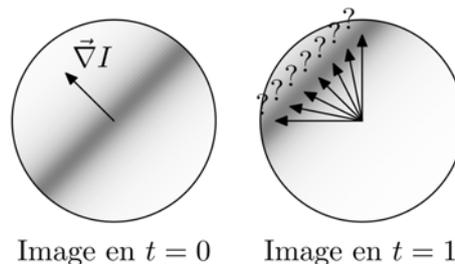


Figure 0-16 Illustration du problème d'ouverture

Le seul moyen de résoudre le flot optique est donc de faire une hypothèse supplémentaire sur le flot.

Horn et Schunck ont remplacé le système linéaire décrit par (0-29) en faisant l'hypothèse que la meilleure solution du problème est la plus régulière et ont donc travaillé sur la fonction objectif  $E$  (équation (0-27)). Ils ont ainsi différencié l'équation objectif en ont cherché une solution homogène en supposant la différentielle égale à 0 (équation (0-30) et (0-31)).

$$0 = \sum_s (I_{x,s}^2 u_s + I_{x,s} I_{y,s} v_s + I_{x,s} I_{t,s}) + \lambda \sum_{n \in G(s)} (u_s - u_n) \quad (0-30)$$

$$0 = \sum_s (I_{x,s} I_{y,s} u_s + I_{y,s}^2 v_s + I_{y,s} I_{t,s}) + \lambda \sum_{n \in G(s)} (v_s - v_n) \quad (0-31)$$

Un système d'équation linéaire en  $u$  et  $v$  est donc obtenu. Pour résoudre ce système d'équation, Horn et Schunck [174] ont implémenté une méthode d'optimisation en séparant le déplacement moyennés des pixels voisins  $\bar{u}$  du déplacement du pixel considéré  $u$ .

Les solutions trouvées sont donc

$$u^{k+1} = \bar{u}^k - \frac{I_x [I_x \bar{u}^k + I_y \bar{v}^k + I_t]}{\alpha^2 + I_x^2 + I_y^2} \quad (0-32)$$

$$v^{k+1} = \bar{v}^k - \frac{I_y [I_x \bar{u}^k + I_y \bar{v}^k + I_t]}{\alpha^2 + I_x^2 + I_y^2} \quad (0-33)$$

Avec  $k$  le nombre d'itération.

#### Amélioration de la méthode :

Il a été montré par Barron et al [175], que cette méthode d'optimisation, développée en 1981, était bien moins performante que les autres méthodes de résolution du flot optique développées plus récemment. Ainsi, Sun et al [176] ont étudié la validité des différentes hypothèses formulées.

La première source d'incertitude repose sur l'hypothèse que le déplacement du point lumineux suivi soit très faible (inférieur à un pixel). Pour pouvoir étudier des mouvements d'ensemble ils ont mis en place une méthode permettant de créer une projection des images étudiées sur des surfaces plus petites (sous forme de « pyramides » voir Figure 0-17) jusqu'à ce que le déplacement du point lumineux ne soit réduit qu'à moins d'un pixel. Dans ces conditions, les pixels de la seconde image sont déplacés jusqu'à atteindre la position qu'occupait des pixels de même intensité à l'instant précédent. De cette manière les déplacements sont faibles sur chaque niveau et le développement en série de Taylor est possible. Depuis les années 2000 [], de nombreuses études ont cherché à affiner cette méthode de détection du mouvement que ce soit dans une idées de représentation du mouvement humain, de traitement de l'information dans le cas de véhicule autonomes ou dans le cas d'amélioration de système de sécurité.

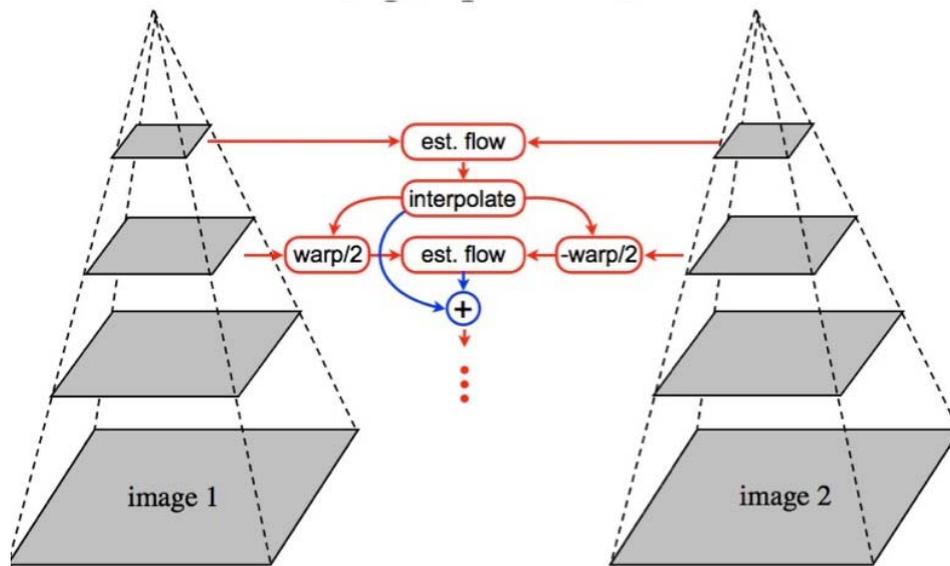


Figure 0-17 Schéma de la fonction Coarse to Fine permettant d'analyser des déplacements importants

## J. Méthode numérique de calcul de la célérité de Chapman Jouguet

### $D_{CJ}$

Le calcul de la célérité de Chapman Jouguet s'appuie sur les équations de conservation d'énergie et du moment au travers d'une discontinuité (équations (0-34) et (0-35)).

$$H = \left( h_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) - \left( h_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) \quad (0-34)$$

$$P = (P_2 + \rho_2 w_2^2) - (P_1 + \rho_1 w_1^2) \quad (0-35)$$

Avec les indices 1 correspondant aux conditions avant passage du choc et 2 aux conditions post-choc. P correspond à la pression, w à la vitesse et h à l'enthalpie du mélange.

La solution se base sur la conservation de l'enthalpie et de la pression totale. L'algorithme développé se base sur un raisonnement itératif sur la température et la vitesse de propagation  $w_1$  pour remonter à une valeur proche de la solution exacte. Pour cela, les valeurs H et P sont développées en séries de Taylor à l'ordre 1 (équations (0-36) et (0-37)).

$$H(w, T) = H(T_2, w_1) + \frac{\partial H}{\partial T} \delta T + \frac{\partial H}{\partial w_1} \delta w + \dots \quad (0-36)$$

$$P(w, T) = P(T_2, w_1) + \frac{\partial P}{\partial T} \delta T + \frac{\partial P}{\partial w_1} \delta w + \dots \quad (0-37)$$

La résolution de ce système d'équation se fait par inversion de la matrice Jacobienne J définie par l'équation (0-38).

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial H}{\partial T} & \frac{\partial H}{\partial w_1} \\ \frac{\partial P}{\partial T} & \frac{\partial P}{\partial w_1} \end{pmatrix} \quad (0-38)$$

On obtient ainsi les valeurs  $\delta T$  et  $\delta w_1$ . Ces valeurs sont ajoutées aux valeurs précédemment calculées et les différences respectives entre ces valeurs successives sont comparées à un critère de convergence en température et en vitesse. Si le critère de convergence est atteint pour T et  $w_1$  le calcul s'arrête sinon une nouvelle itération est réalisée. Le détail des algorithmes utilisés est développé dans [177].

## **K. Traitement d'image pour le calcul de la vitesse du front FR3**

Le traitement d'image utilisé pour le calcul de la vitesse du front FR3 repose sur deux points essentiels :

- Tout d'abord, ce traitement est complexe à cause de la multitude de gradients superposés sur le signal de strioscopie à cause des cellules de la flamme. Par conséquent une détection du gradient seule ne permettra pas de mettre en évidence le front FR3.
- Ensuite, pour des raisons d'ordre pratique, on va détecter le front FR3 en partant du côté des gaz brûlés. Ainsi une première partie de la procédure de traitement consistera à lisser et binariser cette partie du signal pour mettre plus facilement en évidence la partie supérieure de la zone de visualisation, là où se situent les gaz brûlés.

La mesure de la vitesse de propagation du front FR3 à partir des images de strioscopie se déroule en trois étapes :

- Une étape de prétraitement des images (Figure 0-18). L'objectif de cette étape est de mettre en évidence les contours des gaz brûlés et du front FR3 associé dans la zone de visualisation. Pendant cette étape :
  - Un masque automatique est appliqué à l'image pour n'étudier que la zone de visualisation (Figure 0-18-A, B et C).
  - La moyenne des images de fond, prises successivement avant l'apparition du FR3, est soustraite à l'ensemble des images.
  - Un filtrage médian est réalisé pour lisser le signal
  - Un filtrage anisotropique est ensuite réalisé pour accentuer la visualisation des gradients d'indice dans le sens vertical et les diminuer dans les autres directions (Figure 0-18-D)
  - L'image est enfin binarisée à l'aide d'une valeur de seuil adaptée à chaque film (Figure 0-18-E)
  - Enfin on supprime les groupements de points inférieurs à 500 points et on dilate ensuite les points sur plusieurs pixels pour fermer le contour des gaz brûlés le cas échéant (Figure 0-18-F) et ainsi fermer le contour des gaz brûlés.

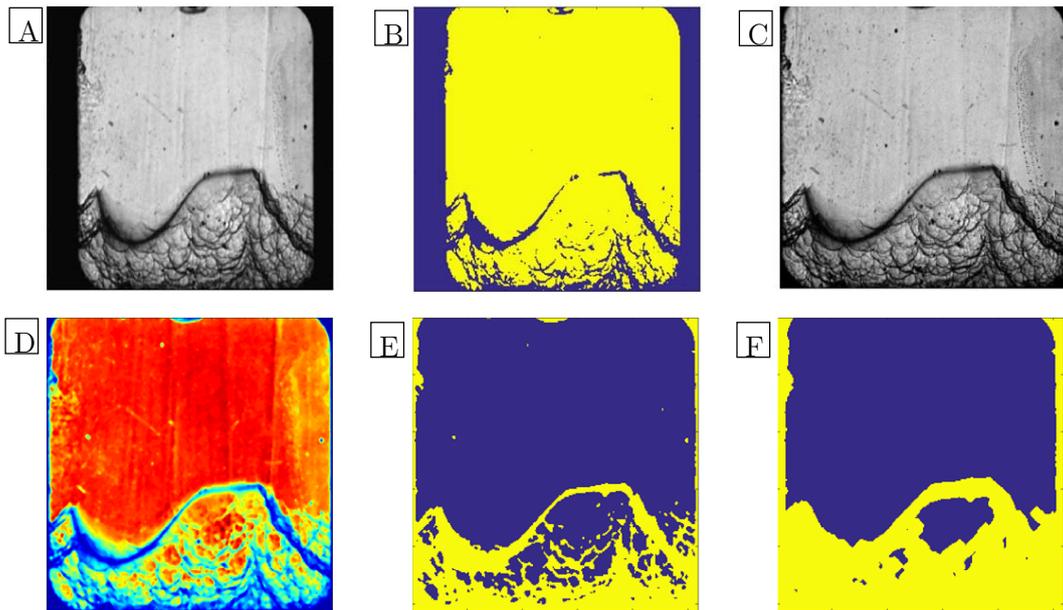


Figure 0-18 Images strioscopiques obtenues après chaque étape de post-traitement (condition E2).  
 (A, B, C) présentent respectivement une image de fond, une image après la binarisation et image de fond redimensionnée.  
 (D, E, F) présentent respectivement une visualisation de l'image après le filtrage, binarisation de l'image et suppression des groupements de points et fermeture des contours.

- Une étape de tracé de contour (Figure 3-16). Pendant cette étape :
  - On trace les contours en utilisant la fonction Matlab *bwboundaries* en ne retenant que les contours contenant plus de 2000 points
  - On applique ensuite un lissage par transformée de Fourier [178] cette méthode permet également de tracer les vecteurs normaux aux contours.
- Une étape de calcul des distances entre les contours. Pendant cette étape on calcule :
  - Les points d'intersection entre un contour et les normales du contour précédent
  - La distance entre deux contours et, compte tenu du délai inter-image, on calcule la vitesse de propagation du front en tout point.

## L. Détermination des conditions thermodynamiques de pression, de température et de composition de mélange au cours des transitions de régime de combustion

La détermination des conditions thermodynamique de pression, de température et de composition du mélange s'est fait en plusieurs étapes.

Tout d'abord les instants d'apparition de la flamme froide, du front de MHR et dans certains cas de la détonation (respectivement  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$ ) sont déterminés au moyen de la visualisation par strioscopie (notamment été décrit au chapitre 3).

La valeur de la pression dans la chambre à chacun de ces instants est alors réalisé en faisant une moyenne de la pression sur 1  $\mu$ s autour du temps considéré (Figure 0-19).

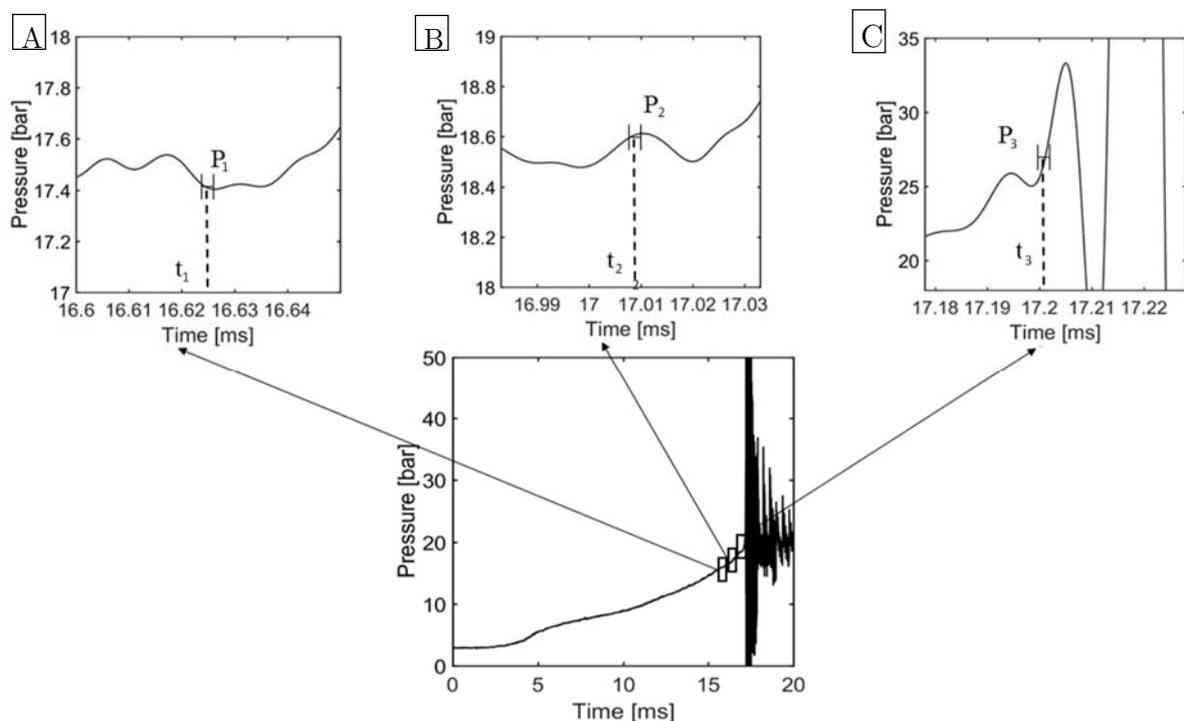


Figure 0-19 Évolution du signal de pression pendant la combustion d'un mélange stoechiométrique de  $n$ - $C_{10}H_{22}/O_2/Ar$  à  $T_0 = 433$  K,  $P_0 = 3$  bar. Les portions de graphiques zoomées mettent en évidence l'épaisseur du signal de pression considérée pour établir une moyenne à l'instant d'apparition de (A) la flamme froide, (B) le front de MHR et (C) la détonation.

Les pressions d'apparition de la flamme froide, du front de MHR et de la détonation (respectivement notées  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$ ). La température moyenne dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide est calculée en considérant une compression adiabatique des gaz frais, suivant les lois thermodynamiques de Laplace, depuis la pression initiale  $P_0$  jusqu'à  $P_1$ , à partir de  $T_0$ .

Une fois que les conditions d'apparition de la flamme froide ( $P_1$  et  $T_1$ ) sont connues dans les gaz frais, un calcul d'auto-inflammation à pression constante est réalisé à partir de ces conditions thermodynamiques en considérant un schéma cinétique très détaillé (Livermore : 2000 espèces,

16000 équations). Ce calcul, sans prise en compte de l'historique de compression, met en évidence une auto-inflammation en deux étapes. La première étape correspond à la flamme froide dont la propagation va pré-oxyder les gaz frais, la seconde étape à la propagation du front de MHR dans la chambre.

Le temps au bout duquel la flamme froide a complètement pré-oxydé les gaz frais est déterminé en considérant le pic de production de formaldéhyde ( $\text{HCO}_2$ ), caractéristique de l'action de cette dernière sur un mélange frais (Figure 0-20). A cet instant, la composition du mélange  $Y_1$  est relevée.

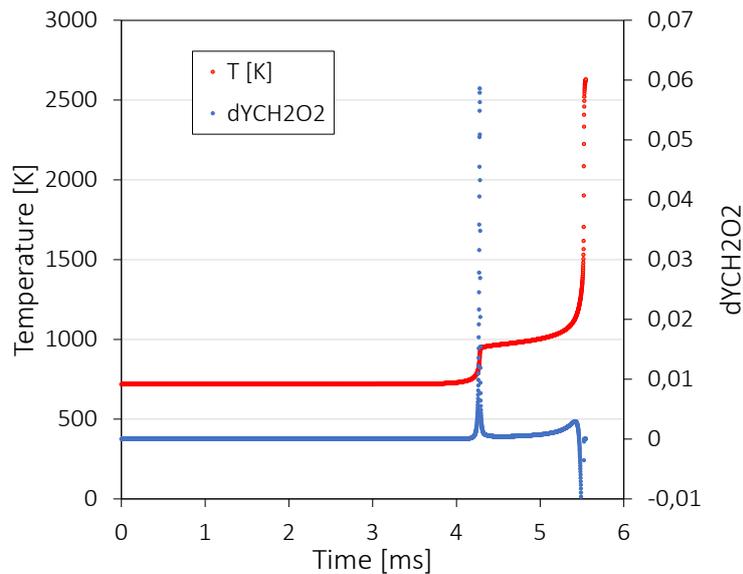


Figure 0-20 Évolution de la température et de la consommation de formaldéhyde ( $\text{HCO}_2$ ) données par le calcul d'auto-inflammation à pression constante sans historique de compression.

Puis, en utilisant cette nouvelle composition de mélange  $Y_1$ , le mélange pré-oxydé est comprimé à partir des conditions thermodynamiques d'apparition de la flamme froide ( $P_1, T_1$ ), jusqu'aux pressions respectives d'apparition du front de MHR et de la détonation (respectivement  $P_2$  et  $P_3$ ) de sorte à obtenir la température moyenne dans les « gaz frais » à ces instants précis.

## M. Calcul de la fraction massique de gaz frais dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide

Le calcul de l'énergie chimique résiduelle dans les gaz frais est réalisé en multipliant la masse restante de combustible dans la chambre juste avant l'auto-inflammation par le PCI du n-décane. Le PCI du n-décane est donné par [179] et vaut 44.240 MJ.kg<sup>-1</sup>. Dans un premier temps la masse de combustible restant à brûler au moment de l'apparition de la flamme froide est déterminée. Pour cela la fraction massique de décane injectée dans les deux conditions d'essais (Exp1 et Exp2) est calculée. Pour l'ensemble d'essais Exp1, 72.2 µL de n-décane liquide est injecté dans la chambre. Soit, compte tenu de la masse volumique de n-décane à température ambiante [180] et de la pression initiale  $P_0 = 3$  bar visée, 1095.42 mg d'espèces dont 52.42 mg de n-décane a donc été injecté dans la chambre. La masse de n-décane injectée représente 4.78 % de la masse totale initialement présente dans la chambre.

Pour l'ensemble des essais associés à Exp2, le volume de n-décane injecté est de 60.2 µL. Compte tenu de la pression initiale visée ( $P_0 = 2.5$  bar), 913 mg de mélange sont introduit dans la chambre, dont 43.7 mg de n-décane, soit 4.72 % de la masse injectée.

En utilisant le modèle de combustion simplifié à deux zones de Luijten [39] la fraction massique de gaz brûlés en différents instants  $x(t)$  est estimée en fonction de la pression à l'instant  $t$  et de la pression de fin de combustion dans la chambre (équation (0-39))

$$x(t) = \frac{P(t) - P_0 f(p)}{P_e - P_0 f(p)} \quad (0-39)$$

Avec  $P$  la pression à l'instant  $t$ ,  $P_e$  la pression maximale atteinte pendant la combustion,  $P_0$  la pression initiale et  $f$  un facteur correctif défini par l'équation (0-40).

$$f(P) = \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} + \left( \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} \right) \left( \frac{P}{P_0} \right)^{(\gamma_u - 1)/\gamma_u} \quad (0-40)$$

Avec  $\gamma_b$  le rapport des chaleurs spécifiques dans les gaz brûlés et  $\gamma_u$  le rapport des chaleurs spécifiques dans les gaz frais.

On s'intéresse à la fraction massique de gaz brûlés à l'instant d'apparition de la flamme froide  $t = t_1$ . Le calcul de  $f(P)$  est réalisé à partir de Cantera et le traitement des données expérimentales de pression pour obtenir  $P_e$  est développé en annexe. La masse de gaz frais encore présente dans la chambre au moment de l'apparition de la flamme froide est donnée par la masse initiale des gaz frais multipliée par la fraction massique de gaz frais restant dans la chambre. En supposant un mélange homogène en terme de composition chimique dans les gaz frais pendant la combustion, la masse de décane dans les gaz frais est obtenue en ne prenant que la masse de gaz frais correspondant à la fraction massique de n-décane. La Table 0-2 résume l'ensemble des étapes de calcul de l'énergie chimique résiduelle dans les gaz frais au moment de l'apparition de la flamme froide pour les essais appartenant à Exp1 et Exp2. La Table 0-2 met également en évidence que pour le point thermodynamique  $F_1$ , la densité d'énergie dans les gaz frais au moment

de l'apparition de la flamme froide est la même quel que soit l'ensemble d'essais considéré (Exp1 ou Exp2). Cela indique que, d'un point de vue local, au moment de l'apparition de la flamme froide dans la chambre, le montant d'énergie disponible localement est le même dans les deux cas. Seuls changent la hauteur à laquelle le front réactif apparaît dans la chambre et donc le gradient de température local à cet instant et l'historique de compression entre les deux jeux d'essais pouvant entraîner des variations dans la décomposition chimique du mélange

Essais (Ensemble)	$P_1$ (bar)	Fraction massique des gaz frais	$m_{\text{decane}}$ (mg)	Energie chimique résiduelle $E_{\text{gf}}$ (J)	Densité d'énergie du milieu frais (MJ.m <sup>-3</sup> )
<b>604 (Exp1)</b>	15.27	0.228	12	528.15	20.97
<b>605 (Exp1)</b>	15.23	0.255	13.3	590.7	20.94
<b>606 (Exp1)</b>	15.41	0.193	10.1	447.1	21.1
<b>607 (Exp1)</b>	15.475	0.27	14.13	625.4	21.13
<b>608 (Exp1)</b>	15.28	0.249	13.03	576.8	20.93
<b>619 (Exp2)</b>	15	0.214	9.34	413.2	21
<b>620 (Exp2)</b>	14.97	0.17	7.42	328.25	21.15
<b>621 (Exp2)</b>	14.86	0.192	8.38	370.73	20.87
<b>622 (Exp2)</b>	15.02	0.179	7.81	345.6	20.77
<b>623 (Exp2)</b>	14.85	0.172	7.51	332.1	20.97

Table 0-2 Évaluation de l'énergie chimique résiduelle au moment de l'apparition de la flamme froide pour les deux conditions d'essais Exp1 et Exp2

## N. Détails du calcul du critère de transition vers la détonation et des éléments du formalisme de Bradley ( $\xi$ , $\epsilon$ ) à la stœchiométrie

Dans cette annexe, les résultats des calculs de  $\xi$ ,  $\epsilon$  et du critère de transition sans prise en compte de l'historique de compression seront détaillés pour chaque essais sous la forme de trois tables :

- La Table 0-3 présente l'ensemble des paramètres déterminés pour calculer les coefficients de Bradley
- La Table 0-4 présente les valeurs des coefficients de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) pour l'ensemble des essais réalisés à la stœchiométrie
- La Table 0-5 présente enfin les différentes étapes du calcul du critère de transition vers la détonation pour l'ensemble des essais réalisés à la stœchiométrie.

Num Essai	$h$ [mm]	DAIDT	$T_I$ Bradley [K]	$T_{II}$ Bradley [K]	$\tau_I$ Bradley [ms]	$\tau_{II}$ Bradley [ms]	$U_{MHR}$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$r_0$ [mm]	$\tau_e$ [ms]
607	18.5	Oui	734.1	732.8	3.061	3.120	85	18.45	0.018
605	17.63	Oui	730.9	729.5	3.256	3.326	71.4	17.63	0.02
604	15.74	Oui	730.3	729.5	3.291	3.331	125	15.74	0.02
606	13.24	Oui	732.4	731.6	3.169	3.207	131.6	13.24	0.02
608	17.22	Oui	732.2	730.9	3.215	3.279	78.1	17.22	0.02
591	12.55	Oui	732.5	731.3	2.982	3.038	89.2	12.55	0.018
592	11.44	Oui	730.9	728.7	3.069	3.178	45.9	11.44	0.019
593	11.93	Oui	733	730.7	2.963	3.07	46.7	10	0.018
594	12.13	Oui	732.2	729.9	3.04	3.15	45.4	10	0.022
590	10.6	Oui	728.1	726.8	3.322	3.391	72.5	10.6	0.022
579	11.21	Oui	729.7	728.3	2.996	3.065	72.5	11.21	0.018
581	12.63	Non	728	727.2	3.118	3.159	122	12.63	0.019
578	8.55	Oui	725.9	724.5	3.297	3.375	64.1	8.55	0.023
580	11.04	Oui	725.9	724.5	3.304	3.383	63.3	11.04	0.024
577	14.33	Oui	728.1	727.3	3.202	3.244	119	14.33	0.026
568	9.67	Non	720.4	717.9	3.519	3.681	30.9	9.67	0.027
567	9.93	Non	720.2	717.7	3.543	3.706	30.7	9.93	0.022
566	9.43	Non	720.4	717.9	3.528	3.691	30.7	9.43	0.022
564	7.8	Non	725.4	722.8	3.206	3.352	34.2	7.8	0.026
565	8.7	Non	725.4	722.8	3.223	3.37	34	8.7	0.025
631	17.8	Oui	720.2	719	4.458	4.546	56.8	17.8	0.021
630	15.8	Oui	718.3	717.2	4.628	4.713	58.2	15.78	0.021
633	16.9	Oui	720.8	719.7	4.408	4.487	63.3	16.93	0.021
629	19.7	Oui	722.2	721	4.319	4.402	60.2	19.7	0.021
632	22.5	Oui	720.9	719.7	4.435	4.522	57.5	20	0.021
625	14.9	Non	715.6	714.8	4.619	4.685	75.8	14.9	0.021
628	14.6	Non	716.4	715.7	4.553	4.609	89.3	14.6	0.021

624	14.4	Non	718.6	717.9	4.359	4.411	96.2	14.4	0.020
626	15.6	Non	714.4	713.6	4.769	4.837	73.5	15.6	0.023
627	14.5	Non	716.8	716	4.53	4.593	79.4	14.5	0.021
619	12.3	Non	715.7	714	4.469	4.606	36.5	12.3	0.023
620	9.7	Non	712.3	709.7	4.682	4.913	21.6	9.7	0.02
621	11.1	Non	711.1	708.6	4.834	5.067	21.5	10	0.021
622	10.4	Non	711.2	708.7	4.840	5.071	21.6	10	0.021
623	9.9	Non	713.5	711	4.598	4.814	23.1	9.9	0.02
635	14.2	Non	739.8	739	4.005	4.041	138.9	14.2	0.024
638	15.2	Non	741.1	740.2	3.941	3.980	128.2	15.2	0.023
634	27.5	Non	741.9	742	3.948	3.945	1667	25	0.024
636	16.6	Non	740.1	739.2	4.018	4.058	125	16.6	0.024
637	18.3	Oui	742.6	741.2	4.3	4.362	80.6	18.3	0.036
655	11.6	Non	739.3	738	3.833	3.892	84.7	11.6	0.025
656	11.3	Non	740.7	739.4	3.778	3.834	89.3	11.3	0.028
657	12.3	Non	739	737.7	3.919	3.979	83.3	12.3	0.03
658	12.8	Non	739.1	738	3.985	4.036	98	12.8	0.028
654	13	Non	740.3	739.3	3.944	3.989	111.1	13	0.029
653	7.5	Non	735.4	734	3.841	3.911	71.4	7.5	0.031
652	8.5	Non	732.8	731.4	4.04	4.116	65.8	8.5	0.025
650	6.2	Non	734.5	732.6	3.911	4.008	51.5	6.2	0.024
651	8.6	Non	733.2	731.8	4.028	4.103	66.7	8.6	0.026
649	9.8	Non	732.5	731.1	4.186	4.264	64.1	9.8	0.032
648	4.4	Non	722.3	718	4.511	4.830	15.7	4.4	0.022
645	2.2	Non	724.6	720.3	4.383	4.684	16.6	2.2	0.023
646	5.1	Non	724	719.7	4.434	4.741	16.3	5.1	0.024
647	5.5	Non	723.1	718.8	4.586	4.904	15.7	5.5	0.026

Table 0-3 Ensemble des paramètres permettant le calcul des coefficients de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) pour l'ensemble des essais réalisés avec la SA-Z (120 kHz) et à la stœchiométrie

Num Essai	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]	DAIDT	$\xi$	$\epsilon$
607	3	456	Oui	5.41	2.23
605	3	456	Oui	6.44	1.92
604	3	456	Oui	3.68	1.71
606	3	456	Oui	3.5	1.44
608	3	456	Oui	5.9	1.87
591	3	445	Oui	5.15	1.52
592	3	445	Oui	10	1.31
593	3	445	Oui	9.85	1.21
594	3	445	Oui	10.13	0.99
590	3	445	Oui	6.34	1.05
579	3	433	Oui	6.34	1.35
581	3	433	Non	3.77	1.44

578	3	433	Oui	7.17	0.81
580	3	433	Oui	7.26	1
577	3	433	Oui	3.87	1.2
568	3	422	Non	14.91	0.78
567	3	422	Non	15	0.98
566	3	422	Non	15	0.93
564	3	422	Non	13.43	0.65
565	3	422	Non	13.53	0.76
631	2.5	445	Oui	8.1	1.84
630	2.5	445	Oui	7.9	1.63
633	2.5	445	Oui	7.3	1.75
629	2.5	445	Oui	7.6	2.03
632	2.5	445	Oui	8	2.07
625	2.5	433	Non	6.1	1.54
628	2.5	433	Non	5.2	1.51
624	2.5	433	Non	4.8	1.57
626	2.5	433	Non	6.3	1.47
627	2.5	433	Non	5.8	1.5
619	2.5	422	Non	12.6	1.16
620	2.5	422	Non	21.3	1.05
621	2.5	422	Non	21.4	1.04
622	2.5	422	Non	21.3	1.04
623	2.5	422	Non	19.9	1.08
635	2	456	Non	3.31	1.29
638	2	456	Non	3.6	1.44
634	2	456	Non	0.28	2.26
636	2	456	Non	3.68	1.5
637	2	456	Oui	5.71	1.11
655	2	445	Non	5.43	1
656	2	445	Non	5.15	0.88
657	2	445	Non	5.52	0.89
658	2	445	Non	4.69	1
654	2	445	Non	4.14	0.97
653	2	433	Non	6.44	0.53
652	2	433	Non	6.99	0.74
650	2	433	Non	8.93	0.56
651	2	433	Non	6.9	0.72
649	2	433	Non	7.18	0.67
648	2	422	Non	29.3	0.43
645	2	422	Non	27.7	0.21
646	2	422	Non	28.2	0.46
647	2	422	Non	29.3	0.46

Table 0-4 Coefficients de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ) déterminés pour l'ensemble des essais réalisés avec la SA-Z (120 kHz) et à la stœchiométrie

Numéro Essai	$T_I$ critère [K]	$T_{II}$ critère [K]	$\tau_I$ critère [ms]	$\tau_{II}$ critère [ms]	Critère
607	732.8	731.9	3.12	3.163	2.39
605	729.5	728.7	3.326	3.368	2.10
604	730.3	729.5	3.291	3.331	2.00
606	732.4	731.6	3.169	3.207	1.90
608	730.9	730.1	3.279	3.319	2.00
591	732.5	731.3	2.982	3.038	3.11
592	728.7	726.5	3.178	3.293	6.05
593	733	730.7	2.963	3.07	5.94
594	732.2	729.9	3.04	3.150	5.00
590	728.1	726.8	3.322	3.391	3.14
579	729.7	728.3	2.996	3.065	3.83
581	728	727.2	3.118	3.159	2.16
578	725.9	724.5	3.297	3.375	3.39
580	725.9	724.5	3.304	3.383	3.29
577	728.1	727.3	3.202	3.244	1.62
568	720.4	717.9	3.519	3.681	6.00
567	720.2	717.7	3.543	3.706	7.41
566	720.4	717.9	3.528	3.691	7.41
564	725.4	722.8	3.206	3.352	5.62
565	725.4	722.8	3.223	3.37	5.88
631	719	717.9	4.546	4.63	4.00
630	718.3	717.2	4.628	4.713	4.05
633	720.8	719.7	4.408	4.487	3.76
629	721	720	4.402	4.474	3.43
632	719.7	718.7	4.522	4.597	3.57
625	715.6	714.8	4.619	4.685	3.14
628	716.4	715.7	4.553	4.609	2.67
624	718.6	717.9	4.359	4.411	2.60
626	714.4	713.6	4.769	4.837	2.96
627	716.8	716	4.53	4.593	3.00
619	715.7	714	4.469	4.606	5.96
620	712.3	709.7	4.682	4.913	11.55
621	711.1	708.6	4.834	5.067	11.10
622	711.2	708.7	4.840	5.071	11.00
623	713.5	711	4.598	4.814	10.80
635	739.8	739	4.005	4.041	1.50
638	741.1	740.2	3.941	3.980	1.70
634	741.9	742	3.948	3.945	0.13
636	740.1	739.2	4.018	4.058	1.67

<b>637</b>	741.2	740.4	4.362	4.398	<b>1.00</b>
<b>655</b>	739.3	738	3.833	3.892	<b>2.36</b>
<b>656</b>	740.7	739.4	3.778	3.834	<b>2.00</b>
<b>657</b>	739	737.7	3.919	3.979	<b>2.00</b>
<b>658</b>	739.1	738	3.985	4.036	<b>1.82</b>
<b>654</b>	740.3	739.3	3.944	3.989	<b>1.55</b>
<b>653</b>	735.4	734	3.841	3.911	<b>2.26</b>
<b>652</b>	732.8	731.4	4.04	4.116	<b>3.04</b>
<b>650</b>	734.5	732.6	3.911	4.008	<b>4.04</b>
<b>651</b>	733.2	731.8	4.028	4.103	<b>2.88</b>
<b>649</b>	732.5	731.1	4.186	4.264	<b>2.44</b>
<b>648</b>	722.3	718	4.511	4.830	<b>14.50</b>
<b>645</b>	724.6	720.3	4.383	4.684	<b>13.09</b>
<b>645</b>	724	719.7	4.434	4.741	<b>12.79</b>
<b>647</b>	723.1	718.8	4.586	4.904	<b>12.23</b>

*Table 0-5 Calcul du critère de transition vers la détonation pour l'ensemble des essais réalisés avec la SA-Z (120 kHz) et à la stœchiométrie*

## Bibliographie

- [1] M. Darecki *et al.*, “Flightpath 2050,” *Flightpath 2050 Eur. Vis. Aviat.*, p. 28, 2011.
- [2] M. Bellenoue and T. Gaillard, “New Combustion Concepts to Enhance the Thermodynamic Efficiency of Propulsion Engines,” *Aerosp. Lab*, no. June, pp. 1–13, 2016.
- [3] Q. Michalski, B. Boust, and M. Bellenoue, “Influence of Operating Conditions and Residual Burned Gas Properties on Cyclic Operation of Constant-Volume Combustion,” vol. 127, Springer International Publishing, 2019, pp. 215–233.
- [4] B. Boust, Q. Michalski, and M. Bellenoue, “Experimental Investigation of Ignition and Combustion Processes in a Constant-Volume Combustion Chamber for Air-Breathing Propulsion,” in *52nd AIAA/SAE/ASME Joint Propulsion Conference*, 2016.
- [5] T. Grönstedt *et al.*, “GT2016-56123 - Ultra low emission technology innovations for mid-century aircraft turbine engines,” *Proc. ASME Turbo Expo 2016*, pp. 1–13, 2016.
- [6] B. C. Bobusch, P. Berndt, C. O. Paschereit, and R. Klein, “Shockless explosion combustion: An innovative way of efficient constant volume combustion in gas turbines,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 186, no. 10–11, pp. 1680–1689, 2014.
- [7] G. D. Roy, S. M. Frolov, A. A. Borisov, and D. W. Netzer, “Pulse detonation propulsion: Challenges, current status, and future perspective,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 30, no. 6, pp. 545–672, 2004.
- [8] S. Hansmetzger, “Etude des modes de rotation continue d ’ une détonation dans une chambre annulaire de section constante ou croissante,” 2018.
- [9] Q. Michalski, “Etude expérimentale de la combustion à volume constant pour la propulsion aérobie: influence de l’aérodynamique et de la dilution sur l’allumage et la combustion,” 2019.
- [10] Y. Qi, X. He, Z. Wang, J. Wang, H. Zhang, and Y. Jiang, “An experimental investigation of super knock combustion mode using a one-dimensional constant volume bomb,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 40, no. 5, pp. 2377–2385, 2015.
- [11] Y. Wang, Y. Qi, S. Xiang, R. Mével, and Z. Wang, “Shock wave and flame front induced detonation in a rapid compression machine,” *Shock Waves*, vol. 28, no. 5, pp. 1109–1116, 2018.
- [12] H. Di *et al.*, “Effects of buffer gas composition on low temperature ignition of iso-octane and n-heptane,” *Combust. Flame*, vol. 161, no. 10, pp. 2531–2538, 2014.
- [13] Z. Wang *et al.*, “Relationship between super-knock and pre-ignition,” *Int. J. Engine Res.*, vol. 16, no. 2, pp. 166–180, Feb. 2015.
- [14] Z. Wang, Y. Qi, X. He, J. Wang, S. Shuai, and C. K. Law, “Analysis of pre-ignition to super-knock: Hotspot-induced deflagration to detonation,” *Fuel*, vol. 144, pp. 222–227, 2015.

- [15] Z. Wang, H. Liu, and R. D. Reitz, “Knocking combustion in spark-ignition engines,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 61, pp. 78–112, 2017.
- [16] G. Ciccarelli and S. Dorofeev, “Flame acceleration and transition to detonation in ducts,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 34, no. 4, pp. 499–550, Aug. 2008.
- [17] R. Sorin, R. Zitoun, and D. Desbordes, “Optimization of the deflagration to detonation transition: Reduction of length and time of transition,” *Shock Waves*, vol. 15, no. 2, pp. 137–145, 2006.
- [18] M. D. Kurtz and J. D. Regele, “Acoustic timescale characterisation of a one-dimensional model hot spot,” *Combust. Theory Model.*, vol. 18, no. July, pp. 532–551, 2014.
- [19] X. J. Gu, D. R. Emerson, and D. Bradley, “Modes of reaction front propagation from hot spots,” *Combust. Flame*, vol. 133, no. 1–2, pp. 63–74, 2003.
- [20] J. Pan, G. Shu, P. Zhao, H. Wei, and Z. Chen, “Interactions of flame propagation, auto-ignition and pressure wave during knocking combustion,” *Combust. Flame*, vol. 164, pp. 319–328, 2016.
- [21] J. Pan, H. Wei, G. Shu, and R. Chen, “Effect of pressure wave disturbance on auto-ignition mode transition and knocking intensity under enclosed conditions,” *Combust. Flame*, vol. 185, pp. 63–74, 2017.
- [22] R. Sankaran, H. G. Im, E. R. Hawkes, and J. H. Chen, “The effects of non-uniform temperature distribution on the ignition of a lean homogeneous hydrogen-air mixture,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 875–882, 2005.
- [23] R. Le Dortz, “Caractérisation de l ’ allumage d ’ un pré-mélange de kérosène et d ’ air pour la combustion à volume constant : impact du mouvement d ’ advection sur la génération d ’ un noyau d ’ allumage autonome,” 2018.
- [24] D. Singh, T. Nishiie, and L. Qiao, “Experimental and kinetic modeling study of the combustion of n-decane, Jet-A, and S-8 in laminar premixed flames,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 183, no. 10, pp. 1002–1026, 2011.
- [25] S. H. Won, H. H. Kim, J. Santner, and Y. Ju, “The Critical Radius of Flame Initiation and Propagation for n-Decane/Air Premixed Flames,” no. January, pp. 1–10, 2014.
- [26] A. Comandini, T. Dubois, and N. Chaumeix, “Laminar flame speeds of n-decane, n-butylbenzene, and n-propylcyclohexane mixtures,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 1, pp. 671–678, 2015.
- [27] K. Kumar and C. J. Sung, “Laminar flame speeds and extinction limits of preheated n-decane/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and n-dodecane/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> mixtures,” *Combust. Flame*, vol. 151, no. 1–2, pp. 209–224, 2007.
- [28] Y. L. Wang, C. Ji, E. Dames, F. N. Egolfopoulos, and H. Wang, “Propagation and extinction of premixed C<sub>5</sub>–C<sub>12</sub> n-alkane flames,” *Combust. Flame*, vol. 157, no. 2, pp. 277–287, 2009.

- [29] X. Hui and C. J. Sung, "Laminar flame speeds of transportation-relevant hydrocarbons and jet fuels at elevated temperatures and pressures," *Fuel*, vol. 109, pp. 191–200, 2013.
- [30] J. D. Munzar, B. Akih-Kumgeh, B. M. Denman, A. Zia, and J. M. Bergthorson, "An experimental and reduced modeling study of the laminar flame speed of jet fuel surrogate components," *Fuel*, vol. 113, pp. 586–597, 2013.
- [31] Y. Wu, "Experimental investigation of laminar flame speeds of kerosene fuel and second generation biofuels in elevated conditions of pressure and preheat temperature," 2017.
- [32] D. Dunn-Rankin, P. K. Barr, and R. F. Sawyer, "NUMERICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF 'TULIP' FLAME FORMATION IN A CLOSED VESSEL \*," *Twenty-first Symp. Combust.*, pp. 1291–1301, 1986.
- [33] R. Starke and P. Roth, "An experimental investigation of flame behavior during explosions in cylindrical enclosures with obstacles," *Combust. Flame*, vol. 75, no. 2, pp. 111–121, 1989.
- [34] C. CLANET and G. Searby, "On the 'Tulip Flame' Phenomenon," *Combust. Flame*, vol. 105, no. 1–2, pp. 225–238, 1996.
- [35] H. Xiao, Q. Wang, X. He, J. Sun, and L. Yao, "Experimental and numerical study on premixed hydrogen/air flame propagation in a horizontal rectangular closed duct," *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 35, no. 3, pp. 1367–1376, Feb. 2010.
- [36] H. Xiao, D. Makarov, J. Sun, and V. Molkov, "Experimental and numerical investigation of premixed flame propagation with distorted tulip shape in a closed duct," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 4, pp. 1523–1538, 2012.
- [37] B. Ponizy, A. Claverie, and B. Veyssière, "Tulip flame - the mechanism of flame front inversion," *Combust. Flame*, vol. 161, no. 12, pp. 3051–3062, 2014.
- [38] D. Dunn-Rankin and R. F. Sawyer, "Tulip flames: Changes in shape of premixed flames propagating in closed tubes," *Exp. Fluids*, vol. 24, no. 2, pp. 130–140, 1998.
- [39] C. C. M. Luijten, E. Doosje, and L. P. H. de Goey, "Accurate analytical models for fractional pressure rise in constant volume combustion," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 48, no. 6, pp. 1213–1222, 2009.
- [40] B. Lewis and G. von Elbe, "Combustion, Flames and Explosions of Gases," in *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, Elsevier, 1987, pp. 215–417.
- [41] M. Faghih and Z. Chen, "The constant-volume propagating spherical flame method for laminar flame speed measurement," *Sci. Bull.*, vol. 61, no. 16, pp. 1296–1310, 2016.
- [42] K. H. O'Donovan and C. J. Rallis, "A modified analysis for the determination of the burning velocity of a gas mixture in a spherical constant volume combustion vessel," *Combust. Flame*, vol. 3, no. 1, pp. 201–214, 2003.
- [43] N. N. Semenov, *On Some Problems of Chemical Kinetics and Reactivity*. 1959.
- [44] K. Kumar, G. Mittal, and C. J. Sung, "Autoignition of n-decane under elevated pressure

- and low-to-intermediate temperature conditions,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 6, pp. 1278–1288, 2009.
- [45] C. K. Westbrook, H. J. Curran, W. J. Pitz, J. F. Griffiths, C. Mohamed, and S. K. Wo, “The effects of pressure, temperature, and concentration on the reactivity of alkanes: Experiments and modeling in a rapid compression machine,” *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 371–378, 1998.
- [46] C. Strozzi, “Etude expérimentale de l’auto-inflammation de mélange gazeux en milieux confinés et sa modélisation avec une description cinétique chimique détaillée,” 2008.
- [47] S. S. Goldsborough, S. Hochgreb, G. Vanhove, M. S. Wooldridge, H. J. Curran, and C. J. Sung, “Advances in rapid compression machine studies of low- and intermediate-temperature autoignition phenomena,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 63, pp. 1–78, 2017.
- [48] U. Pfahl, K. Fieweger, and G. Adomeit, “Self-ignition of diesel-relevant hydrocarbon-air mixtures under engine conditions,” *Symp. Combust.*, vol. 26, no. 1, pp. 781–789, 1996.
- [49] V. P. Zhukov, V. A. Sechenov, and A. Y. Starikovskii, “Autoignition of n-decane at high pressure,” *Combust. Flame*, vol. 153, no. 1–2, pp. 130–136, 2008.
- [50] E. Olchanski and A. Burcat, “Decane oxidation in a shock tube,” *Int. J. Chem. Kinet.*, vol. 38, no. 12, pp. 703–713, Dec. 2006.
- [51] A. J. Dean, O. G. Penyazkov, K. L. Sevruck, and B. Varatharajan, “Autoignition of surrogate fuels at elevated temperatures and pressures,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 II, pp. 2481–2488, 2007.
- [52] C. K. Westbrook, W. J. Pitz, O. Herbinet, H. J. Curran, and E. J. Silke, “A comprehensive detailed chemical kinetic reaction mechanism for combustion of n-alkane hydrocarbons from n-octane to n-hexadecane,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 1, pp. 181–199, 2009.
- [53] G. Bikas and N. Peters, “Kinetic modelling of n-decane combustion and autoignition,” *Combust. Flame*, vol. 126, no. 1–2, pp. 1456–1475, 2001.
- [54] V. P. Zhukov, “About kinetic modelling of n-decane autoignition,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 8, pp. 1674–1676, 2009.
- [55] H. K. Ciezki and G. Adomeit, “Shock-tube investigation of self-ignition of n-heptane-air mixtures under engine relevant conditions,” *Combust. Flame*, vol. 93, no. 4, pp. 421–433, 1993.
- [56] D. Bradley, M. Lawes, and M. Materogo, “Interpretation of Auto-ignition Delay Times Measured in Different Rapid Compression Machines,” *25th Int. Colloq. Dyn. Explos. React. Syst.*, pp. 1–6, 2015.
- [57] H. Quintens, C. Strozzi, R. Zitoun, and M. Bellenoue, “N-decane-air end-gas auto-ignition induced by flame propagation in a constant volume chamber: Influence of compression history,” *Proc. 8th Eur. Combust. Meet.*, vol. c, no. April, pp. 18–21, 2017.

- [58] D. L. Chapman, “ VI. On the rate of explosion in gases ,” *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 47, no. 284, pp. 90–104, 2011.
- [59] Jouguet, “Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz Journal,” *J. Math. Pures Appl.*, vol. 8, pp. 347–425, 1905.
- [60] Y. B. Zeldovich, “ON THE THEORY OF THE PROPAGATION OF DETONATION IN GASEOUS SYSTEMS,” vol. 2, no. November, pp. 14–15, 1940.
- [61] J. VON NEUMANN, “THEORY OF DETONATION WAVES,” vol. 549, pp. 1–18, 1942.
- [62] W. Doring, “Uber den Detonationsvorgang in Gasen,” vol. 47, no. 1905, 1943.
- [63] Y. N. Denisov and Y. K. Troshin, “Pulsating and spinning detonation of gaseous mixtures in tubes,” *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 27, no. 5, pp. 534–541, 1959.
- [64] G. Canteins, “Etude de la détonation continue rotative - Application à la propulsion,” Université de Poitier, 2007.
- [65] Y. K. Troshin and K. I. Shchelkin, *Gasdynamics of Combustion*. 1965.
- [66] O. Peraldi, R. Knystautas, and J. H. Lee, “Criteria for Transition To Detonation,” *Twenty first Symp. Combust.*, pp. 1629–1637, 1986.
- [67] F. Zhang, *Shock wave science and technology reference library - Chapter 4*, vol. 6. 2012.
- [68] J. B. Heywood, *Internal combustion engine fundamentals*, vol. 2010, no. 1. 2010.
- [69] D. Scholl, S. Russ, and W. Stockhausen, “Detection of Spark Knock Oscillations: Dependence on Combustion Temperature,” in *SAE Technical Paper Series*, 1997, vol. 1, no. 412.
- [70] R. Hickling, D. A. Feldmaier, F. H. K. Chen, and J. S. Morel, “Cavity resonances in engine combustion chambers and some applications,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 73, no. 4, pp. 1170–1178, Apr. 1983.
- [71] D. Scholl, S. Russ, and W. Stockhausen, “Detection of Spark Knock Oscillations: Dependence on Combustion Temperature,” in *SAE Technical Paper Series*, 1997, vol. 1, no. 412.
- [72] K. M. Chun and J. B. Heywood, “Characterization of Knock in a Spark-Ignition Engine,” in *SAE Technical Paper Series*, 1989, vol. 1.
- [73] W. R. Leppard, “Individual-Cylinder Knock Occurence and Intensity in Multicylinder Engines,” 1982.
- [74] E. Ollivier, J. Bellettre, and M. Tazerout, “A Non Intrusive Method for Knock Detection Based on the Exhaust Gas Temperature,” in *SAE Technical Paper Series*, 2005, vol. 1, no. 724.
- [75] K. M. Chun and J. B. Heywood, “Characterization of Knock in a Spark-Ignition Engine,” in *SAE Technical Paper Series*, 1989, vol. 1.

- [76] B. Samimy and G. Rizzoni, "Engine Knock Analysis and Detection Using Time-Frequency Analysis," in *SAE Technical Paper Series*, 1996, vol. 1, no. 412.
- [77] L. Zhou *et al.*, "Experimental analysis of super-knock occurrence based on a spark ignition engine with high compression ratio," *Energy*, vol. 165, pp. 68–75, 2018.
- [78] S. P. Medvedev, G. L. Agafonov, S. V. Khomik, and B. E. Gelfand, "Ignition delay in hydrogen–air and syngas–air mixtures: Experimental data interpretation via flame propagation," *Combust. Flame*, vol. 157, no. 7, pp. 1436–1438, 2010.
- [79] R. Sankaran, H. G. Im, E. R. Hawkes, and J. H. Chen, "The effects of non-uniform temperature distribution on the ignition of a lean homogeneous hydrogen-air mixture," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 875–882, 2005.
- [80] C. Strozzi, A. Mura, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Experimental analysis of propagation regimes during the autoignition of a fully premixed methane-air mixture in the presence of temperature inhomogeneities," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 11, pp. 3323–3341, 2012.
- [81] C. Strozzi, J. Sotton, A. Mura, and M. Bellenoue, "Characterization of a two-dimensional temperature field within a rapid compression machine using a toluene planar laser-induced fluorescence imaging technique," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 12, 2009.
- [82] J. F. Griffiths and B. J. Whitaker, "Thermokinetic interactions leading to knock during homogeneous charge compression ignition," *Combust. Flame*, vol. 131, no. 4, pp. 386–399, 2002.
- [83] Y. B. Zeldovich, "Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions," *Combust. Flame*, vol. 39, no. 2, pp. 211–214, 1980.
- [84] J. H. S. LEE, *The Detonation Phenomenon*, no. c. .
- [85] D. R. Kassoy, "The Zeldovich spontaneous reaction wave propagation concept in the fast/modest heating limits," *J. Fluid Mech.*, vol. 791, pp. 439–463, 2016.
- [86] Y. Qi, Z. Wang, J. Wang, and X. He, "Effects of thermodynamic conditions on the end gas combustion mode associated with engine knock," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 11, pp. 4119–4128, 2014.
- [87] N. Chaumeix, B. Imbert, L. Catoire, and C. E. Paillard, "The onset of detonation behind shock waves of moderate intensity in gas phase," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 186, no. 4–5, pp. 607–620, 2014.
- [88] M. Amann, T. Alger, and D. Mehta, "The Effect of EGR on Low-Speed Pre-Ignition in Boosted SI Engines," *SAE Int. J. Engines*, vol. 4, no. 1, pp. 235–245, 2011.
- [89] J. H. Chen, E. R. Hawkes, R. Sankaran, S. D. Mason, and H. G. Im, "Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities: I. Fundamental analysis and diagnostics," *Combust. Flame*, vol. 145, no. 1–2, pp. 128–144, 2006.
- [90] D. Bradley, C. Morley, X. J. Gu, and D. R. Emerson, "Amplified Pressure Waves During

- Autoignition: Relevance to CAI Engines,” *SAE Tech. Pap. Ser.*, no. 724, 2002.
- [91] D. Bradley, C. Morley, X. J. Gu, and D. R. Emerson, “Amplified Pressure Waves During Autoignition: Relevance to CAI Engines,” no. 724, 2002.
- [92] D. Bradley and G. T. Kalghatgi, “Influence of autoignition delay time characteristics of different fuels on pressure waves and knock in reciprocating engines,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 12, pp. 2307–2318, 2009.
- [93] L. Bates, D. Bradley, G. Paczko, and N. Peters, “Engine hot spots: Modes of auto-ignition and reaction propagation,” *Combust. Flame*, vol. 166, pp. 80–85, 2016.
- [94] L. Bates and D. Bradley, “Deflagrative, auto-ignitive, and detonative propagation regimes in engines,” *Combust. Flame*, vol. 175, pp. 118–122, 2017.
- [95] A. K. Kapila, D. W. Schwendeman, J. J. Quirk, and T. Hawa, “Mechanisms of detonation formation due to a temperature gradient,” *Combust. Theory Model.*, vol. 6, no. 4, pp. 553–594, Dec. 2002.
- [96] L. Bates and D. Bradley, “Deflagrative, auto-ignitive, and detonative propagation regimes in engines,” *Combust. Flame*, vol. 175, pp. 118–122, 2017.
- [97] G. L. Brown and A. Roshko, “On density effects and large structure in turbulent mixing layers,” *J. Fluid Mech.*, vol. 64, no. 4, pp. 775–816, 1974.
- [98] I. R. Hurle, R. B. Price, T. M. Sugden, and A. Thomas, “Sound emission from open turbulent premixed flames,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.*, vol. 303, no. 1475, pp. 409–427, Mar. 1968.
- [99] J. F. Clarke, “Fast flames, waves and detonation,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 15, no. 3, pp. 241–271, 1989.
- [100] N. Nikiforakis, J. F. Clarke, and P. R. S. L. A, “Quasi-steady structures in the two-dimensional initiation of detonations,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 452, no. 1952, pp. 2023–2042, Jan. 1996.
- [101] T. L. Jackson, A. K. Kapila, and D. S. Stewart, “Evolution of a Reaction Center in an Explosive Material,” *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 49, no. 2, pp. 432–458, Apr. 1989.
- [102] A. Robert, S. Richard, O. Colin, and T. Poinso, “LES study of deflagration to detonation mechanisms in a downsized spark ignition engine,” *Combust. Flame*, vol. 162, no. 7, pp. 2788–2807, 2015.
- [103] A. Robert, S. Richard, O. Colin, L. Martinez, and L. De Francqueville, “LES prediction and analysis of knocking combustion in a spark ignition engine,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 2941–2948, 2015.
- [104] D. R. Kassoy, “The response of a compressible gas to extremely rapid transient, spatially resolved energy addition: An asymptotic formulation,” *J. Eng. Math.*, vol. 68, no. 3, pp. 249–262, 2010.
- [105] M. D. Kurtz and J. D. Regele, “Acoustic timescale characterisation of symmetric and

- asymmetric multidimensional hot spots,” *Combust. Theory Model.*, vol. 18, no. 6, pp. 711–729, 2014.
- [106] G. T. Kalghatgi and D. Bradley, “Pre-ignition and ‘super-knock’ in turbo-charged spark-ignition engines,” *Int. J. Engine Res.*, vol. 13, no. 4, pp. 399–414, 2012.
- [107] J. H. S. Lee and I. O. Moen, “The mechanics of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosions,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 6, no. 4, pp. 359–389, 1980.
- [108] K. Shchelkin, “Influence of tube roughness on the formation and detonation propagation in gas,” *J Exp Theor Phys*, no. 10, pp. 823–7, 1940.
- [109] P. A. Urtiew and A. K. Oppenheim, “Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.*, vol. 295, no. 1440, pp. 13–28, Nov. 1966.
- [110] J. H. Lee, R. Knystautas, and C. K. Chan, “Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes,” *Symp. Combust.*, vol. 20, no. 1, pp. 1663–1672, 1985.
- [111] G. Ciccarelli and S. Dorofeev, “Flame acceleration and transition to detonation in ducts,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 34, no. 4, pp. 499–550, Aug. 2008.
- [112] J. E. Shepherd and J. H. S. Lee, “On The Transition from Deflagration to Detonation,” in *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 116, no. 6, 1992, pp. 439–487.
- [113] C. T. Johansen and G. Ciccarelli, “Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 2, pp. 405–416, 2009.
- [114] C. T. Johansen and G. Ciccarelli, “Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 2, pp. 405–416, 2009.
- [115] C. K. Chan and D. R. Greig, “The structures of fast deflagrations and quasi-detonations,” *Symp. Combust.*, vol. 22, no. 1, pp. 1733–1739, Jan. 1989.
- [116] G. Ciccarelli and B. De Witt, “Detonation initiation by shock reflection from an orifice plate,” *Shock Waves*, vol. 15, no. 3–4, pp. 259–265, 2006.
- [117] A. A. Borisov *et al.*, “Ignition of gaseous combustible mixtures in focused shock waves,” in *AIP Conference Proceedings*, 1990, vol. 208, pp. 696–701.
- [118] A. M. Khokhlov and E. S. Oran, “Numerical simulation of detonation initiation in a flame brush: The role of hot spots,” *Combust. Flame*, vol. 119, no. 4, pp. 400–416, 1999.
- [119] G. Thomas, R. Bambrey, and C. Brown, “Experimental observations of flame acceleration and transition to detonation following shock-flame interaction,” *Combust. Theory Model.*, vol. 5, no. 4, pp. 573–594, Dec. 2001.
- [120] M. Kuznetsov and I. Matsukov, “Effect of boundary layer on flame acceleration and DDT,” .... *Proc. 20th ...*, pp. 1–4, 2005.

- [121] J. H. Lee, R. Knystautas, and N. Yoshikawa, "Photochemical initiation of gaseous detonations," *Acta Astronaut.*, vol. 5, no. 11–12, pp. 971–982, Nov. 1978.
- [122] N. Yoshikawa, "Coherent Shock Wave Amplification in Photochemical Initiation of Gaseous Detonation," 1980.
- [123] M. Short and J. W. Doldt, "Corrections to Zepdovich ' s " Spontaneous Flame " and the Onset of Explosion via Nonuniform Preheating," pp. 59–74.
- [124] S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, A. E. Dvoynishnikov, and W. Breitung, "Deflagration to detonation transition in large confined volume of lean hydrogen-air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 104, no. 1–2, pp. 95–110, 1996.
- [125] N. Nikiforakis, J. F. Clarke, and P. R. S. L. A, "Quasi-steady structures in the two-dimensional initiation of detonations," *Proc. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 452, no. 1952, pp. 2023–2042, Jan. 1996.
- [126] J. H. Lee, R. Knystautas, and N. Yoshikawa, "Photochemical initiation of gaseous detonations," *Acta Astronaut.*, vol. 5, no. 11–12, pp. 971–982, Nov. 1978.
- [127] J. F. Griffiths, J. P. MacNamara, C. G. W. Sheppard, D. A. Turton, and B. J. Whitaker, "The relationship of knock during controlled autoignition to temperature inhomogeneities and fuel reactivity," *Fuel*, vol. 81, no. 17, pp. 2219–2225, 2002.
- [128] P. Dai, Z. Chen, S. Chen, and Y. Ju, "Numerical experiments on reaction front propagation in n-heptane/air mixture with temperature gradient," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3045–3052, 2015.
- [129] H. Terashima and M. Koshi, "Mechanisms of strong pressure wave generation in end-gas autoignition during knocking combustion," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 5, pp. 1944–1956, 2015.
- [130] H. Yu and Z. Chen, "End-gas autoignition and detonation development in a closed chamber," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 11, pp. 4102–4111, 2015.
- [131] J. Pan, H. Wei, G. Shu, Z. Chen, and P. Zhao, "The role of low temperature chemistry in combustion mode development under elevated pressures," *Combust. Flame*, vol. 174, pp. 179–193, 2016.
- [132] H. Wang *et al.*, "A high-temperature chemical kinetic model of n-alkane (up to n-dodecane), cyclohexane, and methyl-, ethyl-, n-propyl and n-butyl-cyclohexane oxidation at high temperatures, JetSurF version 2.0, September 19, 2010," 2010. [Online]. Available: <http://web.stanford.edu/group/haiwanglab/JetSurF/JetSurF2.0/index.html>.
- [133] V. Y. Basevich, A. A. Belyaev, V. S. Posvyanskii, and S. M. Frolov, "Mechanisms of the oxidation and combustion of normal paraffin hydrocarbons: Transition from C1–C10 to C11–C16," *Russ. J. Phys. Chem. B*, vol. 7, no. 2, pp. 161–169, 2013.
- [134] V. Y. Basevich, A. A. Belyaev, S. N. Medvedev, V. S. Posvyanskii, and S. M. Frolov, "Oxidation and combustion mechanisms of paraffin hydrocarbons: Transfer from C1–C7 to C8H18, C9H20, and C10H22," *Russ. J. Phys. Chem. B*, vol. 5, no. 6, pp. 974–990, 2011.

- [135] J. Sotton, “Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée,” Université de Poitiers, 2003.
- [136] J.-B. Tourriol, *Optique géométrique*, Gauthier-V. 1951.
- [137] B. Hamon, “Mélange de gaz,” *Techniques de l'ingénieur*, vol. 33, no. 0. pp. 11–12, 1988.
- [138] H. Quintens, C. Strozzi, R. Zitoun, and M. Bellenoue, “Deflagration/Autoignition/Detonation Transition Induced by Flame Propagation in an N-Decane/O<sub>2</sub>/Ar Mixture,” *Flow, Turbul. Combust.*, Nov. 2018.
- [139] X. Ma, Z. Wang, C. Jiang, Y. Jiang, H. Xu, and J. Wang, “An optical study of in-cylinder CH<sub>2</sub>O and OH chemiluminescence in flame-induced reaction front propagation using high speed imaging,” *Fuel*, vol. 134, pp. 603–610, 2014.
- [140] C. Strozzi, A. Claverie, V. Prevost, J. Sotton, and M. Bellenoue, “HCCI and SICI combustion modes analysis with simultaneous PLIF imaging of formaldehyde and high-speed chemiluminescence in a rapid compression machine,” *Combust. Flame*, vol. 202, pp. 58–77, 2019.
- [141] S. A. Skeen, J. Manin, and L. M. Pickett, “Simultaneous formaldehyde PLIF and high-speed schlieren imaging for ignition visualization in high-pressure spray flames,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3167–3174, 2015.
- [142] J. B. Martz, G. A. Lavoie, H. G. Im, R. J. Middleton, A. Babajimopoulos, and D. N. Assanis, “The propagation of a laminar reaction front during end-gas auto-ignition,” *Combust. Flame*, vol. 159, no. 6, pp. 2077–2086, 2012.
- [143] S. Browne, Z. Liang, and J. E. Shepherd, “Detailed and Simplified Chemical Reaction Mechanisms for Detonation Simulation,” *Fall Tech. Meet. West. States Sect. Combust. Inst. 2005, WSS/CI 2005 Fall Meet.*, vol. 1, pp. 274–291, 2005.
- [144] H. Quintens, C. Strozzi, R. Zitoun, and M. Bellenoue, “Experimental investigation of end-gas auto-ignition to detonation transition for an n-Decane/O<sub>2</sub>/Ar mixture,” *Shock Waves*, 2019.
- [145] N. Kawahara, E. Tomita, and Y. Sakata, “Auto-ignited kernels during knocking combustion in a spark-ignition engine,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 II, pp. 2999–3006, 2007.
- [146] S. M. Gallagher, H. J. Curran, W. K. Metcalfe, D. Healy, J. M. Simmie, and G. Bourque, “A rapid compression machine study of the oxidation of propane in the negative temperature coefficient regime,” *Combust. Flame*, vol. 153, no. 1–2, pp. 316–333, 2008.
- [147] L. Zander, G. Tornow, R. Klein, and N. Djordjevic, “Knock Control in Shockless Explosion Combustion by Extension of Excitation Time,” Zander, L., Tornow, G., Klein, R., & Djordjevic, N. (2019). Knock Control in Shockless Explosion Combustion by Extension of Excitation Time (pp. 151–166). <https://doi.org/10.10>,” 2019, pp. 151–166.
- [148] T. G. Reichel, J.-S. Schäpel, B. C. Bobusch, R. Klein, R. King, and C. Oliver Paschereit, “Shockless Explosion Combustion: Experimental Investigation of a New Approximate

- Constant Volume Combustion Process,” *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 139, no. 2, p. 021504, Sep. 2016.
- [149] F. Reinbacher and J. D. Regele, “Influence of smooth temperature variation on hotspot ignition,” *Combust. Theory Model.*, vol. 7830, no. October, 2017.
- [150] M. Darecki *et al.*, “Flightpath 2050,” *Flightpath 2050 Eur. Vis. Aviat.*, p. 28, 2011.
- [151] S. Kaiser, A. Seitz, S. Donnerhack, and A. Lundbladh, “Composite Cycle Engine Concept with Hectopressure Ratio,” *J. Propuls. Power*, vol. 32, no. 6, pp. 1413–1421, 2016.
- [152] M. N. Nejaamtheen, J.-M. Kim, and J.-Y. Choi, *Review on the Research Progresses in Rotating Detonation Engine*. 2017.
- [153] H. Quintens, C. Strozzi, R. Zitoun, and M. Bellenoue, “Deflagration/Autoignition/Detonation Transition Induced by Flame Propagation in an N-Decane/O<sub>2</sub> /Ar Mixture,” *Flow, Turbul. Combust.*, Nov. 2018.
- [154] J. F. Griffiths, “Reduced kinetic models and their application to practical combustion systems,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 21, no. 1, pp. 25–107, 1995.
- [155] Westbrook, C.K., “Chemical Kinetics of Hydrocarbon Ignition in Practical Combustion Systems,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 28, no. 2, pp. 1563–1577, 2000.
- [156] A. Burcat, K. Scheller, and A. Lifshitz, “Shock-tube investigation of comparative ignition delay times for C<sub>1</sub> to C<sub>5</sub> alkanes,” *Combust. Flame*, vol. 16, no. 1, pp. 29–33, 1971.
- [157] P. Dagaut, M. Reuillon, and M. Cathonnet, “Experimental study of the oxidation of n-heptane in a jet stirred reactor from low to high temperature and pressures up to 40 atm,” *Combust. Flame*, vol. 101, no. 1–2, pp. 132–140, 1995.
- [158] M. Ribaucour, R. Minetti, L. R. Sochet, H. J. Curran, W. J. Pitz, and C. K. Westbrook, “Ignition of isomers of pentane: An experimental and kinetic modeling study,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 28, no. 2, pp. 1671–1678, 2000.
- [159] P. Cadman, G. O. Thomas, and P. Butler, “The auto-ignition of propane at intermediate temperatures and high pressures,” *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 2, no. 23, pp. 5411–5419, 2000.
- [160] E. L. Petersen and R. K. Hanson, “Nonideal effects behind reflected shock waves in a high-pressure shock tube,” *Shock Waves*, vol. 10, no. 6, pp. 405–420, Jan. 2001.
- [161] R. Di Sante, “Measurements of the auto-ignition of n-heptane/toluene mixtures using a rapid compression machine,” *Combust. Flame*, vol. 159, no. 1, pp. 55–63, 2012.
- [162] G. Kukkadapu, K. Kumar, C. J. Sung, M. Mehl, and W. J. Pitz, “Autoignition of gasoline and its surrogates in a rapid compression machine,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 1, pp. 345–352, 2013.
- [163] R. S. Sheinson and F. W. Williams, “Chemiluminescence spectra from cool and blue flames: Electronically excited formaldehyde,” *Combust. Flame*, vol. 21, no. 2, pp. 221–230, 1973.

- [164] R. Schiebl and U. Maas, "Analysis of endgas temperature fluctuations in an SI engine by laser-induced fluorescence," *Combust. Flame*, vol. 133, no. 1–2, pp. 19–27, 2003.
- [165] K. H. Ali, K. Hadj, and A. Etude, "Etude cinétique de l'oxydation et de l'auto-inflammation en milieu gazeux homogène pauvre et ultra pauvre de carburants de substitution issus de la biomasse Etude cinétique de l'oxydation et de l'auto-inflammation en milieu gazeux homogène," 2010.
- [166] P. Park and J. C. Keck, "Rapid Compression Machine Measurements of Ignition Delays for Primary Reference Fuels," *SAE Tech. Pap. Ser.*, vol. 1, 2010.
- [167] M. Ribaucour, "Auto-inflammation et cliquetis dans les moteurs. Etude en machine à compression rapide de l'influence de la structure de l'hydrocarbure sur les délais d'auto-inflammation," 1992.
- [168] J. Guezet and T. Kageyama, "Aerodynamic study in a rapid compression machine.," *Rev. Gen. Therm.*, vol. 36, pp. 17–25, 1997.
- [169] R. J. Tabaczynski, D. P. Hoult, and J. C. Keck, "High Reynolds number flow in a moving corner," *J. Fluid Mech.*, vol. 42, no. 02, p. 249, Jun. 1970.
- [170] G. Mittal and M. Chomier, "Effect of crevice mass transfer in a rapid compression machine," *Combust. Flame*, vol. 161, no. 2, pp. 398–404, 2014.
- [171] P. Guibert, A. Keromnes, and G. Legros, "An experimental investigation of the turbulence effect on the combustion propagation in a rapid compression machine," *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 84, no. 1, pp. 79–95, 2010.
- [172] L. Elkarous, M. Pirlot, and J. C. Golinval, "Dynamic calibration of piezoelectric sensors for the ballistic high-pressure measurement / Étalonnage dynamique des capteurs piézoélectriques pour la mesure de haute pression balistique," no. April, pp. 1–8, 2012.
- [173] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Unsteady Contribution of Water Vapor Condensation to Heat Losses at Flame-Wall Interaction," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 395, p. 012006, Nov. 2012.
- [174] B. K. P. Horn and B. G. Schunck, "Determining optical flow," *Artif. Intell.*, vol. 17, no. 1–3, pp. 185–203, Aug. 1981.
- [175] J. L. Barron, D. J. Fleet, and S. S. Beauchemin, "Performance of optical flow techniques," *Int. J. Comput. Vis.*, vol. 12, no. 1, pp. 43–77, Feb. 1994.
- [176] D. Sun, "Secrets of Optical Flow Estimation and Their Principles • Optical flow : motion of image pixels," *Cvpr*, pp. 2432–2439, 2010.
- [177] S. Browne, J. Ziegler, and J. E. Shepherd, "Numerical Solution Methods for Shock and Detonation Jump Conditions," no. July 2004, 2015.
- [178] Y. C. Chen, "Measurements of flame-front curvature based on Fourier transformation," *Combust. Theory Model.*, vol. 11, no. 3, pp. 333–349, 2007.
- [179] Jean-Claude Guibet, *Carburants et moteurs : technologies, énergie, environnement ;*

- [180] J. Peleteiro, D. González-Salgado, C. A. Cerdeiriña, and L. Romaní, “Isobaric heat capacities, densities, isentropic compressibilities and second-order excess derivatives for (1-propanol +n-decane),” *J. Chem. Thermodyn.*, vol. 34, no. 4, pp. 485–497, Apr. 2002.
- [181] M. J. Hargather and G. S. Settles, “A comparison of three quantitative schlieren techniques,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 50, no. 1, pp. 8–17, Jan. 2012.
- [182] M. Ben Houidi, J. Sotton, M. Bellenoue, and C. Strozzi, “Effects of low temperature heat release on the aerodynamics of a flat piston rapid compression machine: Impact on velocity and temperature fields,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 37, no. 4, pp. 4777–4785, 2019.



## L'auto-inflammation dans le mécanisme de transition de régime de combustion, de la déflagration vers la détonation

### Résumé :

Pour répondre aux défis environnementaux actuels, des solutions en rupture par rapport aux turbomachines existantes sont actuellement en cours de développement. Elles s'appuient sur des cycles thermodynamiques plus efficaces.

L'objectif de ces travaux de thèse est d'étudier expérimentalement les mécanismes de transition de régime de combustion pour ce type d'applications en utilisant un surrogate de kérosène, le n-décane. Pour cela, une déflagration est initiée dans une enceinte fermée et comprime les gaz frais. La pression et la température de ces derniers augmentent jusqu'à atteindre les conditions propices à l'apparition de l'auto-inflammation.

3 régimes de combustion successifs sont caractérisés dans la chambre de combustion au moyen de diagnostics optiques rapides. Un premier dégagement de chaleur associé à la flamme froide pré-oxyde les gaz frais, il est suivi du dégagement de chaleur principal (Main Heat Release, MHR). Pour les températures initiales de mélange les plus élevées, une détonation est observée à la fin du processus. Deux chemins de transition différents sont mis en évidence : la transition Déflagration-Auto-inflammation (DAIT) et la transition Déflagration-Auto-inflammation-Détonation (DAIDT).

La sensibilité des transitions de régime aux conditions initiales de pression, de température et de richesse a été caractérisée au moyen de plusieurs études paramétriques. Dans ce but, les conditions de température, de pression et de composition du mélange sont calculées aux instants d'apparition des différents fronts réactifs (flamme froide, MHR et détonation). Il a notamment été observé que les dégagements de chaleur successifs de l'auto-inflammation se déroulaient aux mêmes températures (740 K pour la flamme froide et 1050 K pour le MHR) quelles que soient les conditions initiales. L'étude s'est concentrée ensuite sur l'analyse d'un point de fonctionnement particulier. L'étude de ce point de fonctionnement, différentes vitesses de front d'auto-inflammation ont été observées, mettant en évidence le mécanisme de SWACER lors de la transition.

Un critère de transition de régime depuis l'auto-inflammation proposé de Zander et al., dans le cadre d'études numériques, a été testé dans notre configuration expérimentale. Un critère modifié a été développé en lui adjoignant la notion d'effets de compressibilité dans l'écoulement réactif. L'application de ce critère à l'ensemble des essais permet de prédire l'apparition de la détonation dans les conditions où 0 et 100 % de DAIDT sont observés. Les différents domaines de transition de régime ont également été positionnés sur le diagramme de Bradley ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ). Les modes de combustion prédits par le diagramme sont consistants avec ceux qui sont atteints dans la chambre.

L'influence de la distribution initiale de température sur les modes de combustion atteignables dans la chambre a été étudiée. Trois topologies d'auto-inflammation ont été mises en évidence pour trois distributions de température dans la chambre. Ces topologies sont séparées en deux catégories, celles privilégiant une direction particulière lors de l'auto-inflammation séquentielle et celle présentant un comportement tridimensionnel.

Les essais ayant un comportement tridimensionnel présentent une très forte propension à la DAIDT mais une propagation lente des fronts d'auto-inflammation. Dans ce cas, un autre mécanisme de transition vers la détonation est mis en évidence : l'auto-inflammation d'une poche homogène de gaz génère des ondes de choc et déclenche des auto-inflammations successives pendant leur propagation. Le couplage choc/front réactif entraîne la formation de la détonation.

Différents mécanismes de transition vers la détonation ont été observés et étudiés sur une large plage de conditions de pression, température, richesse et gradient thermique. Les résultats obtenus permettront d'appuyer les études numériques réalisées sur le sujet, manquant jusque-là de données expérimentales en conditions académiques.

**Mots clés :** Chambres de combustion, Combustion spontanée, Compressibilité, Essais, Mesures optiques, Ondes de choc, Ondes de détonation, Déflagration, Super-cliquetis, Transition de régime, N-décane, Strioscopie

### The autoignition in the mechanisms of combustion regime transition from the deflagration to the detonation

#### Abstract :

To meet the current environmental challenges, breakthrough solutions compared to existing turbomachines are currently under development. They rely on the use of more efficient thermodynamic cycles.

The objective of this thesis is to study experimentally the mechanisms of transition of combustion regime using a kerosene surrogate, n-decane. For this purpose, a deflagration is initiated in a closed chamber and compresses the fresh gases. The pressure and the temperature of the end-gas increase until reaching the conditions favorable to the appearance of the autoignition in the chamber.

3 successive combustion regimes are characterized in the combustion chamber by means of fast optical diagnostics. A first heat release, associated with the cool flame phenomenon, pre-oxidizes the fresh gases, it is followed by the Main Heat Release (MHR). For the highest initial temperatures, a detonation is observed at the end of the process. Two different transition paths are highlighted: the Deflagration-Autoignition Transition (DAIT) and the Deflagration-Autoignition-Detonation Transition (DAIDT).

The sensitivity of regime transitions to the initial conditions of pressure, temperature and mixture composition was characterized by means of several parametric studies. For this purpose, the conditions of temperature, pressure and composition of the mixture are calculated at the onset of the different reactive fronts (cool flame, MHR and detonation). In particular, it has been observed that the successive heat releases of the auto-ignition start at the same temperatures (740 K for the cool flame and 1050 K for the MHR) whatever the initial conditions. The study, then, focused on the analysis of a particular operating point. During the study of this operating point different self-ignition front velocities were observed, highlighting the mechanism of SWACER during the transition.

A regime transition criterion proposed by Zander et al. based on numerical studies has been tested in our experimental setup. A modified criterion has been developed to take into account compressibility effects in the reactive flow. The application of this criterion to all the dataset makes possible to predict the appearance of the detonation under the conditions where 0 and 100% of DAIDT are observed. The different regime transition domains have also been positioned on the Bradley diagram ( $\xi$ ,  $\epsilon$ ). The modes of combustion predicted by the diagram are consistent with those reached in the chamber.

The influence of the initial temperature distribution on the combustion modes achievable in the chamber has been studied. Three topologies of autoignition have been demonstrated for three initial temperature distributions in the chamber. These topologies are separated into two categories, those favoring a particular direction during sequential self-ignition and that exhibiting a three-dimensional behavior.

Three-dimensional tests show a very high propensity for DAIDT but a slow spread of autoignition fronts. In this case, another mechanism of transition to detonation is evidenced: the self-ignition of an homogeneous gas pocket generates shock waves and triggers successive auto-inflammations during their propagation. The shock coupling / reactive front causes the formation of the detonation.

Different transition mechanisms to detonation have been observed and studied over a wide range of pressure, temperature, equivalence ratio and thermal gradient conditions. The obtained results will be useful to support the numerical studies carried out on the subject, which lacks experimental data in academic conditions.

**Keywords:** Combustion chambers, Combustion, Spontaneous, Testing, Optical measurements, Shock waves, Detonation waves, Deflagration, Super-knock, Combustion regime transition, N-decane, Schlieren