



**HAL**  
open science

# Topologies de l'accélération de flammes d'H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> dans des canaux étroits : de l'allumage jusqu'à la détonation

Ballossier Yves

## ► To cite this version:

Ballossier Yves. Topologies de l'accélération de flammes d'H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> dans des canaux étroits : de l'allumage jusqu'à la détonation. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2021. Français. ⟨NNT : 2021ESMA0017⟩. ⟨tel-03564409⟩

**HAL Id: tel-03564409**

**<https://theses.hal.science/tel-03564409v1>**

Submitted on 10 Feb 2022

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.



HAL Authorization

# THÈSE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

## DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(DIPLOME NATIONAL - ARRÊTÉ DU 25 MAI 2016)

ÉCOLE DOCTORALE : SCIENCES ET INGÉNIERIE EN MATÉRIAUX, MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE ET AÉRONAUTIQUE

SECTEUR DE RECHERCHE : ÉNERGÉTIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION

PRÉSENTÉE PAR :

**YVES BALLOSSIER**

---

### TOPOLOGIES DE L'ACCÉLÉRATION DE FLAMMES D' $H_2$ - $O_2$ - $N_2$ DANS DES CANAUX ÉTROITS : DE L'ALLUMAGE JUSQU'À LA DÉTONATION

---

Directeur de thèse : **ASHWIN CHINNAYYA**

Co-encadrants de thèse : **JOSUÉ MELGUIZO-GAVILANES ET FLORENT VIROT**

SOUTENUE LE 16 DÉCEMBRE 2021  
DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

#### JURY :

##### PRÉSIDENT

**M. LUC BAUWENS,** PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, UNIVERSITY OF CALGARY, CAN

##### RAPPORTEURS

**MME. NABIHA CHAUMEIX,** DIRECTRICE DE RECHERCHE, ICARE, CNRS  
**M. GABRIEL CICCARELLI,** PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, QUEEN'S UNIVERSITY, CAN

##### MEMBRES

**M. MIKHAIL KUZNETSOV,** PRINCIPAL INVESTIGATOR, KIT, DEU  
**M. MARIO SANCHEZ-SANZ,** ASSOCIATE PROFESSOR, UNIVERSIDAD CARLOS III, ESP  
**M. ASHWIN CHINNAYYA,** PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, INSTITUT P', ISAE-ENSMA  
**M. JOSUÉ MELGUIZO-GAVILANES,** CHARGÉ DE RECHERCHE, INSTITUT P', CNRS  
**M. FLORENT VIROT,** MAÎTRE DE CONFÉRENCES, INSTITUT P', ISAE-ENSMA



*La cacophonie du monde devient ritournelle.  
Bruit et silence règnent.  
Seul l'esprit, par contrition et sacrifice,  
trouve le rythme des battements du coeur des jours lumineux.  
Le tumulte devient alors mélodie, et le chaos deviendra symphonie.*

**Bastien Vivès**



# Remerciements

Je tiens à témoigner ma sincère gratitude à M. Ashwin Chinnayya de m'avoir accordé sa confiance et offert la possibilité d'accomplir cette thèse. J'adresse également un immense merci à M. Josué Melguizo-Gavilanes et M. Florent Viot. Les idées et les conseils qu'ils m'ont apportés m'ont permis de développer de nouvelles compétences, tant sur le plan scientifique que humain. Travailler avec ce tandem a été un immense honneur.

Un grand merci aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer ce travail. Tout particulièrement Mme. Nabiha Chaumeix et M. Gabriel Ciccarelli pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie M. Luc Bauwens d'avoir pris la place de président du jury de thèse, ainsi que Mikhail Kuznetsov et Mario Sanchez-Sanz pour être venu évaluer cette thèse.

Cette thèse n'aurait pas pu être réalisée sans l'aide de M. Alain Claverie pour son investissement dans l'élaboration d'un nouveau dispositif expérimental ainsi que sa disponibilité pour réaliser les nombreux essais nécessaires. La chambre de combustion et l'installation n'auraient pas vu le jour sans la participation de M. Jacques Baillargeat, M. Alain Destor, M. Jean-Christophe Fraudeau, M. Vincent Montassier, M. Laurick Prouteau, M. Mathieu Rossard, et M. Yann Thomas. Je remercie particulièrement M. Benoît Carne, M. Jean-Christophe Jouvanneau, M. Nicolas Papin et M. Jean-Carl Rousseau pour leur implication dans les réalisations mécaniques, et conception du banc d'essai.

Je remercie également l'aide apportée par Mme. Marie-Cannelle Eysseric et Mme. Catherine Lavallade ainsi que tout le personnel administratif de l'ENSMA pour leur accueil chaleureux et leur support précieux nécessaire pour le travail de recherche. Tout comme je remercie M. Hervé Doreau pour la mise à disposition des outils informatiques.

Une grande part de la créativité vient des rencontres et discussions effectuées aux cours de ces trois années de thèse, c'est pourquoi je remercie aussi tout mes collègues doctorants, post-doctorant, ingénieurs et stagiaires avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger. Notamment Paul, Saïd, Cyprien, Luc, Carlos, Quentin, Hugo, Nicolas, Thomas, Alexandre, Thibaut, Vianney, Bruno, Micha, Yassine, Clément, Fernando, Gwen, Gabriel. Un immense merci à Luis, pour m'avoir permis de situer Poitiers sur une carte.

Enfin, je souhaite remercier mes proches, Mylène, qu'il vous faut aussi remercier pour avoir rendu cette thèse lisible et compréhensible. Nadine, pour son expertise orthographique ainsi que Claire, Marie, Lola et Marianne pour leur relecture. Schuffy, docteur avant moi, qui m'aura appris beaucoup de choses sur le déroulé d'une thèse et le fonctionnement d'un laboratoire. Et finalement mes parents qui m'ont permis d'en arriver là.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xiii</b>
<b>Liste des tables</b>	<b>xiv</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte de l'étude</b>	<b>7</b>
1.1 Historique . . . . .	7
1.2 Déflagration . . . . .	12
1.3 Détonation . . . . .	22
1.4 Transition de la déflagration à la détonation . . . . .	27
1.5 État de l'art . . . . .	36
1.6 Objectifs de la thèse . . . . .	46
1.7 Récapitulatif des études réalisées . . . . .	48
<b>2 Conception des chambres de combustion</b>	<b>49</b>
2.1 Analyse fonctionnelle . . . . .	49
2.2 Présentation des chambres de combustion utilisées pour la visualisation simultanée . . . . .	51
2.3 Conception et présentation de la structure . . . . .	54
2.4 Métrologie . . . . .	55
<b>3 Dispositif optique de visualisation strioscopique simultanée dans deux directions</b>	<b>63</b>
3.1 Historique et fonctionnement de la strioscopie . . . . .	63
3.2 Synthèse des configurations optiques utilisées . . . . .	67
3.3 Choix des sources lumineuses . . . . .	69
3.4 Post-traitement . . . . .	73
<b>4 Étude comparative : visualisations uni- et bi- directionnelle</b>	<b>81</b>
4.1 Représentation des visualisations . . . . .	81

---

4.2	Dynamique de la <i>Strange wave</i> . . . . .	83
4.3	Initiation de la détonation . . . . .	92
4.4	Synthèse partielle . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Structure tri-dimensionnelle de l'accélération de la flamme de l'allumage à l'initiation de la détonation</b>	<b>101</b>
5.1	Propriétés chimiques des mélanges testés . . . . .	102
5.2	Évolution de la topologie de la flamme par section . . . . .	104
5.3	Évolution de la topologie de la flamme par rapport à la distance jusqu'à l'initiation de la détonation . . . . .	110
5.4	Types d'initiations de la détonation en fonction de la dilution . . . . .	123
5.5	Initiation de la transition sur la section transversale du canal . . . . .	131
5.6	Synthèse partielle . . . . .	133
<b>6</b>	<b>Mécanismes d'accélération : plissement de la flamme et ondes de pressions</b>	<b>135</b>
6.1	Analyse des diagrammes $x-t$ . . . . .	135
6.2	Estimation de la surface de la flamme . . . . .	148
6.3	Modèle scalaire de la transition . . . . .	156
6.4	Synthèse partielle . . . . .	164
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>167</b>
<b>A</b>	<b>Annexe : Formation d'une onde de choc</b>	<b>175</b>
<b>B</b>	<b>Annexe : Premières versions et prototype</b>	<b>179</b>
<b>C</b>	<b>Annexe : Réglages optiques</b>	<b>185</b>
<b>D</b>	<b>Annexe : Étude préliminaire - sensibilité de la flamme vis-à-vis du montage expérimental</b>	<b>187</b>
<b>E</b>	<b>Annexe : Sélection d'images expérimentales</b>	<b>219</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>267</b>

# Table des figures

1	Illustration de l'emploi d'hydrogène comme vecteur énergétique. . . . .	1
1.1	Schéma d'une discontinuité séparant deux états. . . . .	9
1.2	Diagramme $p - v$ de Clapeyron illustrant les domaines de combustion et la condition CJ. . . . .	11
1.3	Structure d'une flamme laminaire isobare. . . . .	15
1.4	Déformation de la surface de flamme par instabilité thermodiffusive à deux instants et pour deux nombres de Lewis. Reproduit depuis [28]. . . . .	17
1.5	Accélération d'un piston dans un canal et formation d'ondes de pression. Reproduit depuis [47]. . . . .	20
1.6	Structure ZND de la détonation stationnaire laminaire d'un mélange stœchiométrique $H_2-O_2$ dans un canal. Calculée avec la <i>shock and detonation toolbox</i> [48] et le mécanisme de Mével [33, 34]. . . . .	23
1.7	Comparaison entre le temps d'induction d'un mélange stœchiométrique $H_2-O_2$ et $H_2$ -Air initialement à $p_0 = 100$ kPa. Calculée avec la <i>shock and detonation toolbox</i> [48] et le mécanisme de Mével [33, 34]. . . . .	24
1.8	Réflexion de Mach d'une onde de choc et trajet des particules dans le référentiel du point triple. . . . .	25
1.9	Plaque de suie marquée par le passage des points triples. Image obtenue dans un tube de 57 mm de diamètre avec un mélange binaire hydrogène-propane et air, à pression et température ambiantes. Image issue de [55]. . . . .	25
1.10	Évolution de la structure d'une détonation pour un mélange $2H_2+O_2+7Ar$ à $p_0 = 6.9$ kPa. $\Delta t = 38.7 \mu s$ entre les instants $t_i$ . Les traits en pointillés représentent le début de la réaction exothermique. Images mises à disposition par Xiao et al. [56] sous licence <a href="#">creative commons</a> . . . . .	26
1.11	Chronologie de la TDD dans un canal sans obstacle de section de l'ordre du centimètre carré pour un mélange stœchiométrique $H_2-O_2$ . Les images expérimentales sont issues du présent manuscrit. . . . .	30
1.12	Diagramme récapitulatif de la TDD dans un canal. . . . .	34
1.13	Diagramme des phases de conception et de validation de l'installation. TRL : <i>Technology Readiness Level</i> . . . . .	47
2.1	Vue en coupe des deux versions du design retenu. Version avec une direction de visualisation (V-1 DV) à gauche ; Version avec deux directions de visualisation (V-2 DV) à droite. . . . .	52
2.2	Vue éclatée du squelette des canaux. Les brides en aluminium assurent le maintien de la chambre en polycarbonate dans la direction latérale, les entretoises maintiennent la chambre dans la direction transverse. . . . .	52
2.3	Vue en coupe de la version V-3 du canal. . . . .	53

2.4	Schéma de l'installation générale utilisée pour la visualisation simultanée. . .	55
2.5	Schéma du dispositif expérimental. . . . .	56
2.6	Schéma électrique permettant la synchronisation des composants du dispositif expérimental et l'enregistrement des signaux. Les chiffres romains précisent la chronologie de la séquence d'activation. . . . .	58
3.1	Première strioscopie réalisée par Hooke, reproduit depuis [176]. . . . .	64
3.2	Représentation d'un système de strioscopie à doubles lentilles, avec agrandissement du point focal de l'image de la source et de l'image déviée (adapté depuis [175]). . . . .	65
3.3	Aberrations dues à la constringence du polycarbonate. Visualisation de la détente d'un jet d'air comprimé (détails disponibles en annexe C). (a) Le polycarbonate est présenté perpendiculairement au faisceau lumineux après réglage du niveau d'occultation; (b) Idem, à l'exception du niveau d'occultation du couteau qui est réglé pour avoir un fond homogène à travers le polycarbonate; (c) Même configuration, différente source (lampe halogène), le niveau d'occultation est réglé par rapport au jet, puis le polycarbonate est présenté devant. . . . .	67
3.4	Configuration retenue pour les strioscopies depuis deux directions. Collimation par miroirs, focalisation par lentilles et utilisation de LED verte. . . .	69
3.5	Comparaison des strioscopies obtenues pour trois sources lumineuses différentes. Configuration : $f_1 = 1000$ mm; $f_2 = 1000$ mm; $f_3 = 140$ mm; Caméra : HPVX-2 à 1MHz et 500 ns de temps d'exposition. . . . .	71
3.6	Vue détaillée du système de source lumineuse avec condenseurs et fente. . .	72
3.7	Évolution de la visualisation avant (en haut) et après (en bas) optimisation du banc de strioscopie, avec leur résolution native. Images brutes, même niveau de contraste. . . . .	72
3.8	Étapes de post-traitement après recombinaison des images et leur équivalent normalisé. . . . .	75
3.9	Histogrammes associés aux étapes de post-traitement des images montrées sur la Fig. 3.8 et leur équivalent normalisé. . . . .	76
3.10	Détection de la position de la flamme via l'algorithme de Canny [188]. . . .	77
4.1	Schéma de l'installation optique pour la 1-DV et 2-DV. . . . .	82
4.2	Représentation des directions de visualisations. Les faces de "Côté" ( <i>side view</i> ) et "Dessous" ( <i>bottom view</i> ) font référence à la position des caméras. . .	82
4.3	1-DV de la formation symétrique de la <i>strange wave</i> ; section de 454 à 544 mm de l'allumage; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de $H_2-O_2$ à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. A : flamme plissée; B : onde de pression faible; C : choc précurseur; D : surface de la flamme en forme d'entonnoir; E : discontinuité se propageant vers la gauche. . . . .	84
4.4	1-DV de la formation asymétrique de la <i>strange wave</i> ; section de 454 à 544 mm de l'allumage; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de $H_2-O_2$ à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. F : choc oblique; G : allumage secondaire. . . . .	85

4.5	2-DV simultanée de la formation de la <i>strange wave</i> ; section de 281 à 353 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. A : flamme plissée ; F : flamme dans la couche limite - choc oblique ; E : discontinuité se propageant vers la gauche. . . . .	87
4.6	1-DV de la <i>strange wave</i> ; section de 454 à 544 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. . . . .	88
4.7	2-DV simultanée de la formation de la <i>strange wave</i> ; section de 352 à 423 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. . . . .	89
4.8	Diagrammes $p - v$ obtenus pour l'analyse de la <i>strange wave</i> . En haut : solution de [165] ; en bas : solution à partir de la vitesse de la <i>strange wave</i> expérimentale, $u_{SW}$ , comme donnée d'entrée. . . . .	91
4.9	1-DV de l'initiation de la détonation ; section de 454 à 544 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. . . . .	93
4.10	2-DV simultanées de l'initiation de la détonation ; section de 393 à 498 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. . . . .	94
4.11	Représentation (en haut) et répartition (en bas) spatiale de l'initiation de la détonation sur la section du canal pour un mélange (en regardant depuis l'allumage). Taille de l'échantillon : 20 tests. Conditions initiales : mélange stœchiométrique de H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 290$ K. . . . .	96
5.1	Longueurs et vitesses caractéristiques de la déflagration et de la détonation pour des mélanges 2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub> + $\eta$ N <sub>2</sub> . À gauche : vitesse de flamme laminaire, $S_L$ et vitesse de détonation CJ, $u_{CJ}$ . À droite : épaisseur de la flamme thermique, $\delta_t$ et longueur d'induction $l_{ind}$ . . . . .	103
5.2	Représentation des visualisations de directions. Les faces de "Côté" ( <i>side view</i> ) et "Dessous" ( <i>bottom view</i> ) font référence à la position des caméras. . . . .	105
5.3	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d'2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub> + $\eta$ N <sub>2</sub> traversant la section située à 73 – 107 mm depuis le côté fermé. $t$ indique le temps écoulé depuis l'allumage. . . . .	105
5.4	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d'2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub> + $\eta$ N <sub>2</sub> traversant la section située à 107 – 140 mm depuis le côté fermé. $t$ indique le temps écoulé depuis l'allumage. . . . .	106
5.5	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d'2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub> + $\eta$ N <sub>2</sub> traversant la section située à 140 – 174 mm depuis le côté fermé. $t$ indique le temps écoulé depuis l'allumage. . . . .	108
5.6	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d'2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub> + $\eta$ N <sub>2</sub> traversant la section située à 174 – 208 mm depuis le côté fermé. $t$ indique le temps écoulé depuis l'allumage. . . . .	109
5.7	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d'2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub> + $\eta$ N <sub>2</sub> traversant la section située à 208 – 243 mm depuis le côté fermé. $t$ indique le temps écoulé depuis l'allumage. . . . .	110

5.8	En haut : diagrammes $x-t$ issus de la reconstitution des différentes sections en grandeur physique. En bas : diagrammes $x-t$ normalisés par la distance moyenne, $\bar{x}_{\text{DDT}}$ , et le temps moyen, $\bar{t}_{\text{DDT}}$ , avant transition vers la détonation. Les lignes horizontales représentent la vitesse de détonation CJ associée aux mélanges. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K. Pour $\eta = 0$ : $\bar{x}_{\text{DDT}} = 399,2$ mm, $\bar{t}_{\text{DDT}} = 748$ $\mu\text{s}$ . Pour $\eta = 1$ : $\bar{x}_{\text{DDT}} = 674,0$ mm, $\bar{t}_{\text{DDT}} = 1,680$ ms. Pour $\eta = 2$ : $\bar{x}_{\text{DDT}} = 826,0$ mm, $\bar{t}_{\text{DDT}} = 3,532$ ms. . . . .	111
5.9	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ à une distance $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,2$ . . . . .	113
5.10	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ à une distance $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,5$ . . . . .	115
5.11	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ à une distance $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,6$ . . . . .	117
5.12	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ à une distance $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,8$ . La qualité des images est réduite suite à l'endommagement du polycarbonate issu des essais répétés. . . . .	119
5.13	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ à une distance $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,9$ . La qualité des images est réduite suite à l'endommagement du polycarbonate issu des essais répétés. . . . .	121
5.14	Initiation de la détonation capturée par strioscopie simultanée pour un mélange stœchiométrique $\text{H}_2\text{-O}_2$ . La séquence de TDD est présentée sur deux sections consécutives (voir axes des abscisses) ; à gauche $x_{\text{DDT}} = 399$ mm, à droite $x_{\text{DDT}} = 396$ mm. . . . .	123
5.15	Mode alternatif d'initiation de la détonation capturé par strioscopie simultanée pour un mélange stœchiométrique $\text{H}_2\text{-O}_2$ . La séquence de TDD est présentée sur deux sections consécutives (voir axes des abscisses) ; à gauche $x_{\text{DDT}} = 399$ mm, à droite $x_{\text{DDT}} = 401$ mm. . . . .	125
5.16	Deux autres modes alternatifs moins fréquents d'initiation de la détonation capturés par strioscopie simultanée, pour un mélange stœchiométrique $\text{H}_2\text{-O}_2$ . La séquence de TDD est présentée sur une même section ; à gauche $x_{\text{DDT}} = 409$ mm, à droite $x_{\text{DDT}} = 403$ mm. . . . .	126
5.17	Modes d'initiation de la détonation capturés par strioscopie simultanée, pour un mélange $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ avec $\eta = 1$ . La séquence de TDD est présentée sur une même section ; à gauche $x_{\text{DDT}} = 668$ mm, à droite $x_{\text{DDT}} = 690$ mm. . . . .	128
5.18	Deux autres modes alternatifs moins fréquents d'initiation de la détonation capturée par strioscopie simultanée, pour un mélange $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ avec $\eta = 2$ . La séquence de TDD est présentée sur deux sections consécutives (voir axes des abscisses) ; à gauche $x_{\text{DDT}} = 826$ mm, à droite $x_{\text{DDT}} = 823$ mm. . . . .	129
5.19	Répartition spatiale de l'initiation de la détonation sur la section du canal pour un mélange $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . Taille de l'échantillon : 22 tests pour $\eta = 0$ et 2, 20 tests pour $\eta = 1$ . Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K. . . . .	132

6.1	Diagrammes $x-t$ pour un mélange stoechiométrique de $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . À gauche : $x$ et $t$ en dimensions physiques ; À droite : $x$ et $t$ adimensionnés par le diamètre hydraulique $D_h$ (position) et par $D_h/\sigma S_L$ (temps). Avec $\sigma$ le taux d'expansion et $S_L$ la vitesse de flamme laminaire. Les lignes verticales colorées en pointillés indiquent la position moyenne de l'initiation de la détonation, $\bar{x}_{\text{DDT}}$ , pour chaque mélange. . . . .	136
6.2	Reconstitution de l'évolution de la position de la flamme (symboles de couleurs) et du choc précurseur (symboles en noir) pour des mélanges $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . . . . .	137
6.3	Reconstitution de l'évolution de la position de la flamme (symboles de couleurs) et du choc précurseur (symboles en noir) pour des mélanges $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . . . . .	138
6.4	Évolution de la distance entre la flamme et le choc, $Z_{\text{pc}}$ , adimensionnée par l'épaisseur de la flamme thermique, $\delta_t$ (à gauche) et par le diamètre hydraulique, $D_h$ (à droite), en fonction de la distance depuis la TDD. . . . .	139
6.5	Distribution de la distance et du temps jusqu'à la TDD autour de la valeur moyenne. Pour $\eta = 0$ : $\bar{x}_{\text{DDT}} = 399,2$ mm, $\bar{t}_{\text{DDT}} = 748$ $\mu\text{s}$ . Pour $\eta = 1$ : $\bar{x}_{\text{DDT}} = 674,0$ mm, $\bar{t}_{\text{DDT}} = 1,680$ ms. Pour $\eta = 2$ : $\bar{x}_{\text{DDT}} = 826,0$ mm, $\bar{t}_{\text{DDT}} = 3,532$ ms. Conditions initiales : $T = 300$ K, $p = 100$ kPa. L'échantillon pour $\eta = 2$ est réduit, car seul $x_{\text{DDT}}$ a pu être enregistré systématiquement. . . . .	141
6.6	Loi de répartition empirique de la distance jusqu'à la transition. En noir : double gamma distribution correspondant à la répartition de l'ensemble des essais. . . . .	143
6.7	Vitesse de la flamme juste avant la TDD. À gauche : adimensionnée par la vitesse du son dans les gaz brûlés $c_b$ . À droite : Dispersion autour de la vitesse moyenne. Pour $\eta = 0$ : $c_b = 1445$ m/s. Pour $\eta = 1$ : $c_b = 1227$ m/s. Pour $\eta = 2$ : $c_b = 1122$ m/s. . . . .	144
6.8	À gauche : distance jusqu'à la TDD normalisée, $x_{\text{DDT}}/D_h$ , en fonction du taux d'expansion, $\sigma$ , où $D_h = 2ab/(a+b)$ est le diamètre hydraulique pour un canal de section $A = a \cdot b$ . À droite : distance jusqu'à la TDD moyenne normalisée $\bar{x}_{\text{DDT}}/D_h$ expérimentaux (rectangles) et extrapolé (triangle), en fonction de la largeur de cellule de détonation (issue de [62]) adimensionnée par le diamètre hydraulique $\lambda/D_h$ . La ligne pointillée représente la fin de l'accès optique du canal sur les deux figures. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . . . . .	145
6.9	Occurrence de la TDD sur une carte taux d'expansion, $\sigma$ - nombre de Zel'dovich, $\beta$ (et activation d'énergie réduite $E_a/R_u T_b$ ) ; la région plus sombre indique l'absence de TDD rapporté dans [75] pour des canaux avec obstacles. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K. . . . .	146
6.10	Comparaison de la distance expérimentale et théorique [91, 199] de la distance jusqu'à la TDD, $x_{\text{DDT}}$ , dimensionnée par le diamètre hydraulique, $D_h$ . . . . .	147
6.11	Détection de la surface de la flamme. Délimitation des zones d'intérêt. En bleu : délimitation de la zone des gaz frais ; En rouge : délimitation de la zone des gaz brûlés. . . . .	150
6.12	Détection de la surface de la flamme. Visualisation du nuage de points, et du maillage construit par la méthode <i>Convexe Hull</i> . . . . .	150

6.13	Évolution du ratio de la surface de la flamme expérimentale et de la surface de la flamme plane en fonction de la distance relative jusqu'à la TDD. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ . Les barres d'erreurs représentent la variation de surface calculée en fonction de la distance des points projetés utilisés pour construire le nuage de points (1 à 20 pixels).	151
6.14	Ratio de la surface théorique et plan de la flamme en fonction de la distance jusqu'à la TDD suivant Éq.6.7.	153
6.15	Diagramme $x-t$ de trois sections d'essais successives avec un mélange $\eta = 0$ . En traits pointillés noirs : perturbations de pressions prises en compte dans la correction du modèle théorique. En traits pointillés rouges : évolution de la flamme. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$	154
6.16	Ratio de la surface théorique et plan de la flamme en fonction de la distance jusqu'à la TDD suivant Éq. 6.7. Les ronds rouges représentent la première estimation pour $\eta = 0$ issue de la Fig. 6.14. Les carrés rouges représentent la valeur corrigée en prenant en compte l'impact du train d'ondes entre le choc précurseur et la flamme.	155
6.17	Solutions stationnaires admises par l'Eq 6.9 - $\dot{x}_s$ est la vitesse de l'onde; $c_f$ est le coefficient de frottement.	159
6.18	Structures des deux ondes solution de l'Eq 6.9. À gauche : <i>l'onde lente</i> , à droite : <i>l'onde rapide</i> . Variable scalaire $u$ (ligne pointillée et continue), termes instationnaires $u_t$ (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.	159
6.19	Comparaisons qualitatives de la dynamique de TDD : À gauche : modèle scalaire avec pertes. À droite : observations expérimentales.	160
6.20	Structure de l'onde pendant les premières phases. Variable scalaire $u$ (ligne pointillée et continue), termes instationnaires $u_t$ (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.	161
6.21	Structure de l'onde pendant la phase intermédiaire. Variable scalaire $u$ (ligne pointillée et continue), termes instationnaires $u_t$ (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.	162
6.22	Structure de l'onde pendant la phase finale. Variable scalaire $u$ (ligne pointillée et continue), termes instationnaires $u_t$ (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.	163
A.1	Diagramme $x-t$ présentant les courbes caractéristiques pour une onde non-linéaire. Reproduit depuis [213].	177
A.2	Évolution de la structure de l'onde. Les instants $t_0$ , $t_1$ et $t_2$ correspondent à ceux de la Fig. A.1. Reproduit depuis [213] et [93].	177
B.1	Historique des prototypes étudiés et testés	179
B.2	Assemblage par collage	180

B.3	Canal standard . . . . .	181
B.4	Version par polissage . . . . .	181
B.5	Schémas d'ensemble du prototype et détail du montage des électrodes. . . . .	182
C.1	Schéma de la détente du jet d'air comprimé et système d'ondes de choc associé. . . . .	185
C.2	Procédure de réglage du banc strioscopique, illustrée à l'aide de la détente d'air comprimé initialement à 800 kPa dans l'air ambiant. Source : LVM; $f_1 = f_2 = 1000$ mm; $f_3 = 140$ mm; Caméra : HPVX-2 à 1MHz et 500 ns de temps d'exposition. (a) Ajustement de la position de la lentille de focalisation ( $f_2$ ) pour avoir le jet dans le plan focal; (b) Réglages des niveaux des éléments optiques et de leur alignement; (c) Augmentation de la taille du diaphragme de la source pour obtenir plus d'intensité lumineuse; (d) Rotation du rasoir de $90^\circ$ (d'une position horizontale à verticale) pour mettre en évidence les gradients longitudinaux. . . . .	186
D.1	Spectre de la flamme de diffusion d'hydrogène dans l'air à $p = 100$ kPa et $T = 300$ K. . . . .	189
D.2	Effets de l'absorption des matériaux sur le spectre de la flamme de diffusion d'hydrogène dans l'air à $p = 100$ kPa et $T = 300$ K. En haut : Verre classique 8 mm. En bas : Polycarbonate 10 mm. . . . .	190
D.3	Schéma de l'installation de la visualisation par strioscopie à la sortie ouverte du canal. . . . .	193
D.4	Diagramme $x - t$ des images brutes (couleurs inversées) et résultat de la détection du front (en rouge). Configuration : petit volume mort, plastique et allumeur 1; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	194
D.5	Évolution temporelle de l'énergie d'allumage, $E$ , pour les deux allumeurs mesurés dans un mélange stœchiométrique d'H <sub>2</sub> -Air. Lignes continues : niveau d'énergie maximum, $E_{\max}$ ; lignes pointillées avec des symboles : niveau d'énergie minimum, $E_{\min}$ ; lignes discontinues verticales : temps minimum/maximum de l'arrivée de la flamme à la sortie ouverte pour l'ensemble de l'échantillon. . . . .	196
D.6	Vue en coupe du canal présentant la version polycarbonate (gauche) et verre (droite). . . . .	196
D.7	Côté fermé du canal montrant le détail des électrodes et le volume mort. . . . .	197
D.8	Influence de l'énergie totale d'allumage (en haut) et de l'allumeur (en bas) sur la position moyenne de la flamme, $\bar{x}$ (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne, $ x - \bar{x} _{\max}$ . En haut : allumeur 1 (taille de l'échantillon 5 tests), en bas : les deux allumeurs, avec les deux niveaux d'énergie (taille de l'échantillon 15 tests). Configuration : petit volume mort et plastique pour les deux figures; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	200

D.9	Influence des matériaux du hublot sur la position de la flamme moyenne, $\bar{x}$ (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne, $ x - \bar{x} _{\max}$ . En haut : petit volume mort (taille de l'échantillon 12 tests), en bas : grand volume mort (taille de l'échantillon 10 tests). Configuration : allumeur 1 pour les deux figures ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	201
D.10	Influence du temps de repos avant allumage sur la position de la flamme moyenne, $\bar{x}$ (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne, $ x - \bar{x} _{\max}$ . En haut : verre (taille de l'échantillon 6 tests), en bas : plastique (taille de l'échantillon 6 tests). Configuration : petit volume mort et allumeur 1 pour les deux figures ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K ; Temps de repos : $t_{\max} = 60$ s, $t_{\min} = 15$ s. . . . .	202
D.11	Influence de la taille du volume mort sur la position de la flamme moyenne, $\bar{x}$ (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne, $ x - \bar{x} _{\max}$ . En haut : plastique (taille de l'échantillon 10 tests), en bas : verre (taille de l'échantillon 12 tests). Configuration : allumeur 1 pour les deux figures ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	203
D.12	Évolution temporelle des alias, $l_i$ , pour un $2^{(n-1)}$ plan d'expérience fractionnel. Indice 1 : temps de repos, 2 : volume mort, 3 : matériau, 4 : énergie, 23, 13, 34 : renvoient aux interactions entre les paramètres. Configuration : Allumeur 1 ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	206
D.13	Influence de la taille du volume mort sur la position de la flamme moyenne, $\bar{x}$ (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne, $ x - \bar{x} _{\max}$ . En bleu : grand volume mort (taille de l'échantillon 7 tests), en rouge : petit volume mort (taille de l'échantillon 13 tests). Configuration : allumeur 2 et plastique ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	207
D.14	Diagramme $x - t$ des premières phases de propagation de la flamme. Couleurs inversées montrant la topologie de la flamme. À gauche : grand volume mort, à droite : petit volume mort. Configuration : allumeur 2 et plastique ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. Électrodes à $x = 0$ , résolution temporelle $\Delta t : 0,1$ ms. . . . .	209
D.15	Diagrammes $x - t$ des premières phases de la propagation de la flamme. Prédiction théorique et comparaison avec les données expérimentales. Position de la flamme adimensionnée ( $x_{\text{tip}}/L$ ) en fonction du temps adimensionné ( $tS_L/L$ ). Conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. Électrodes à $x = 0$ , résolution temporelle $\Delta t = 0.1$ ms. . . . .	211
D.16	Vitesse et accélération de la flamme. Configuration : petit volume mort et plastique ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	213
D.17	Vitesse et accélération de la flamme. Configuration : allumeur 2 et plastique ; conditions : stœchiométrique H <sub>2</sub> -air à $p_0 = 100$ kPa, et $T_0 = 290$ K. . . . .	214
D.18	Bouffées observées par strioscopie à la fin du canal. . . . .	215

D.19	Historique des bouffées pour un petit volume mort. Les carrés verts indiquent la détection de la bouffée par la sonde virtuelle ; le carré rouge et la ligne noire en pointillé indiquent le temps d'arrivée de la flamme. . . . .	216
D.20	Diagramme $x - t$ pour un petit volume mort. Les carrés bleus signalent le temps correspondant aux pics de vitesse issus de l'analyse de la Fig. D.17, les lignes bleues en pointillé représentent les chemins théoriques des perturbations acoustiques, les carrés verts indiquent la détection des bouffées par la sonde virtuelle, et le carré rouge indique l'arrivée de la flamme. . . . .	216
E.1	Représentation des directions de visualisation. Les faces de "Côté" ( <i>side view</i> ) et "Dessous" ( <i>bottom view</i> ) font référence à la position des caméras. . . . .	219
E.2	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . . . . .	221
E.3	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . . . . .	222
E.4	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . . . . .	223
E.5	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 1\text{N}_2$ . . . . .	225
E.6	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 1\text{N}_2$ . . . . .	226
E.7	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 1\text{N}_2$ . . . . .	227
E.8	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ . . . . .	229
E.9	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ . . . . .	230
E.10	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ . . . . .	231
E.11	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ . . . . .	232
E.12	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ . . . . .	233
E.13	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ . . . . .	234
E.14	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	236
E.15	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	237
E.16	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	238

---

E.17	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100 \text{ kPa}$ , $T_0 = 300 \text{ K}$ et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	239
E.18	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100 \text{ kPa}$ , $T_0 = 300 \text{ K}$ et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	240
E.19	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100 \text{ kPa}$ , $T_0 = 300 \text{ K}$ et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	241
E.20	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100 \text{ kPa}$ , $T_0 = 300 \text{ K}$ et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$ . . . . .	242
E.21	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100 \text{ kPa}$ , $T_0 = 300 \text{ K}$ et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$ . . . . .	243
E.22	Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales : $p_0 = 100 \text{ kPa}$ , $T_0 = 300 \text{ K}$ et $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$ . . . . .	244

# Liste des tableaux

1.1	Paramètres des études expérimentales d'accélération de flammes et de l'initiation de la détonation dans des canaux sans obstacle. Dimensions au format largeur (l) × hauteur (h) × longueur (L), ou longueur et diamètre $\varnothing$ . F-O fermé du côté de l'allumage - ouvert à la sortie ; F-F fermé des deux côtés. Ces études sont effectuées à température ambiante. . . . .	45
1.2	Récapitulatif des études réalisées lors de cette thèse. . . . .	48
2.1	Caractéristiques des caméras utilisées durant la thèse. Les vitesses d'acquisition, les temps d'exposition et les résolutions font référence aux capacités limites des caméras. . . . .	59
3.1	Configurations utilisées en fonction des différentes sources. LED B : LED blanche télécentrique ; LVM : lampe à vapeur de mercure ; LED V : LED verte. Les distances focales, $f$ , sont associées à la Fig. 3.4 et sont données en millimètre. . . . .	68
3.2	Récapitulatif des différentes sources lumineuses testées . . . . .	70
4.1	Résumé des résultats présentant le nombre d'occurrences des structures observées par type de visualisation. Échantillon total : 54 tests. . . . .	95
5.1	Propriétés des mélanges $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K. . . . .	104
D.1	Spécifications techniques des allumeurs utilisés. . . . .	195
D.2	Plan d'expérience déterminé suivant [232] pour calculer le vecteur des alias $\mathbf{l}$ ; tous ces tests ont été réalisés avec l'allumeur 1 comme source d'allumage. . . . .	205
D.3	Comparaison des temps caractéristiques [83] expérimentaux et théoriques des premières phases de propagation. . . . .	211
E.1	Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2+\text{O}_2$ . . . . .	220
E.2	Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2+\text{O}_2+1\text{N}_2$ . . . . .	224
E.3	Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2+\text{O}_2+2\text{N}_2$ . . . . .	228
E.4	Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2+\text{O}_2+2,5\text{N}_2$ . . . . .	235
E.5	Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales : $p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 300$ K et $2\text{H}_2+\text{O}_2+3,76\text{N}_2$ . . . . .	242





# Introduction

Répondre aux changements climatologiques et respecter les traités internationaux de réduction d'émission de  $\text{CO}_2$  sont aujourd'hui des enjeux sociétaux majeurs [1]. Le secteur industriel tente de se transformer pour répondre à ces besoins : en concevant de nouveaux types de moteurs, qui augmentent le travail utile à consommation égale, en augmentant l'usage de véhicules électriques et la part d'énergie d'origine renouvelable dans le mix énergétique par exemple [2]. Cependant, les énergies renouvelables sont intermittentes et difficilement stockables actuellement. En outre, l'autonomie des véhicules électriques est limitée par le poids des batteries [3]. Pour remédier à ces contraintes, les technologies s'appuyant sur l'hydrogène représentent une des solutions les plus viables. L'hydrogène est un excellent candidat pour servir de vecteur énergétique et pour pallier les défauts du stockage conventionnel d'électricité. En effet, résoudre cette problématique nécessite l'intervention de vecteurs énergétiques qui permettent de stocker et transporter l'énergie. La réaction chimique entre l'hydrogène ( $\text{H}_2$ ) et l'oxygène ( $\text{O}_2$ ) libère une quantité importante d'énergie et n'émet principalement que de l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ) comme produit de réaction. La Fig. 1 illustre ce principe de vecteur énergétique, l'électrolyse transforme de l' $\text{H}_2\text{O}$  en  $\text{H}_2$  grâce à l'électricité issue de sources renouvelables. Ensuite, la pile à combustible retransforme l' $\text{H}_2$  et l' $\text{O}_2$  (présente dans l'air) en  $\text{H}_2\text{O}$  et en électricité [4].

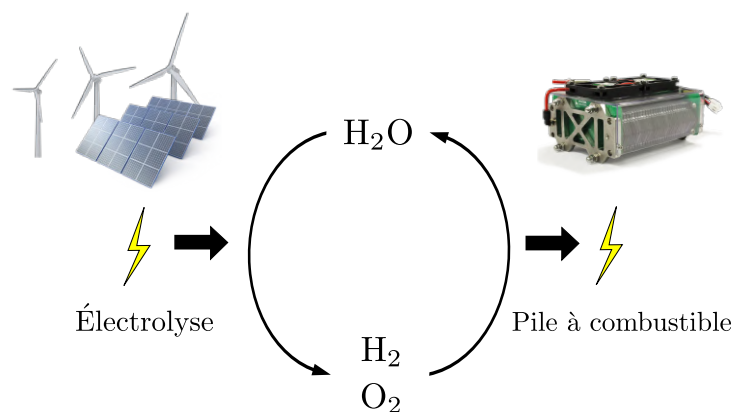


FIGURE 1 – Illustration de l'emploi d'hydrogène comme vecteur énergétique.

De par sa faible densité énergétique par volume et son haut potentiel explosif, le stockage et la manipulation d'hydrogène sont les principaux freins technologiques à l'utilisation sans risque et répandue de cette alternative bas carbone [5]. En présence d'une source d'allumage, un prémélange d'hydrogène et d'oxygène s'enflamme puis s'accélère sous l'action conjuguée d'instabilités et de l'expansion des produits de combustion. Dans les milieux obstrués, cette déflagration peut transiter vers la détonation.

Ces atmosphères réactives/explosives peuvent survenir accidentellement, et ainsi causer des problèmes de sécurité, ou elles peuvent être créées intentionnellement, pour des applications en propulsion aéronautique [6]. En effet, la détonation est un mode de combustion à gain de pression. Le cycle thermodynamique associé est celui de Fickett-Jacobs. Pour une même quantité de chaleur fournie, une plus grande quantité de travail utile peut être récupérée. Ainsi, les moteurs à gain de pression permettent d'augmenter le rendement de combustion et de diminuer la consommation spécifique, donc les émissions de  $\text{CO}_2$  pour un même trajet [7, 8]. Ces moteurs permettraient aussi d'augmenter la charge utile des lanceurs spatiaux, comme le montre l'essai réalisé par la JAXA en août 2021 [9]. Les moteurs à gain de pression peuvent être pulsés (PDE : *Pulsating Detonation Engine*) ou continus via une détonation rotative (RDE : *Rotating Detonation Engine*) [10].

L'objectif de cette thèse est d'étudier expérimentalement le phénomène de la transition de la déflagration à la détonation afin de mieux comprendre les mécanismes physiques et de fournir des recommandations à l'intention des ingénieurs dimensionnant des installations en proie à ce risque. L'étude de la transition de la déflagration à la détonation (TDD) présentée dans ce manuscrit s'effectue dans un canal lisse de section carrée d'environ  $1 \text{ cm}^2$  pour 1 m de long, fermé du côté de l'allumage et ouvert de l'autre côté. Ces dimensions ont été choisies pour représenter l'espace que l'on peut retrouver dans un véhicule équipé d'une pile à combustible ou d'un RDE. D'un point de vue fondamental, ces dimensions augmentent le rapport entre l'épaisseur de la couche limite et la hauteur du canal. L'absence d'obstacles dans le canal permet ainsi d'isoler l'influence de cette couche limite dans le processus de la transition vers la détonation.

Tous les essais sont effectués avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2$  et d' $\text{O}_2$  dilué avec  $\eta$  moles d'azote ( $\text{N}_2$ ) (c.-à-d.  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ ). Dans un scénario d'incident, le mélange d' $\text{H}_2$  avec de l'air ( $\eta = 3,76$ ) est le plus probable, mais le cas le plus contraignant demeure le mélange  $\text{H}_2$ - $\text{O}_2$  pur. Les conditions testées varient donc entre ces deux cas limites. Les simulations numériques restent très coûteuses dans le cas de calculs 3-D à cause des échelles de temps et d'espace très variées impliquées dans la TDD. Un calcul précis nécessite donc un maillage fin et un pas de temps court, ainsi qu'un code de calcul robuste pour une large gamme de nombres de Mach. Les données expérimentales sont donc nécessaires pour élaborer des modèles théoriques et valider les hypothèses faites dans les simulations numériques. La visualisation de la propagation d'écoulement réactif permet de fournir des données sur le comportement d'une flamme. En occurrence, la méthode par strioscopie visualise les variations d'indices de réfraction issus du changement de densité d'un fluide. Il est alors possible d'observer la flamme ainsi que les ondes de pression formées par sa propagation. Cette méthode s'avère très performante pour révéler les structures de

---

l'écoulement, bien qu'elle ne fournisse qu'une information intégrée sur toute la largeur du canal. Afin de compléter l'information manquante, un nouveau type de chambre à été conçu pour réaliser une strioscopie simultanée depuis deux directions orthogonales. Les informations ainsi recueillies permettent de visualiser de manière simultanée pour la première fois la structure tri-dimensionnelle de la flamme et des chocs dans un canal lors du processus de transition de la déflagration à la détonation.

Le chapitre 1 de cette thèse retrace l'historique de l'étude de la détonation ainsi que les découvertes majeures qui lui sont associées. Cet historique donnera l'opportunité de mettre en évidence les grandeurs caractéristiques liées à la propagation de flammes dans des canaux, les mécanismes d'accélération, et enfin, les propriétés d'une détonation dans un mélange  $\text{H}_2\text{-O}_2$  stœchiométrique dilué à l' $\text{N}_2$ . De plus, l'objectif de la thèse y est détaillé.

Les chapitres 2 et 3 présentent la méthodologie mobilisée dans ce travail de thèse. L'objectif de ces deux chapitres est de montrer le développement du banc expérimental final utilisé pour nos expérimentations. Tout d'abord, le chapitre 2 détaille le processus de développement des différentes chambres de combustion élaborées pour les besoins de nos études. La chambre finale permet, pour la première fois, de réaliser un diagnostic strioscopique simultané de l'accélération de la flamme et de sa transition vers la détonation. Le lecteur trouvera dans le chapitre 3 une présentation de ce diagnostic ainsi que du principe de fonctionnement du système de visualisation simultanée par strioscopie. L'optimisation réalisée sur les systèmes optiques, ainsi que les types de post-traitements apportés aux données recueillies seront également abordés dans ce chapitre.

Les chapitres 4 à 6, présentent les données originales obtenues grâce aux différentes chambres développées. Ces chapitres proposent de revenir plus en détail sur les apports, plus-values et limites des différentes chambres conçues.

Dans le chapitre 4, le lecteur trouvera une étude comparative entre une première version de chambre permettant une visualisation simultanée par strioscopie et une chambre similaire ne permettant qu'une visualisation dans une seule direction. L'étude présentée dans ce chapitre a pour objectifs de démontrer la faisabilité de la visualisation simultanée et d'identifier les biais potentiels liés à ces deux chambres. Les chapitres 5 et 6 se focalisent sur la présentation et l'analyse des résultats obtenus avec le banc d'essai final. Le chapitre 5 fait état d'un aspect plus global, avec les différentes étapes d'accélération de la flamme et l'évolution de sa topologie, de l'allumage jusqu'à la transition vers la détonation, pour différentes dilutions d'azote. En outre, ce chapitre démontre l'intérêt de la visualisation simultanée par strioscopie. Le chapitre 6 présente en détail une première analyse des résultats recueillis lors de cette dernière campagne via l'étude des diagrammes

$x - t$ , de la distance jusqu'à la transition vers la détonation ainsi que la vitesse et l'accélération de la flamme et du choc précurseur avant transition. Ces analyses permettent : (i) d'assigner une probabilité de la transition de la déflagration vers la détonation sur la section transversale du canal ; (ii) de développer une méthodologie innovante, basée sur la visualisation simultanée de la flamme pouvant servir à l'estimation de la surface de la flamme. En outre, ce chapitre discute également des apports et limites de cette méthode au regard de l'estimation de la surface de flamme par un modèle théorique plus éprouvé dans le domaine développé par Deshaies et Joulin [11]. Enfin, un modèle scalaire est utilisé pour mettre en avant les mécanismes sous-jacents de la transition vers la détonation.

Pour finir, nous discuterons des résultats obtenus et des conclusions que l'on peut en tirer pour poursuivre et approfondir ce travail de recherche.





# Contexte de l'étude

---

## 1.1 Historique

Afin d'introduire les notions théoriques nécessaires à la compréhension du phénomène de transition de la déflagration à la détonation (TDD), le lecteur trouvera dans cette section un bref rappel historique de cette discipline. Les principales découvertes du domaine seront présentées par ordre chronologique. Cette présentation s'appuie sur l'historique le plus exhaustif publié par Manson [12].

### 1.1.1 Pourquoi s'intéresser à la propagation de flammes ?

La déflagration est un mode de combustion caractérisé par la propagation subsonique d'une flamme. La première définition scientifique du terme "détonation" est issue des travaux de Abel (1827-1902) dans son article de 1869 [13]. Chimiste pionnier dans le développement des procédés de fabrication de la Nitrocellulose et de l'étude de la Nitroglycérine, Abel découvre que pour une même masse de réactif solide, plusieurs modes de combustion sont possibles en fonction du moyen d'allumage. Ces observations sont confirmées par Roux et Sarrau [14]. Ces travaux permettent, dès lors, la distinction entre "déflagration", associée à une propagation lente, et "détonation", associée à une propagation supérieure à 1 km/s (cette dernière est encore nommée "onde explosive"). Quelques années plus tard, Marcellin Berthelot (1827-1907) met en avant le rôle des chocs [15] et mesure la propagation de l'onde de détonation de différentes substances solides [16].

Alors que l'étude de la détonation dans les milieux solides est liée à la production d'explosifs, causant de nombreux incidents dans les usines d'armement, l'étude de la détonation dans des milieux gazeux est, elle, motivée par l'exploitation minière intensive due à la demande de charbon. Or, le processus de transformation naturel du charbon (houillification) est accompagné par le dégagement d'un gaz composé essentiellement de méthane. Ce gaz inodore provoque de nombreux incidents lorsqu'il est enflammé dans

un milieu confiné, et ce, même lorsqu'il est présent en faible quantité dans l'air. Ce type d'explosion, appelé " coup de grisou", causera plus de 200 morts en France au cours de l'année 1876 (incidents du puits Jabin à Saint Étienne et de Sainte-Fontaine). L'étude de la propagation de flamme dans un gaz confiné est toujours aujourd'hui d'une importance majeure dans la prévention des incidents industriels miniers, chimiques et nucléaires [17, 18]. Ainsi, il est crucial pour les recherches dans le domaine de répondre à ces enjeux appliqués, notamment en fournissant des outils de prévention. Berthelot et Vieille (1854-1934) font pour la première fois le constat de la propagation de la détonation dans un mélange gazeux [19]. Ces expérimentations portent sur des mélanges à base de différents combustibles, dont l'hydrogène ( $H_2$ ). En confinant la combustion dans des tubes de différentes longueurs (0,4 à 5 m) et de différents diamètres intérieurs (1,5 mm à 8 mm), ces chercheurs ont pu enregistrer la vitesse de propagation des ondes de combustion lorsque la flamme est initiée d'un côté du tube. Pour une présentation plus exhaustive des moyens de mesure de l'époque, le lecteur pourra se référer à [12]. Ces travaux permettent de tirer plusieurs conclusions sur l'onde de détonation : (i) La vitesse de propagation de l'onde de combustion dépend du mélange utilisé ; (ii) cette vitesse ne dépend pas du diamètre du tube (sauf pour des tubes de 1,5 mm de diamètre) ; (iii) les conditions à la limite du tube (ouvert ou fermé) ne modifient pas non plus la vitesse de propagation.

À la même période, mandatés par la Commission du Grisou, Mallard (1833-1894) et Le Chatelier (1850-1936) effectuent des recherches sur la propagation d'ondes de détonation dans des milieux gazeux [20]. Ces chercheurs découvrent que la formation de l'onde de détonation est instantanée et accompagnée d'une grande élévation de pression. Est alors mis en évidence le phénomène de transition de la déflagration à la détonation. Ces chercheurs postulent que la dilatation des gaz brûlés génère une onde de pression au devant de la flamme, qui se renforce à mesure que la flamme se propage [21]. Dixon (1852-1930) confirme les résultats de Mallard et Le Chatelier [22] et, en outre, conduit des mesures de vitesse avec plus de précision. Ainsi, il apparaît que : (i) la vitesse de l'onde de détonation dépend de la pression initiale ; (ii) la vitesse de propagation de la détonation n'est constante qu'à partir d'une longueur variable dépendant du mélange. À partir de ces évidences empiriques, les recherches dans le domaine se sont attachées à développer des cadres théoriques afin d'expliquer la propagation de ces deux types d'ondes.

### 1.1.2 Compréhension des ondes de déflagration et de détonation

La conceptualisation théorique permettant de calculer, a priori, la vitesse de propagation de la détonation est issue des travaux de Mikhelson (1861-?). Grâce aux travaux de

Rankine (1820-1872) [23] et de Hugoniot (1851-1887) [24], Mikhelson réussit à représenter les états possibles des produits de détonation. En considérant une discontinuité, séparant deux états dans un état stationnaire, telle que sur la Fig. 1.1, il est possible de relier ces grandeurs entre elles via les équations uni-directionnelles stationnaires de conservation de la masse :

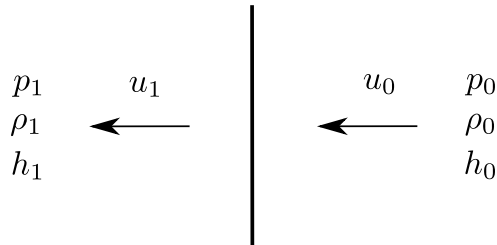


FIGURE 1.1 – Schéma d'une discontinuité séparant deux états.

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (1.1)$$

de conservation de la quantité de mouvement :

$$p_0 + \rho_0 u_0^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2 \quad (1.2)$$

et de conservation de l'énergie :

$$h_0 + Q + \frac{u_0^2}{2} = h_1 + \frac{u_1^2}{2} \quad (1.3)$$

Avec,  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$  et  $h$  représentant : la pression (Pa), la masse volumique ( $\text{g}/\text{m}^3$ ), la vitesse de l'écoulement (m/s) et l'enthalpie sensible (J/g). La quantité  $Q$  correspond à la différence des enthalpies de formation des réactifs et des produits, elle vaut donc 0 dans un cas inerte. Les indices 0 et 1 correspondent aux conditions initiales et aux conditions de l'autre côté de la discontinuité. Cette discontinuité peut être réactive avec l'inclusion du terme  $Q$  non nul en faisant l'hypothèse d'une réaction chimique instantanée et complète. En combinant l'Eq. 1.1 et 1.2, Mikhelson exprime l'équation d'une droite maintenant appelée droite de Rayleigh-Mikhelson (RL). Cette dernière se définit ainsi :

$$\left(\frac{u_1}{v_1}\right)^2 = \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} \quad (1.4)$$

Avec  $v = 1/\rho$  le volume spécifique ( $\text{m}^3/\text{g}$ ). Il est à noter que la quantité  $u/v$  correspond au débit de l'écoulement. En traçant la droite de Rayleigh-Mikhelson sur un diagramme  $p-v$  et en cherchant l'état d'entropie maximale, c.-à-d. le point où l'isentrope est tangente à cette droite, Mikhelson caractérise l'état connu désormais sous le nom de Chapman-Jouguet [12].

Par la suite, Chapman (1869-1958) et Jouguet (1871-1943) proposent une description de la détonation plus complète permettant de déterminer la vitesse de l'onde et sa pression maximale en fonction du mélange considéré [25, 26] grâce à la condition de Chapman-Jouguet (CJ). Pour exprimer cette condition, il convient tout d'abord de définir la courbe de Crussard, du physicien Crussard (1876-1959), plus souvent retenue dans la littérature comme la courbe d'Hugoniot des réactifs. En exprimant la vitesse dans l'Èq. 1.3 à partir de l'équation 1.4 il est possible de la réécrire sous la forme :

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(v_0 + v_1) + Q \quad (1.5)$$

À partir des relations suivantes :

- l'équation des gaz parfaits :  $p = \rho R_g T$
- définition de l'enthalpie :  $h = c_p T$
- relation de Mayer :  $R_g = R_u/W = c_p - c_v$
- coefficient isentropique :  $\gamma = c_p/c_v$

Avec  $T$  la température (K),  $R_u$  la constante universelle des gaz parfaits (8,314 J/K.mol),  $W$  la masse molaire du mélange (g/mol),  $c_p$  la capacité calorifique spécifique à pression constante (J/K.g) et  $c_v$  la capacité calorifique spécifique à volume constant (J/K.g). L'enthalpie spécifique (J/g) s'exprime alors par :

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p v \quad (1.6)$$

et permet ainsi d'obtenir la courbe de Crussard (ou Hugoniot des réactifs) :

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} p_0 v_0 - \left( \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} p_1 v_1 + Q \right) + \frac{1}{2} (v_0 + v_1) (p_1 - p_0) = 0 \quad (1.7)$$

La courbe d'Hugoniot "classique" s'exprime avec la même relation que la courbe de Crussard mais dans le cas d'un gaz inerte, donc  $Q = 0$ . En outre, tracer les courbes des

Eq. 1.7 et 1.4 sur un diagramme de Clapeyron, voir la Fig. 1.2, permet de représenter graphiquement la condition de Chapman-Jouguet (CJ). La Fig. 1.2 illustre les états possibles des produits de combustion à partir d'un état initial, le point I. Les zones grisées correspondent aux solutions non physiques et seuls les domaines supérieur gauche (détonation) et inférieur droit (déflagration) indiquent les solutions possibles. Deux droites de Rayleigh-Mikhelson sont représentées sur cette figure. La courbe rouge est associée à une détonation et la courbe verte à une déflagration. Toutes deux sont représentées tangentes à la courbe de Crussard, correspondant aux conditions CJ. L'état CJ renvoie au minimum d'augmentation d'entropie décrit par Mikhelson ainsi que la vitesse minimum de l'onde de détonation.

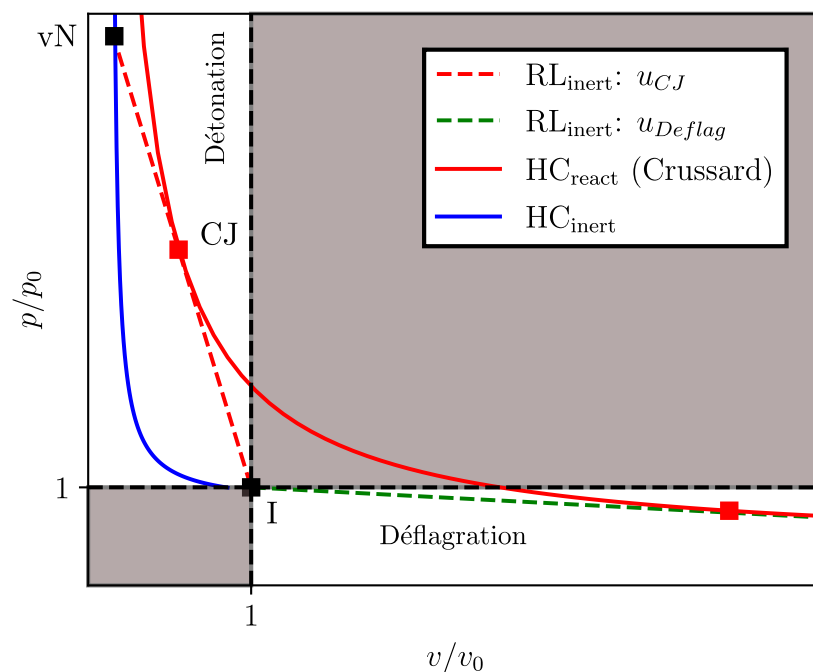


FIGURE 1.2 – Diagramme  $p - v$  de Clapeyron illustrant les domaines de combustion et la condition CJ.

De la découverte de l'état CJ découle plusieurs implications : (i) la connaissance de la composition du mélange et des conditions initiales suffit pour déterminer la vitesse minimale de la détonation ; (ii) la condition de tangencité entre la courbe de RL et l'isentrope au point CJ exige que l'écoulement derrière cette onde soit sonique. Les droites de Rayleigh-Mikhelson sont représentées tangentes à la courbe de Crussard. Toutefois, d'autres solutions impliquant des vitesses d'onde plus rapides (pente de la courbe plus raide dans le domaine de la détonation) ou plus lentes (pente de la courbe plus graduelle dans le domaine de la déflagration) existent. Dans ces cas de figure, la courbe de RL et la courbe de Crussard se croisent en deux points dans chaque domaine. Pour le cas de la détonation, l'intersection des deux courbes, sur une branche de la courbe de Crussard

au dessus du point CJ, renvoie à une détonation forte. Lorsque les points sont situés en dessous du point CJ, le phénomène correspond à une détonation faible. Il existe aussi un état CJ associé à la déflagration, celui-ci étant théoriquement un maximum de vitesse d'ondes de déflagration. Cependant l'état CJ, dans le domaine de la déflagration, n'est pas corroboré avec les observations expérimentales. En effet, d'autres phénomènes entrent en jeu et ne sont pas modélisés par cette approche. Ce dernier point sera abordé dans la prochaine section du chapitre.

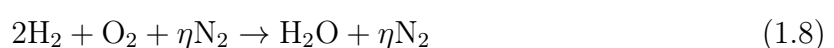
Ces recherches mettent en lumière deux types de combustion bien distincts et représentent la première étape pour bien comprendre la TDD. La deuxième étape essentielle est la description précise de la structure des ondes de déflagration et de détonation. Les prochaines sections résument les principes fondamentaux de la propagation de flammes. Cette synthèse s'appuie essentiellement sur le livre de E. Esposito et al. [27] et l'état de l'art réalisé par G. Ciccarelli et al. [28].

## 1.2 Déflagration

Une déflagration est une réaction de combustion se propageant à une vitesse subsonique. La présente thèse se focalise sur les flammes de prémélange stœchiométrique d'hydrogène et d'oxygène. La définition du phénomène de déflagration abordée ici se concentre sur le cas de combustion de prémélange, c.-à-d. lorsque le comburant et le combustible nécessaires à la réaction sont déjà mélangés dans le milieu. Ces combustions sont capables de se propager, même dans un milieu au repos.

### 1.2.1 Flamme laminaire

La réaction de combustion entre comburant et combustible est une réaction chimique exothermique avec un taux de réaction dépendant de la température. Au sein d'un prémélange se distinguent un état initial, le mélange de gaz frais, et un état final, les gaz brûlés (ou produits de combustion). L'interface entre ces deux états est communément appelée "la flamme". La réaction d'un mélange stœchiométrique d'hydrogène et d'oxygène dilué à l'azote peut être modélisée par l'équation de réaction globale suivante :



Il s'agit d'une réaction idéale complète à une étape. Mais en réalité, la conversion des réactifs en produits de combustion se déroule en plusieurs étapes intermédiaires impliquant de nombreuses espèces. En l'occurrence, des espèces telles que O, H, OH, HO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. Les produits de combustion contiennent de multiples espèces, dont des oxydes d'azotes. Le taux de consommation du combustible, l'hydrogène, s'exprime ainsi :

$$\frac{d[\text{H}_2]}{dt} = -k_r[\text{H}_2][\text{O}_2] \quad (1.9)$$

Avec  $[\text{H}_2]$  et  $[\text{O}_2]$  les concentrations molaires d'hydrogène et d'oxygène. La variable  $k_r$ , elle, désigne la constante de vitesse de réaction qui dépend, entre autres, de la température.

Cette constante de vitesse s'exprime le plus souvent grâce à la loi empirique d'Arrhenius :

$$k_r = AT^\beta \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T}\right) \quad (1.10)$$

Où  $AT^\beta$  est le facteur pré-exponentiel et  $E_a$  l'énergie d'activation. Il existe des formes plus complexes de cette constante de vitesse de réaction tenant compte des variations de pressions, telles que les réactions *Fall off* et P-log Arrhenius [29] ; particulièrement importantes pour modéliser les mélanges d'hydrogène.

La combustion d'hydrogène dans l'air se décompose en plusieurs étapes :

- Initiation : production de radicaux
- Ramification : plus de radicaux sont produits que consommés
- Propagation : fabrication de produits finaux
- Terminaison : production d'espèces stables, réalisée à l'aide d'un troisième corps.

Pour de plus amples détails sur les réactions chimiques de chacune de ces étapes, le lecteur peut se référer à [30-32]. Lorsque l'on prend en compte l'ensemble des réactions chimiques, il convient de considérer la production/consommation des espèces chimiques :

$$\frac{dY_k}{dt} = \frac{W_k}{\rho} \dot{\omega}_k, \quad k = 1, \dots, N, \quad (1.11)$$

Avec  $Y_k$ ,  $W_k$  et  $\dot{\omega}_k$  étant respectivement la fraction massique, la masse molaire et le

taux molaire de production/consommation de l'espèce  $k$  par unité de masse. Il s'agit d'un système de  $N$  équations,  $N$  étant le nombre d'espèces issu des différentes réactions intermédiaires. Celui-ci peut être résolu par le mécanisme détaillé de Mével [33, 34], à l'aide de la librairie Cantera [35]. Les réactions de combustion mettent un certain délai à réagir, appelé délai d'auto-inflammation, noté ici  $\tau_{\text{ind}}$ , ou temps d'induction. Dans le cas d'un prémélange stœchiométrique d'hydrogène et d'oxygène, ce temps d'induction est infiniment long à température et pression ambiantes. Ainsi, pour réduire le temps d'induction, outre le comburant (oxygène) et le combustible (hydrogène), il est nécessaire d'apporter un troisième élément : un apport d'énergie extérieur. Dans la plupart des cas, cet apport d'énergie est un point chaud (fil résistif, étincelle, arc électrique,...). Le délai d'auto-inflammation est lié à la température d'auto-inflammation. Si la température du mélange atteint la température d'auto-inflammation, les premières réactions d'oxydation exothermiques permettent une élévation lente de la température qui aboutit à la combustion vive du mélange. Si le mélange ne réussit pas à atteindre la température d'auto-inflammation, l'élévation de chaleur due aux réactions exothermiques est compensée par les pertes thermiques. Par conséquent, aucun d'emballage de la combustion n'apparaît, celle-ci reste quasi nulle ou très lente.

La Fig. 1.3 représente la structure d'une flamme laminaire. Les gaz frais réactifs sont préchauffés par la zone de réaction via diffusion thermique jusqu'à atteindre la température d'auto-inflammation  $T_{\text{inf}}$ . À partir de cette température, la réaction s'emballe dans la zone de réaction, formant les produits de combustion.

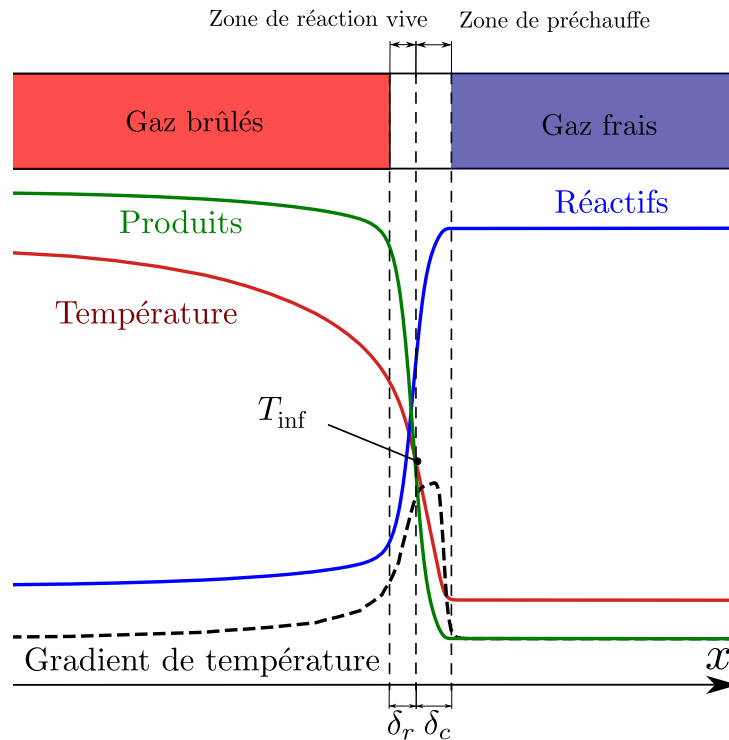


FIGURE 1.3 – Structure d'une flamme laminaire isobare.

On constate donc sur la Fig. 1.3 que la réaction n'est pas immédiate et nécessite une certaine longueur : la zone de préchauffe. Cette dernière, d'une épaisseur  $\delta_c$  est définie conventionnellement [36] comme la distance entre : la position où les gaz frais sont encore à température ambiante, et l'abscisse pour laquelle :

$$\frac{T - T_0}{T_{\text{inf}} - T_0} = 1/100 \quad (1.12)$$

Cette épaisseur de zone de préchauffe peut être reliée à l'épaisseur caractéristique de la zone de réaction  $\delta_r$  par la relation  $\delta_r = \delta_c/\beta$ . Avec  $\beta$  correspondant au nombre de Zel'dovich défini par :

$$\beta = \frac{E_a(T_b - T_0)}{R_u T_b^2} \quad (1.13)$$

Les indices 0 et  $b$  indiquent respectivement les états associés aux gaz frais et aux gaz brûlés. La ratio de la masse volumique de ces gaz se nomme le taux d'expansion  $\sigma$  défini par  $\sigma = \rho_0/\rho_b$ .

Plusieurs conceptualisations de l'épaisseur de flamme existent dans la littérature [37]. La définition produite par Spalding [38] fait consensus dans le domaine et renvoie à

l'épaisseur de flamme thermique,  $\delta_t$ , exprimée comme suit :

$$\delta_t = \frac{T_b - T_0}{(dT/dx)_{\max}} \quad (1.14)$$

Une flamme laminaire correspond donc à une interface d'espèces chimiques entre réactifs et produits. Cette interface est diffuse, car elle existe uniquement si l'équilibre entre l'augmentation de température, par diffusion thermique, et l'apport d'espèces chimiques réactives, par diffusion massique, est respecté. Cet équilibre implique que l'interface comprend une longueur et un temps caractéristiques. La consommation de réactifs induit que dans le cas d'un prémélange, la flamme laminaire se propage à une vitesse laminaire,  $S_L$ , proportionnelle à la diffusivité thermique et au taux de réaction. Ces deux derniers paramètres étant dépendants de la pression et de la température du mélange. La différence de masse volumique entre gaz brûlés et gaz frais joue aussi un rôle dans la propagation de la flamme. Dans le cas d'une flamme confinée dans un canal, fermé du côté de l'allumage et ouvert de l'autre côté, l'expansion des gaz brûlés repousse les gaz frais vers le côté ouvert, augmentant ainsi la vitesse de flamme. Le produit  $\sigma S_L$  est la vitesse des produits de combustion dans la solution du problème limites permettant de calculer  $S_L$ . On considère alors le produit  $\sigma S_L$  comme étant la vitesse de combustion.

### 1.2.2 Instabilités de la flamme

La vitesse à laquelle se propage une déflagration dépend de sa rapidité à consommer le combustible, autrement dit, du taux de réaction défini dans l'équation 1.9. La température et la composition sont donc des paramètres importants pour caractériser une flamme laminaire et prédire son évolution. L'autre paramètre primordial dans la caractérisation d'une déflagration est la surface de la flamme laminaire. En effet, cette surface définit la quantité de combustible consommée par diffusion moléculaire et celle pré-chauffée par diffusion thermique. Une flamme laminaire ne reste généralement pas plane, car elle est sujette à plusieurs types d'instabilités qui déforment l'interface entre gaz frais et gaz brûlés. Une flamme légèrement plissée peut générer un déséquilibre dans l'expansion des gaz brûlés. Si la flamme est concave ou convexe, la déflexion de l'écoulement au travers de l'interface tend à accroître la courbure de la flamme dans cette zone. Ce phénomène est appelé instabilités de Landau-Darrieus (L-D) [39]. Il est intrinsèquement instable et augmente de manière exponentielle la surface de la flamme qui forme une sinusoïde d'amplitude de plus en plus élevée.

Toutefois, les instabilités de L-D peuvent être stabilisées grâce à d'autres mécanismes [40, 41], notamment par l'instabilité thermodiffusive dans le cas des plus petites structures [41]. Cette dernière provient d'un déséquilibre entre diffusivité thermique et diffusion moléculaire, tel qu'illustré par la Fig. 1.4.

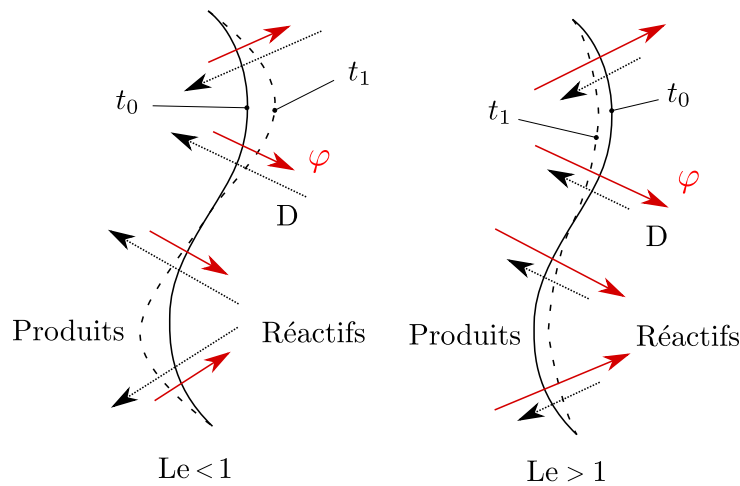


FIGURE 1.4 – Déformation de la surface de flamme par instabilité thermodiffusive à deux instants et pour deux nombres de Lewis. Reproduit depuis [28].

En effet la diffusion de chaleur et la diffusion de masse agissent dans des directions opposées. Lorsque la flamme est plissée de manière convexe (partie haute de la Fig. 1.4), il y a une divergence des flux de chaleur  $\varphi$  et le gaz est refroidi, ralentissant la flamme. À l'opposé, dans les zones concaves (partie basse de la Fig. 1.4), les flux de chaleur  $\varphi$  convergent et réchauffent le gaz, causant, à terme, une accélération de la flamme. L'inverse se produit pour la diffusion massique. Dans les zones convexes, la flamme est en contact avec une plus grande quantité de réactifs, car les flux de diffusion massique  $D$  convergent, ce qui accélère la flamme. À l'opposé, dans les zones concaves, les flux  $D$  divergent et l'apport réduit de réactif ralentit la flamme. Ce type d'instabilité se comporte différemment en fonction du nombre de Lewis,  $Le = \alpha/D$ , qui caractérise la ratio de la diffusivité thermique,  $\alpha$ , et de la diffusivité massique,  $D$ . Lorsque  $Le < 1$  (à gauche sur la Fig. 1.4), la diffusivité massique est plus importante : les zones où la flamme est convexe accélèrent et celles concaves ralentissent, déstabilisant ainsi le front de flamme. Si  $Le > 1$  (à droite sur la Fig. 1.4), la diffusion thermique prend le dessus sur la diffusion massique : les zones convexes ralentissent et les zones concaves accélèrent, stabilisant la flamme.

Le confinement d'une flamme dans un canal entraîne la propagation d'ondes acoustiques. Les produits de combustion ont une masse volumique plus faible et nécessitent, par conséquent, plus de place. L'accélération des gaz brûlés dans les frais génère des instabilités de Richtmyer-Meshkov (R-M). En outre, les gaz brûlés repoussent les gaz frais sous forme d'ondes de pression ou ondes acoustiques. Leur réflexion, sur les parois

ou à la sortie du canal, entraîne une interaction avec le front de flamme. Ce phénomène a été étudié dans des canaux semi-ouverts par Guénoche [42] et Leyer et Manson [43]. L'interaction des ondes acoustiques avec la flamme génère une propagation oscillatoire de la flamme en modifiant la structure et la direction de l'écoulement [44, 45].

Le plissement de la flamme et son étirement sont liés aux différentes instabilités qui entrent en jeu. L'influence de ces instabilités, la courbure et le cisaillement de l'écoulement de gaz réactif, ont fait l'objet de nombreux travaux de recherche, notamment par Markstein [41] et Karlovitz [46]. Le premier auteur définit le nombre de Markstein,  $Ma$ , qui caractérise les variations de topologie de la flamme dues au dégagement de chaleur. Le second auteur relie ce nombre adimensionnel au taux d'étirement de la flamme. Le nombre de Markstein se définit par  $Ma = La/\delta$  avec  $La$  la longueur de Markstein (associée aux gaz frais ou aux gaz brûlés) et  $\delta$  l'épaisseur de flamme laminaire. La détermination de  $Ma$  se fait expérimentalement et peut être négatif ou positif. Si ce dernier est positif, l'étirement de la flamme amène une diminution de la vitesse de combustion locale : l'effet est stabilisateur.

Au travers de la mise en mouvement des gaz frais par expansion des gaz brûlés, la vitesse de l'écoulement au devant de la flamme peut atteindre des vitesses importantes et générer de la turbulence via l'interaction avec des obstacles. Cependant, dans le cas d'un écoulement instationnaire et irrégulier, la turbulence n'a pas nécessairement le temps de s'installer. Déterminer a priori si l'écoulement dans les gaz frais induit une combustion turbulente n'est pas trivial. Dans le cas des canaux étudiés dans le présent travail de thèse, la zone de réaction est déformée et convectée par l'écoulement. Néanmoins, la structure interne de la flamme ne semble pas être perturbée directement par la turbulence. Si la turbulence est présente dans l'écoulement, son implication reste difficilement quantifiable dans les cas de combustion présentés dans ce manuscrit. La combustion turbulente n'ayant pas fait l'objet d'une analyse dans cette thèse, ce phénomène ne sera pas plus amplement discuté dans cette section. Il est, toutefois, important de noter que la combustion turbulente existe sous la forme de différents régimes, déterminés par le diagramme de Borghi. La turbulence induit une augmentation de la surface de la flamme déformée par la turbulence, avec une augmentation de la diffusivité turbulente des espèces. Pour plus de détails sur les implications de la turbulence sur l'accélération de la flamme ainsi que sur l'initiation de la détonation, le lecteur peut se référer à [27, 28].

### 1.2.3 Formation d'ondes de choc

Une des particularités de la propagation de la déflagration dans un milieu confiné est la focalisation d'ondes de pression, conséquence indirecte des conditions aux limites. Pour rappel, ces ondes de pression génèrent un écoulement. Or, le couplage entre l'écoulement et la combustion a un impact sur la propagation d'une déflagration. De plus, les ondes de pression peuvent fusionner pour former des chocs. La définition d'une onde de choc est nécessaire pour expliciter la structure d'une onde de détonation. Une onde de déflagration dans un canal fermé du côté de l'allumage et ouvert de l'autre côté peut être modélisée comme la propagation d'un piston poreux. L'expansion des gaz brûlés est ainsi stoppée du côté de l'allumage, ce qui impose une vitesse nulle sur cette paroi et repousse les gaz frais vers la sortie. La Fig. 1.5 présente l'accélération d'un piston dans un canal et son impact sur l'écoulement. À  $t_0$  le piston est initialement au repos, de même que les gaz à vitesse nulle  $u_0$  et pression ambiante  $p_{\text{ext}}$ , puisque le canal est ouvert sur l'extérieur. Le piston est mis en mouvement à vitesse  $u_p$  à l'instant  $t_1$ . La mise en mouvement forcée du gaz au niveau de la paroi du piston se transmet de proche en proche dans un fluide compressible sous la forme d'une onde de pression (onde 1) dont le ratio  $p_1/p_{\text{ext}}$  est faible et qui se propage à la vitesse  $a_0$ . Entre le piston et l'onde 1, le gaz est comprimé à la pression  $p_1$  car l'espace occupé par la quantité de gaz est réduit du fait de la nature non instantanée de la transmission de l'information. L'information de la mise en mouvement du piston se transmet sous la forme d'une onde mécanique progressive. À ce stade, le gaz au repos devant cette première onde n'est toujours pas informé du changement d'état du gaz en amont. La vitesse constante de cette première onde  $a_0$  est appelée vitesse du son.

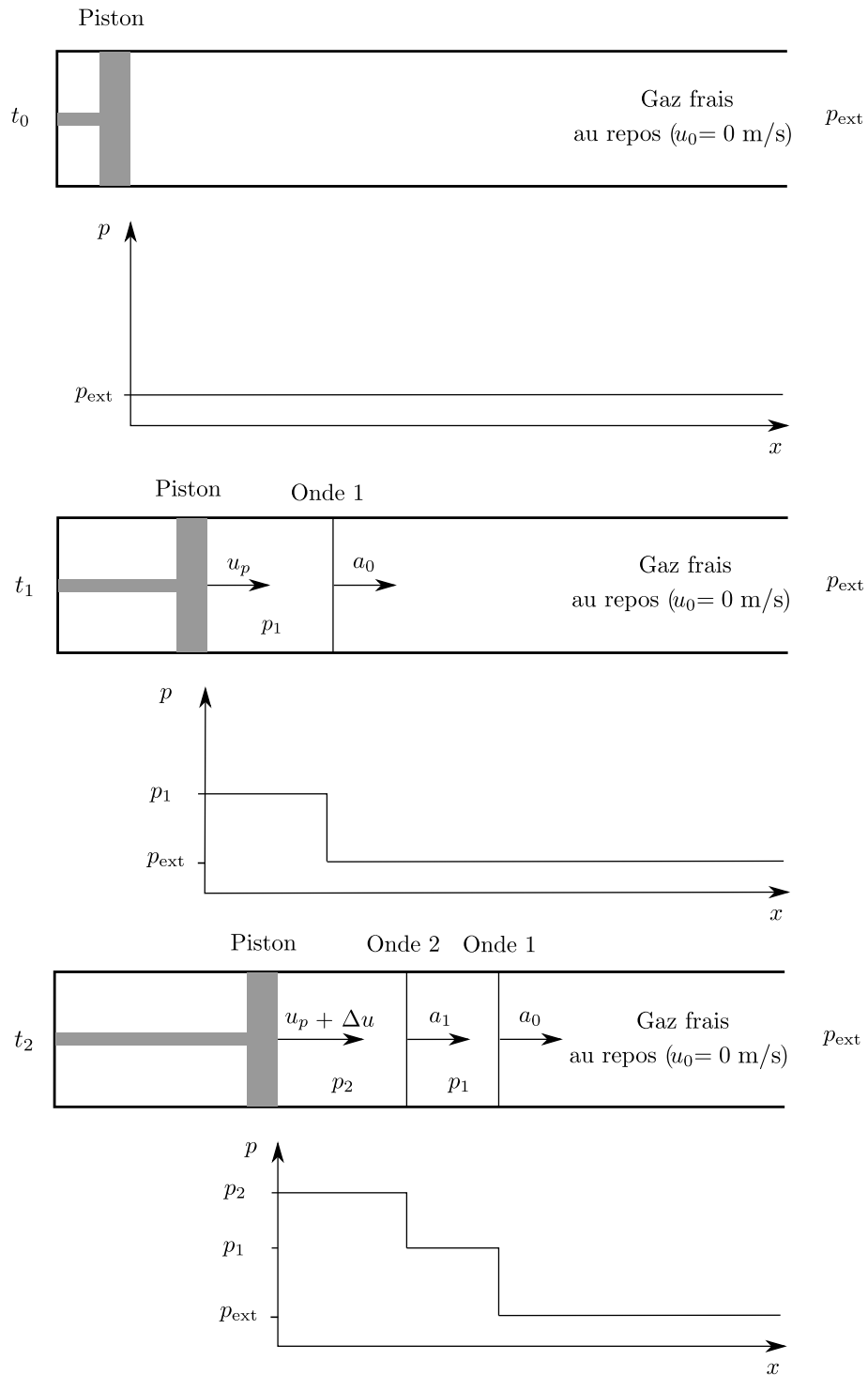


FIGURE 1.5 – Accélération d'un piston dans un canal et formation d'ondes de pression. Reproduit depuis [47].

En se plaçant dans le référentiel de l'onde 1, l'écoulement devient stationnaire. En définissant un volume de contrôle contenant cette onde, considérée plane, et en appliquant sur celui-ci la conservation de la masse et la conservation de la quantité de mouvement (démonstration complète dans la section 2.3 du livre [47]), il est possible d'exprimer la vitesse du son  $a$  comme :

$$a^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (1.15)$$

Une onde de pression faible se propageant à la vitesse  $a$  (ou onde sonore) change de manière infinitésimale les propriétés du fluide sur une épaisseur très fine et de manière très rapide. On peut donc considérer que la transformation apportée par l'onde au fluide est adiabatique et réversible, d'où l'évaluation des dérivées partielles de pression et masse volumique à entropie constante. Dans le cas d'un gaz parfait on peut donc écrire :

$$a^2 = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (1.16)$$

L'Éq. 1.15 montre que la vitesse du son ne dépend que des conditions thermodynamiques du gaz dans lequel l'onde évolue, et non pas de la vitesse du piston qui génère cette onde. De fait, lorsque le piston accélère d'une vitesse  $\Delta u$  à l'instant  $t_2$  de la Fig. 1.5, la seconde onde formée (onde 2) se propage dans un fluide à pression  $p_1 > p_{\text{ext}}$ . Par conséquent, la vitesse du son dans le fluide entre l'onde 1 et l'onde 2 augmente ( $a_1 > a_0$ ). La seconde onde se propage donc plus vite que l'onde 1 dans le référentiel du laboratoire et finit par la rattraper. Chaque incrément infinitésimal de vitesse du piston génère donc des ondes de pression faibles qui augmentent successivement la pression jusqu'à ce que ces dernières se rattrapent et se combinent pour former des ondes de choc. Ce mécanisme de formation d'ondes de chocs produites par l'accélération d'une interface de température est cruciale dans le processus d'accélération de flamme et d'initiation de la détonation. L'annexe A présente plus en détail la formation d'ondes de choc par l'utilisation des invariants de Riemann.

## 1.3 Détonation

La détonation est un mode de combustion où la flamme se propage à une vitesse supersonique et entraîne une élévation de pression importante. Ce mode de combustion est associé aux états de la branche supérieure gauche du diagramme de la Fig. 1.2. Pour rappel, l'état CJ défini à la section 1.1.2 permet de prévoir la vitesse de l'onde de détonation. L'existence de cet état CJ laisse entendre que la structure de l'onde de détonation peut être décrite à partir d'un modèle stationnaire uni-directionnel non visqueux. Il s'agit du modèle ZND découvert entre 1940 et 1943 par les chercheurs Zel'dovich, von Neumann et Döring.

### 1.3.1 Modèle ZND

Le modèle ZND, schématisé sur la Fig. 1.6, décrit l'onde de détonation comme une onde choc, précompressant et préchauffant les gaz frais à l'état de von Neumann. Ensuite, après une période d'induction  $\tau_{\text{ind}}$ , les réactions chimiques prennent place et consomment les réactifs jusqu'au plan CJ ou plan sonique. À partir d'un état initial au repos, le passage du choc met en mouvement les gaz frais choqués dans la zone d'induction à une vitesse supersonique dans le référentiel du laboratoire. Cet état correspond à l'état de von Neumann noté vN sur la Fig. 1.2. Dans cette zone d'induction, l'état du fluide reste globalement constant jusqu'à ce que la distance d'induction  $l_{\text{ind}}$  soit atteinte. C'est à ce moment que la réaction s'emballe, entraînant une élévation de température, une baisse de pression et une diminution de la vitesse de l'écoulement dans le référentiel du laboratoire jusqu'au plan CJ. Le plan CJ marque l'état d'équilibre final des produits de combustion tel que représenté par le point CJ sur la Fig. 1.2. La longueur d'induction  $l_{\text{ind}}$  est communément définie comme la position depuis le choc où la thermicité est maximale; prendre la position pour laquelle le gradient de température est maximal donne une valeur similaire de  $l_{\text{ind}}$ . Le plan CJ correspond au plan où la vitesse de l'écoulement atteint la vitesse du son dans le référentiel du choc, d'où son appellation de plan sonique. La théorie ZND montre que l'onde de détonation est le résultat d'un couplage entre l'onde de choc et la zone de réaction.

La condition CJ est basée sur une analyse purement thermodynamique alors que la théorie ZND émane d'un modèle 1-D. Ainsi, un des apports de la théorie ZND est de fournir une longueur caractéristique de la détonation, nommée longueur d'induction, et un temps caractéristique, nommé temps d'induction  $\tau_{\text{ind}}$ . Ce dernier dépend de la température, de la composition ainsi que de l'énergie d'activation du mélange qui permet de mesurer la

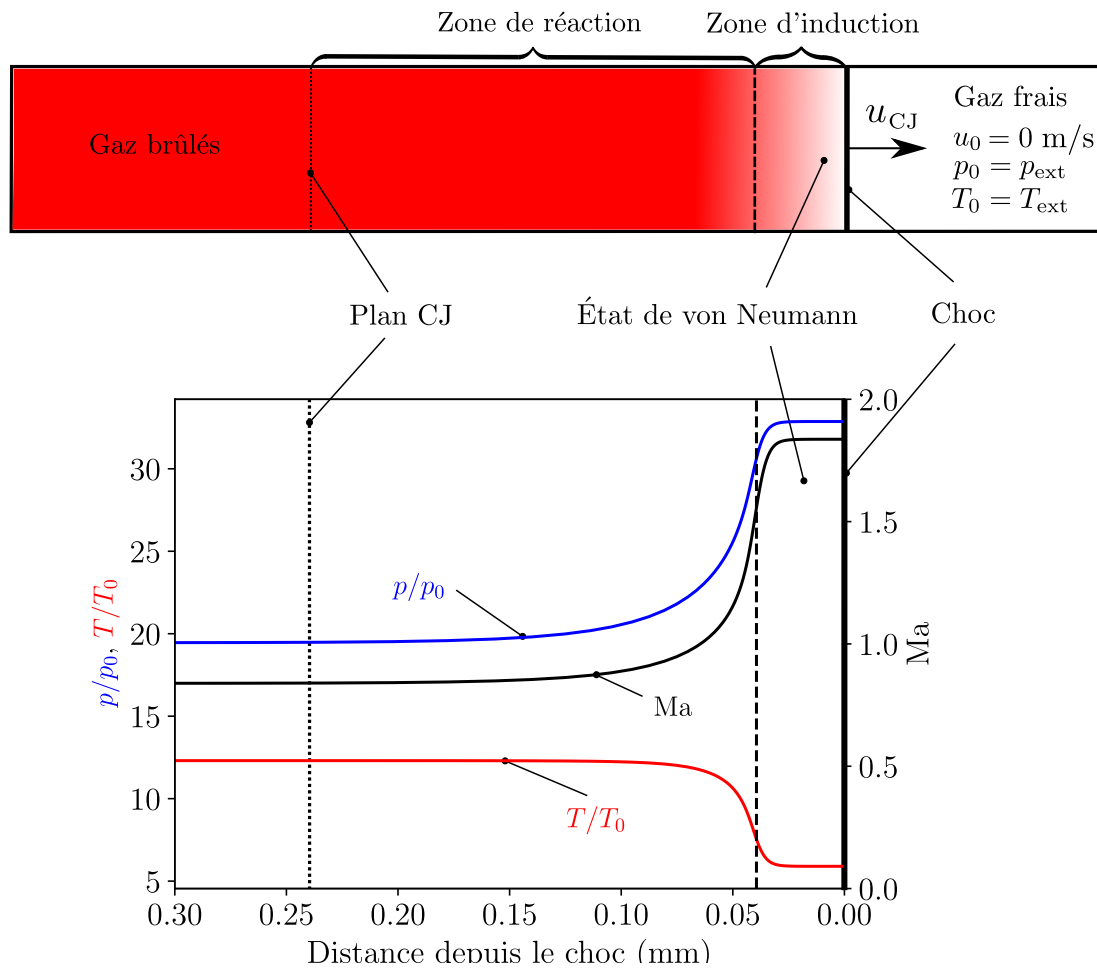


FIGURE 1.6 – Structure ZND de la détonation stationnaire laminaire d'un mélange stœchiométrique  $H_2-O_2$  dans un canal. Calculée avec la *shock and detonation toolbox* [48] et le mécanisme de Mével [33, 34].

sensibilité thermique de la réaction et qui intervient dans la loi d'Arrhenius (voir Éq. 1.10). En effet, le temps d'induction dépend de la composition du mélange réactif et de la température telles que représentées sur la Fig.1.7. Plus le temps d'induction est court, plus les risques d'explosion sont importants.

Un autre apport du modèle ZND est la possibilité de conduire une analyse de stabilité de l'onde. Par exemple, en fonction des propriétés chimiques des mélanges (énergie d'activation ou dégagement de chaleur), l'analyse de stabilité a démontré l'existence de structures stables et d'autres instables [49, 50]. Si la structure ZND est un modèle très efficace pour l'analyse et la description de l'onde de détonation, il faut attendre l'année 1961 pour que White [51] révèle que la structure de la détonation est plus complexe qu'une onde uni-directionnelle stationnaire laminaire.

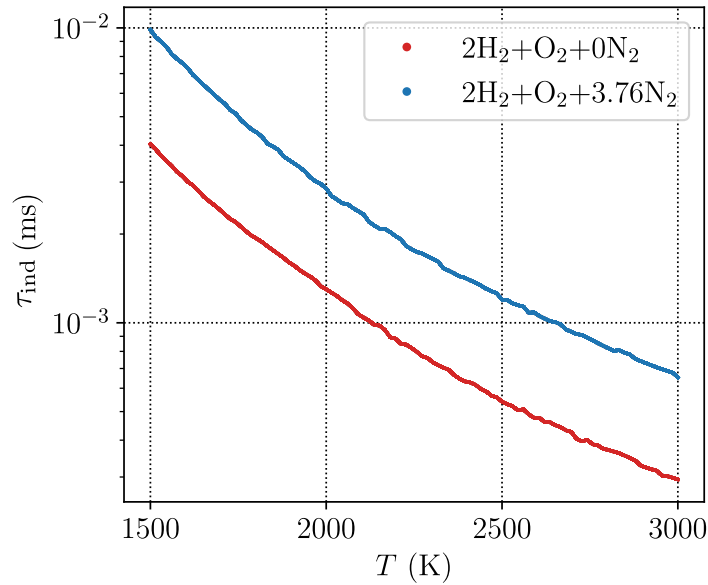


FIGURE 1.7 – Comparaison entre le temps d'induction d'un mélange stœchiométrique  $\text{H}_2\text{-O}_2$  et  $\text{H}_2\text{-Air}$  initialement à  $p_0 = 100$  kPa. Calculée avec la *shock and detonation toolbox* [48] et le mécanisme de Mével [33, 34].

### 1.3.2 Structures cellulaires

En effet, la structure de la détonation apparaît, en réalité, multi-dimensionnelle. Cette découverte est issue des diagnostics par interférométrie de White [51] ainsi que des diagnostics par strioscopie combinés à l'emploi de plaques de suie de Denisov et Troshin [52]. Les méthodes innovantes de diagnostic permettent de révéler une nouvelle facette de la structure de la détonation, comme il sera présenté dans ce manuscrit. Grâce à leur diagnostic, Denisov et Troshin constatent que la détonation n'est pas formée d'un choc droit et d'une zone de réaction plate. Au contraire, leurs observations montrent que le front de détonation est distordu à mesure que des ondes de pression obliques s'entrechoquent et se réfléchissent entre elles. Lorsqu'une onde choc se réfléchit sur une surface, elle peut prendre la forme d'une réflexion de Mach si les bonnes conditions sont remplies [53].

Une telle réflexion est schématisée sur la Fig.1.8, mais il existe d'autres types de réflexion d'ondes de choc [54]. Lors d'une réflexion de Mach, un choc incident se sépare en trois chocs. Le premier est la prolongation de la propagation du choc incident, le second forme le pied de Mach, et le dernier se propage dans la direction transversale au choc incident pour former le choc transverse (ou choc réfléchi). L'intersection de ces trois chocs correspond au point triple. La propagation du point triple provoque également une ligne de séparation issue d'une couche de cisaillement du fluide entre les particules ayant traversé le pied de Mach et celles ayant traversé à la fois le choc incident et le choc transverse.

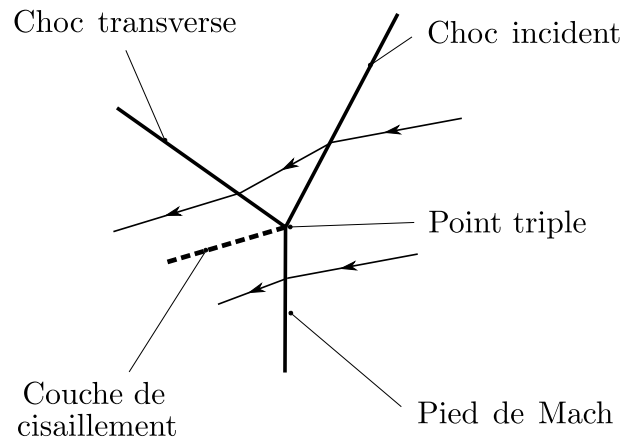


FIGURE 1.8 – Réflexion de Mach d’une onde de choc et trajet des particules dans le référentiel du point triple.

La trajectoire suivie par les points triples laisse une traînée en forme d’écailles de poisson sur les plaques de suie lorsqu’elle s’effectue sur une paroi, telle qu’illustré par la Fig.1.9. Cette structure en écailles de poisson est appelée structure cellulaire de la détonation, caractérisée par leur largeur  $\lambda$ .

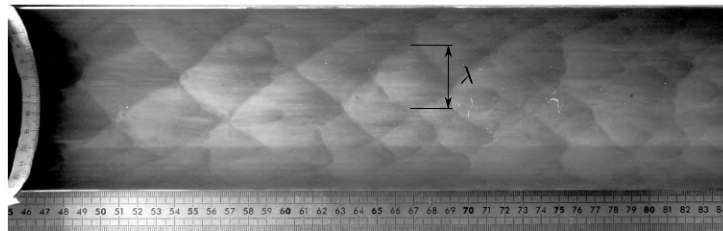


FIGURE 1.9 – Plaque de suie marquée par le passage des points triples. Image obtenue dans un tube de 57 mm de diamètre avec un mélange binaire hydrogène-propane et air, à pression et température ambiantes. Image issue de [55].

Deux éléments sont à relever sur la Fig. 1.8 : (i) Les lignes de courant de part et d’autre de la ligne de séparation sont parallèles. Puisque la pression des lignes de courant est identique, cela implique que le pied de Mach est aussi intense que l’effet combiné du choc incident et du choc transverse ; (ii) À une distance plus éloignée du point triple, la ligne de séparation peut se distordre pour former un vortex dans la direction du pied de Mach. Grâce aux images mises à disposition par Xiao et al. [56] sous licence [creative commons](#), nous pouvons représenter l’évolution de la structure d’un front de détonation sur la Fig.1.10 avec la trajectoire des points triples [57].

Sur la Fig. 1.10 à l’instant  $t_0$ , est représenté en ligne pointillée le début la zone de réaction. Celle-ci est plus éloignée du front derrière un choc incident que derrière un pied de Mach. Étant donné que le pied de Mach est un choc plus intense, le temps

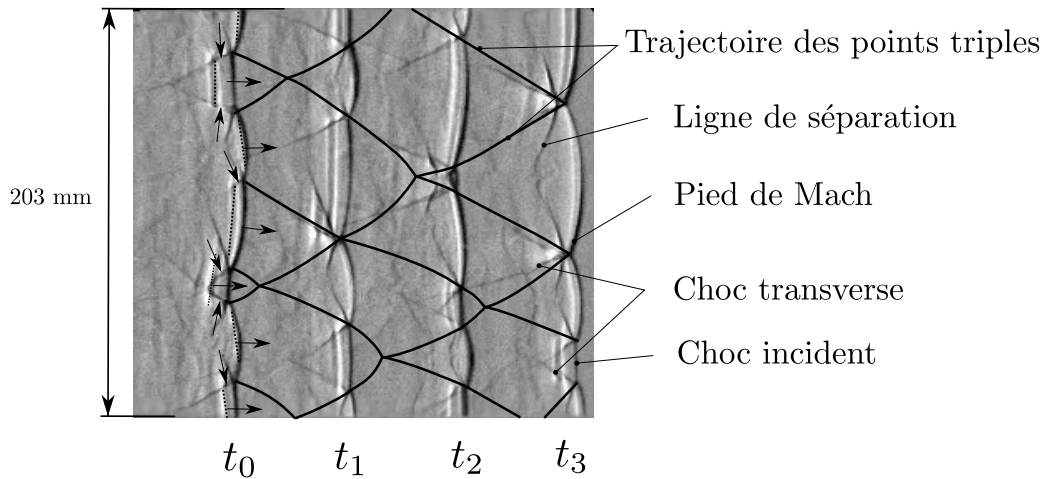


FIGURE 1.10 – Évolution de la structure d'une détonation pour un mélange  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$  à  $p_0 = 6.9$  kPa.  $\Delta t = 38.7 \mu\text{s}$  entre les instants  $t_i$ . Les traits en pointillés représentent le début de la réaction exothermique. Images mises à disposition par Xiao et al. [56] sous licence [creative commons](#).

d'induction derrière celui-ci est plus faible que devant le choc incident. En conséquence, la longueur d'induction est également plus faible. Cet effet a été clairement démontré par la mise évidence des radicaux OH par fluorescence laser et images strioscopiques dans [58]. En superposant les images obtenues par strioscopie et celles du dégagement de OH, caractéristique de la zone de réaction dans une combustion d'hydrogène, les chercheurs ont mis en lumière le lien entre la dynamique des chocs et la dynamique de la zone de réaction. En outre, sur la Fig. 1.10, à  $t_3$ , les chocs apparaissent courbés. Dans ce cas, le choc, en l'absence d'apport d'énergie, ralentit progressivement et perd en intensité, entraînant une augmentation de la longueur d'induction et potentiellement un découplage entre le choc et la zone de réaction pour former un nouveau choc incident.

C'est la collision entre deux ondes transverses qui entraîne la formation d'un nouveau pied de Mach. Ce phénomène entraîne une élévation de pression suffisante pour recoupler le choc et la flamme. Les deux ondes transverses, après la collision, se déplacent maintenant dans des directions opposées. Celles-ci se propagent vers les ondes transverses voisines issues des collisions les plus proches. Les nouveaux pieds de Mach et les chocs transverses prennent le dessus sur les chocs incidents jusqu'à la nouvelle collision, où les rôles entre pied de Mach et choc incident s'inversent. Sans les chocs transverses, la détonation ne peut être maintenue car ceux-ci empêchent le découplage entre le choc et la flamme. Ce mécanisme a été démontré expérimentalement par Teodorczyk et al. [59] grâce à des parois absorbant les ondes acoustiques afin d'atténuer, ou de prévenir, la détonation. Ainsi, la vitesse de détonation CJ correspond à la vitesse moyenne de l'ensemble de ces fronts qui se propagent à des vitesses différentes.

L'hétérogénéité de la taille des cellules apparaissant sur les Fig. 1.9 et 1.10 peut également sembler surprenante. La disparité de la taille des cellules a été remarquée par Strehlow et al. [60] en observant les plaques de suie marquées par le passage des points triples. Ces chercheurs ont découvert que la dilution à l'argon d'un mélange hydrogène-oxygène produit une structure plus régulière de cellules que dans les cas où la dilution est réalisée avec de l'azote. Quelques années plus tard, Ul'yanitskii [61] montre qu'il existe un lien de corrélation entre l'énergie d'activation réduite ( $E_a/R_u T$  voir Eq. 1.10) et la régularité des cellules de détonation. Plus l'énergie d'activation est importante, plus la structure cellulaire est irrégulière. Une corrélation similaire avait été observée entre la stabilité de la détonation et l'énergie réduite d'activation [49]. Une corrélation entre l'instabilité de la détonation et la structure cellulaire a, ainsi, pu être mise en lumière.

De nombreux travaux ont recensé l'évolution de la taille des cellules et leur régularité en fonction du mélange considéré. Le lecteur pourra consulter la revue de littérature de Ciccarelli et al. [28] ainsi que la base de données constituée par Kaneshige et al. [62] pour de plus amples détails. En conclusion, la structure de la détonation est tri-dimensionnelle. Son existence est liée à la présence d'ondes transverses formant des cellules de détonation. Il n'est donc pas possible d'avoir une détonation stable et stationnaire dans un canal de dimension principale plus petite que la taille d'une cellule. En revanche, une détonation peut se propager depuis un canal large vers un canal de dimension plus petite que la taille d'une cellule sous la forme d'une quasi-détonation [63], ce qui, à terme, pose d'importants problèmes de sécurité.

La taille des cellules est aussi un paramètre important à prendre en compte lorsque l'on considère les déficits de vitesse de détonation observés dans des canaux étroits [64]. En effet, ces déficits sont liés au nombre de cellules que le canal peut contenir sur sa largeur ainsi que du phénomène de couche limite [65-67]. Ces données sont cruciales pour déterminer la limite de détonabilité dans des tubes [68, 69].

## 1.4 Transition de la déflagration à la détonation

Les deux sections précédentes avaient pour objectif de définir la déflagration et la détonation. Les outils théoriques et numériques permettent d'étudier ces deux phénomènes et fournissent de bonnes prédictions sur leurs caractéristiques. Ces prédictions ne portent cependant que sur le cas stationnaire et laminaire pour la déflagration et la détonation. Si les travaux conduits dans le domaine parviennent à bien anticiper ces deux phénomènes, la transition de la déflagration à la détonation (TDD) est toutefois beaucoup plus complexe

à modéliser. En effet, la TDD est due à des phénomènes impliquant des échelles de temps et de longueur très variées. Le processus de transition de la déflagration à la détonation consiste en l'accélération de la flamme et l'initiation de la détonation. L'augmentation de la surface de la flamme, due aux instabilités, ainsi que la précompression des gaz par les ondes de choc provoquent une accélération de la déflagration. Dans certaines situations, cette accélération entraîne une initiation de la détonation.

Cette section présente succinctement l'accélération de la flamme dans des canaux avec obstacles, puis détaille l'accélération de la flamme dans des canaux sans obstacle. Les premières étapes sont similaires dans les deux configurations. L'accélération de la flamme est liée à son taux de réaction qui dépend lui-même du mélange considéré et de la surface de la flamme. Une flamme laminaire se propage grâce à la diffusion thermique et à la diffusion des réactifs pour former une surface lisse. L'expansion des gaz brûlés repousse les gaz frais, les met en mouvement, et accélère la flamme à une vitesse de combustion  $u_f \sim \sigma S_L$ . Les instabilités de combustion de L-D viennent plisser la surface de flamme. Celles-ci peuvent être compensées (ou non) par l'effet thermodiffusif.

### 1.4.1 Accélération de la flamme dans des canaux avec obstacles

L'influence d'obstacles, ou de la rugosité des parois, peut perturber les gaz frais, promouvoir la turbulence et faciliter la TDD via le mécanisme de Shchelkin [70]. La particularité d'un canal avec obstacles est que la section du canal n'est pas constante, elle se réduit au passage de chaque obstacle. Le taux de blocage, BR, du canal est défini comme le ratio entre la hauteur des obstacles et celle du canal,  $BR = L_{\text{obs}}/L_{\text{canal}}$ . La dynamique de l'accélération de la flamme dans les canaux avec obstacles dépend grandement de ce paramètre [71]. Pour conserver le débit de l'écoulement généré par l'expansion des gaz brûlés, les gaz frais doivent donc s'accélérer au passage de chaque obstacle. L'accélération de l'écoulement et la recirculation derrière les obstacles provoquent une augmentation de la surface de la flamme qui prend la forme d'un champignon [72] et génère une boucle de rétroaction positive. À mesure que la surface de la flamme augmente, sa vitesse de propagation augmente également et produit un écoulement plus rapide au travers des obstacles. À terme, cette rétroaction augmente d'autant plus la surface de la flamme [73]. Grâce à l'injection d'hélium dans les gaz frais, Johansen et Ciccarelli [74] ont pu visualiser la dynamique des gaz repoussés par les gaz brûlés. Ces auteurs ont pu constater le développement de la turbulence entre l'écoulement central et les zones de recirculation derrière les obstacles. Ces résultats ont été récemment corroborés via la visualisation des radicaux [73]. Dans ce cas, la turbulence peut permettre l'augmentation de la surface de

la flamme et du transport des réactifs, au risque d'augmenter les pertes thermiques de la flamme et de provoquer une extinction si le nombre de Zel'dovich  $\beta$  est suffisamment élevé [75]. Il existe plusieurs régimes de propagation classifiés dans [76, 77] :

- L'extinction de la flamme
- La propagation d'une flamme à une vitesse légèrement inférieure à celle du son isobarique des gaz brûlés, ou flamme "choquée", associée à un plan sonique dans les gaz brûlés [28]
- La quasi-détonation, due au fait que l'espace entre les obstacles est plus petit que la taille de cellule  $\lambda$  menant à une succession de découplages et recouplages de l'onde de détonation
- La détonation stationnaire à vitesse constante CJ.

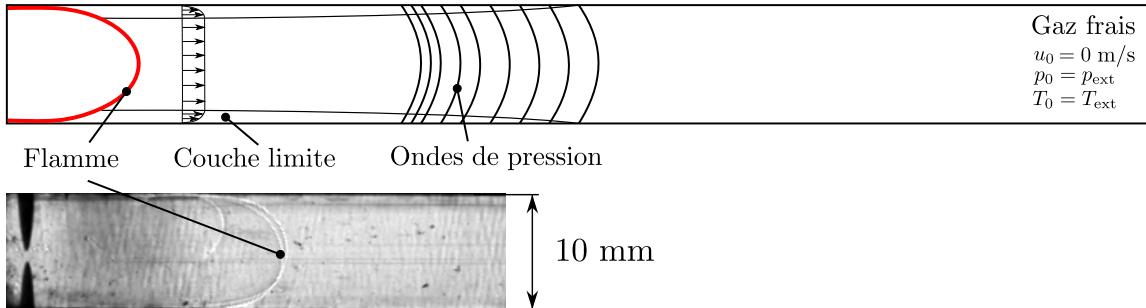
L'accélération de la flamme dans des canaux avec obstacles est caractérisée par le transport turbulent des espèces et de la flamme généré par l'accélération des gaz frais ainsi que par la recirculation de ces derniers derrière les obstacles. En cherchant un critère pour classifier les différents régimes de combustion entre accélération faible (extinction et déflagration) et accélération forte (flamme "choquée", quasi-détonation et détonation), Dorofeev et al. [75] réussissent à distinguer ces deux groupes via le taux d'expansion  $\sigma$  et le nombre de Zel'dovich  $\beta$ . Ces auteurs montrent ainsi que plus  $\beta$  est faible, plus un mélange avec un faible  $\sigma$  suffit pour générer une accélération de la flamme forte. Cette valeur de  $\sigma$  critique dépend, pour une même valeur de  $\beta$ , de la stabilité thermodiffusive du mélange ( $Le$ ). Si l'énergie nécessaire pour initier la combustion est plus faible, les effets de compression des gaz frais par l'expansion des gaz brûlés n'ont pas besoin d'être importants pour générer une accélération de la flamme forte pouvant mener à la TDD.

### 1.4.2 Phénoménologie de l'accélération de la flamme dans des canaux sans obstacle

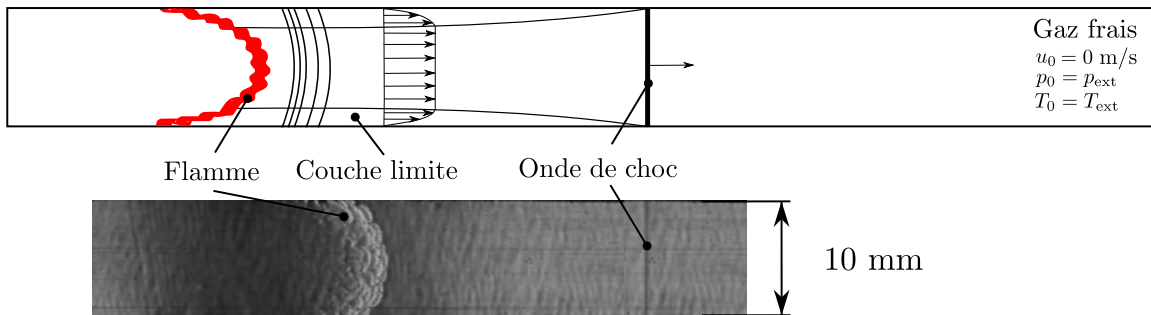
En l'absence d'obstacle, la turbulence ne s'établit pas aussi facilement. Dans un canal lisse, la turbulence se met en place via la dissipation d'énergie par frottements visqueux sur la paroi qui forme la couche limite. Si le nombre de Reynolds est suffisamment élevé, les forces d'inertie prennent le dessus sur les forces visqueuses. Cette couche limite devient alors turbulente et fait transiter l'écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. La rugosité de la paroi, qui affecte la couche limite, est donc un paramètre important pour l'accélération de la flamme dans un canal sans obstacle [78-80]. La Fig. 1.11 permet

d'illustrer les étapes de l'accélération de la flamme. La Fig. 1.12 retrace les principaux facteurs et leurs interconnexions intervenant dans l'accélération de flamme et l'initiation de la détonation.

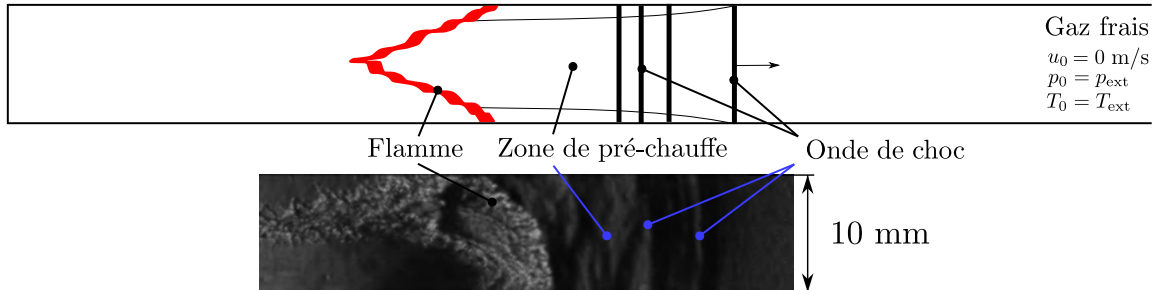
Initiation de la propagation et formation des ondes de pression



Développement des instabilités de combustion et formation du choc précurseur



Inversion de la flamme et génération d'un train d'ondes formant une zone de préchauffe



Initiation de la détonation entre le front de flamme et le choc

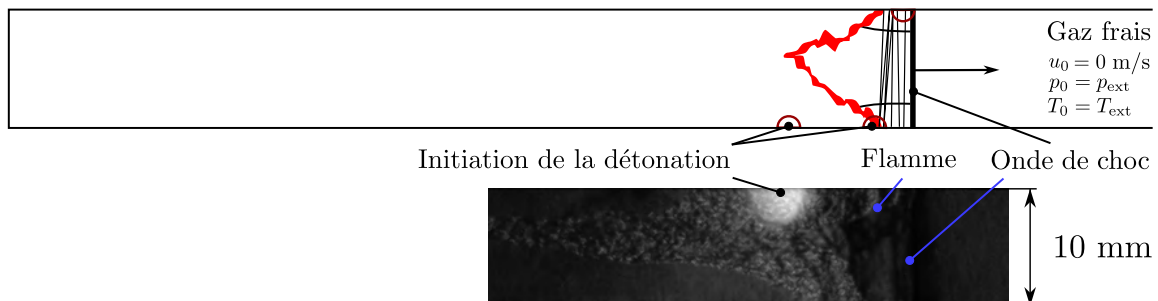


FIGURE 1.11 – Chronologie de la TDD dans un canal sans obstacle de section de l'ordre du centimètre carré pour un mélange stœchiométrique  $\text{H}_2\text{-O}_2$ . Les images expérimentales sont issues du présent manuscrit.

### Initiation de la propagation et formation des ondes de pression

Dans un canal fermé du côté de l’allumage et ouvert de l’autre côté, la flamme se propage à une vitesse  $u_f \sim \sigma S_L$  de manière sphérique. Sous l’action du confinement des parois, elle prend une forme en ogive (*finger flame*). En outre, l’expansion des gaz brûlés génère des ondes de pression qui mettent en mouvement les gaz frais et développent la couche limite (première image de la Fig. 1.11).

La surface du front de flamme, pour l’instant lisse et exempte d’instabilités, diminue à mesure que la flamme interagit avec les parois. Cette première étape a été analysée par Bychkov et al. [81] et Akkerman et al. [82, 83]. Le modèle développé par Akkerman et al. est détaillé dans l’annexe D dans le cadre d’une analyse préliminaire pour concevoir la chambre de combustion. Lorsque les bords de la flamme en ogive interagissent avec les parois, la surface de la flamme diminue, provoquant une décélération de la flamme. L’effet de la courbure de la flamme et des instabilités (L-D et R-M) peut provoquer l’inversion de la flamme pour prendre la forme d’une flamme “tulipe” [84-86]. L’inversion de la flamme augmente progressivement la surface de la flamme et génère une nouvelle accélération qui l’inverse dans l’autre sens pour reformer une flamme en forme d’ogive. Cette nouvelle flamme en ogive est généralement plus plissée qu’avant la première inversion (seconde image de la Fig. 1.11).

L’inversion flamme “ogive”/ flamme “tulipe”, et son opposée, peut s’effectuer plusieurs fois au cours de la propagation de la flamme, ou ne pas s’effectuer, en fonction du mélange et de la géométrie considérés. Ces inversions répétées aboutissent à un comportement oscillatoire [87, 88]. La flamme peut donc prendre une forme convexe (“ogive”) ou concave (“tulipe”) avant l’initiation de la détonation.

### Développement des instabilités de combustion et formation du choc pré-curseur

Sur la seconde image de la Fig. 1.11 la flamme (qu’elle ait subi des inversions ou pas) est fortement déformée par les instabilités de combustion et les interactions avec l’écoulement induit par la flamme. La contribution du frottement visqueux au sein de la couche limite aide à l’élévation de température et facilite la propagation de la flamme [89]. Les ondes de pression générées lors des premières phases de propagation ont pu coalescer pour former un choc tel que décrit dans la section 1.2.3. La vitesse moyenne de l’écoulement est plus importante à ce stade qu’après le début de la propagation et continue d’augmenter sous l’effet des ondes de pression successives. La flamme brûle donc dans un écoulement pré-comprimé et pré-chauffé en mouvement. La sensibilité de la vitesse de la flamme laminaire

et du taux d'expansion à la température entraîne une augmentation de la vitesse de la flamme. Une rétroaction positive entre pré-chauffage par choc et accélération de la flamme apparaît alors et provoque une amplification de l'intensité du choc. À terme, ce mécanisme mène à une accélération de la flamme plus importante. Plusieurs chocs peuvent ainsi se former entre le choc précurseur et la flamme (voir la troisième image de la Fig. 1.11), fusionner et constituer un choc suffisamment puissant pour apporter le fluide dans un état nécessaire à la TDD [90].

### **Inversion de la flamme et génération d'un train d'ondes formant une zone de préchauffe**

À ce stade, dans les canaux larges, la turbulence a le temps de se développer et augmente la vitesse de combustion dans la couche limite [91, 92]; ce qui facilite, en plus du frottement visqueux, la combustion de la flamme en proches parois par rapport au centre du canal. La rugosité des parois augmente l'épaisseur de la couche limite et favorise sa transition vers la turbulence. S'il existe des modèles prédisant la position de la transition de la couche limite turbulente, dans le cas d'écoulement homogène incompressible bi-directionnel sur des plaques planes, le problème devient bien plus complexe dans le cas d'un écoulement hétérogène compressible tri-dimensionnel dans un canal. En faisant l'hypothèse que la couche limite turbulente a déjà été formée à un stade avancé de la propagation de la flamme, il est possible d'utiliser les expressions issues de [93] pour obtenir l'épaisseur de la couche limite turbulente. L'épaisseur de la couche limite turbulente dépend principalement de la rugosité du canal et non de la vitesse de l'écoulement. Kuznetsov et al. [94] utilisent cette méthode pour déterminer cette épaisseur, qui semble plutôt se rapprocher d'une longueur caractéristique de la turbulence. Ces chercheurs montrent que cette longueur caractéristique doit être environ d'un ordre de grandeur supérieur à la largeur des cellules de détonation,  $\lambda$ , pour que les conditions nécessaires à la TDD soient remplies. Cette estimation ne concerne, toutefois, que les canaux de section large (de diamètre  $\varnothing > 20\lambda$ ). En effet, dans un canal plus étroit, la couche limite pourrait se développer sur toute la demi hauteur afin de former un écoulement de Poiseuille. Par ailleurs, l'épaisseur de la couche limite au niveau de la flamme dépend de la distance relative entre le choc précurseur, qui met en mouvement le fluide, et la flamme. Dans l'article [90], Liberman et al. présentent un modèle permettant d'estimer l'épaisseur de la couche limite. Ces travaux montrent que pour former un écoulement de Poiseuille dans un mélange stœchiométrique  $H_2-O_2$  à pression atmosphérique, le canal doit faire une largeur inférieure à 1 mm.

Toutefois, la présence d'une couche limite turbulente n'entraîne pas de manière systématique la présence d'un écoulement turbulent au coeur du canal [93]. Les simulations numériques 3-D de Kiverin et al. [95] réalisées avec les équations de Naviers Stokes, qui prennent en compte la viscosité et les effets de compressibilité, présentent le développement d'une couche limite derrière une onde de choc dans des canaux de section carrée et des tubes à section circulaire de 5 et 7.5 mm de diamètre pour un mélange  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 8\text{Ar}$ . Leurs résultats révèlent que considérer la turbulence comme pleinement développée dans cette configuration n'est pas nécessairement la meilleure hypothèse. En effet, l'écoulement est alors dans une phase transitoire. Ainsi, les temps caractéristiques de développement de la turbulence sont plus importants que ceux liés à la TDD [95], et ce, dans des canaux de petites dimensions.

#### Initiation de la détonation entre le front de flamme et le choc

Lorsque la flamme dépasse la vitesse du son dans les gaz brûlés l'initiation de la détonation est imminente. L'action des ondes de choc successives et le pré-chauffage dans la couche limite par frottements permet parfois l'apparition d'un allumage spontané dans la couche limite. Cet allumage spontané est situé derrière le devant de la flamme et préférentiellement dans un coin, comme l'illustrent des simulations numériques avec des canaux de l'ordre du millimètre [96, 97]. La température dans la couche limite est suffisamment importante pour qu'une combustion secondaire se mette en place. Celle-ci s'accompagne de la formation d'un choc oblique. Cependant, cet allumage spontané n'est pas l'origine de l'initiation de la détonation.

En résumé, les effets des ondes de pression générées par l'expansion des gaz brûlés sont primordiaux dans l'accélération de la flamme dans les canaux. Un taux d'expansion  $\sigma$  important produit une accélération de la flamme plus soutenue. Il peut donc être employé comme critère pour le taux d'accélération de la flamme [88]. Dans des canaux avec obstacles, la turbulence est générée par ces derniers et permet d'étirer et de faciliter l'apport de réactifs à la flamme. À l'inverse, dans les canaux sans obstacle, c'est la couche limite qui permet de jouer ce rôle. Dans des canaux lisses de section de l'ordre de quelques millimètres, la couche limite n'a pas le temps de développer la turbulence dans l'écoulement. L'accélération de la flamme due à la couche limite provient dans ce cas de l'élévation de la température qu'elle génère par frottements visqueux. Si les parois sont suffisamment rugueuses ou si la section du canal est de l'ordre de quelques centimètres, la turbulence peut se développer et faciliter l'augmentation de la surface de la flamme pour l'accélérer. Lorsque l'accélération de la flamme est suffisante, les réactifs sont dans un état qui permet l'initiation de la détonation.

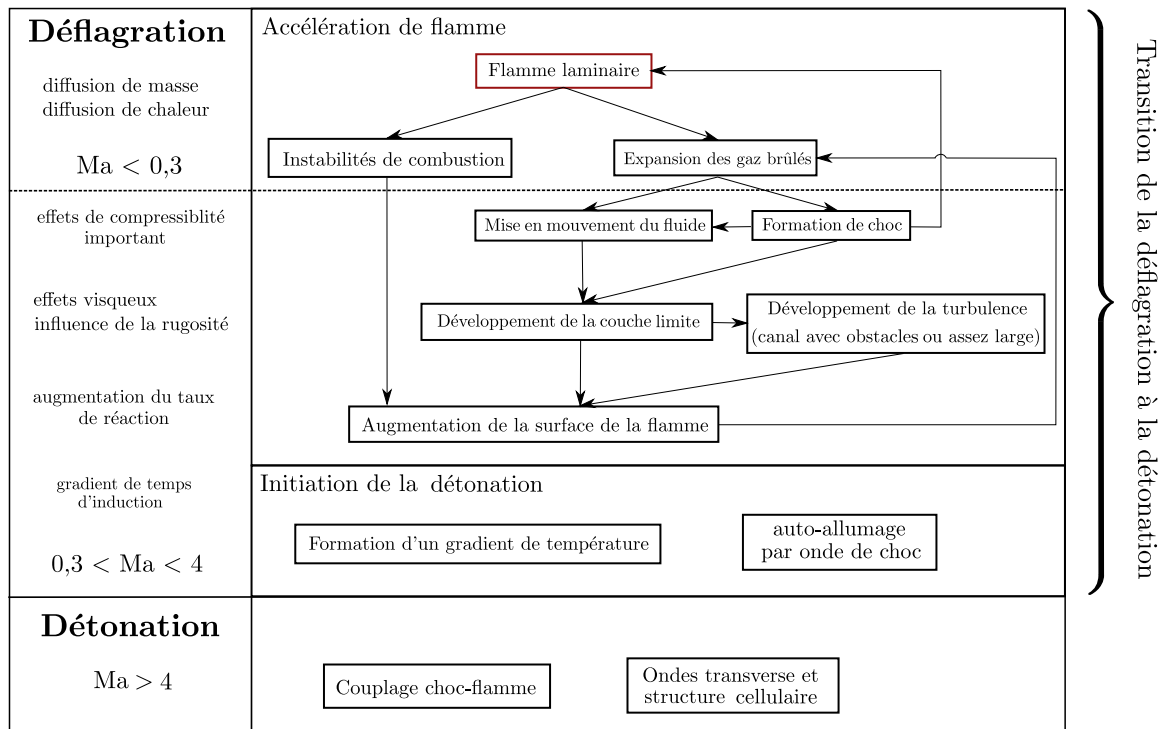


FIGURE 1.12 – Diagramme récapitulatif de la TDD dans un canal.

### 1.4.3 Initiation de la détonation

Le couplage entre la flamme et le choc formant l'onde de détonation s'effectue via l'action d'une explosion localisée. Ce phénomène est observé pour la première fois par Urtiew et al. [98]. Dans les canaux avec obstacles, l'explosion localisée émane des réflexions d'ondes de choc derrière les parois qui focalisent la compression et le chauffage du fluide [77, 99-103]. Dans les canaux sans obstacle, cette explosion localisée peut avoir plusieurs origines [28] : (i) des instabilités au niveau du front de flamme [104] ; (ii) de l'interaction entre la flamme et une onde de choc ou une paroi [105] ; (iii) de l'explosion d'une poche de gaz précédemment éteinte ; (iv) de fluctuations de température et de pression dans la couche limite [80, 92]. Les premiers éléments théoriques et expérimentaux ont été proposés dans les années 1980 [106-110]. Ces auteurs suggèrent que l'initiation de la détonation est due à un gradient du temps d'induction accompagné d'irrégularités de température et de concentration des réactifs. Ces recherches aboutissent à la proposition d'un mécanisme d'initiation nommé SWACER pour *Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release*. Il consiste en un allumage séquentiel, dû au gradient de temps d'induction qui génère une flamme spontanée et produit une onde de choc. Si le dégagement d'énergie permet à la propagation de la flamme de rentrer en phase avec la propagation de l'onde de pression, celle-ci est amplifiée graduellement pour former un choc suffisamment intense et initier la combustion derrière lui, ce qui conduit à l'onde de détonation. Le gradient de température

impliquant le temps d'induction est aussi nommé gradient de Zel'dovich.

Suite à la découverte du mécanisme SWACER, de nombreuses études numériques ont permis de confirmer son implication dans plusieurs configurations de propagation de la flamme. Cependant, au vu des temps caractéristiques impliqués, une chimie détaillée et une résolution complète de la couche limite sont coûteuses en calculs numériques. Il reste donc difficile de prévoir exactement quel scénario de TDD suivra telle ou telle installation spécifique. Pour prédire avec exactitude la TDD, il faut prendre en compte l'ensemble des instabilités en jeu, afin de prévoir l'apparition spontanée d'un gradient de température ou de concentration. Les travaux de Kholkhlov et al. [111] et la revue de littérature de Oran et al. [112] abordent plus en détail les enjeux en termes de simulation numérique.

Par ailleurs, Ciccarelli et al. [28] résument que plusieurs facteurs peuvent être cruciaux pour l'apparition d'une onde spontanée :

- la répartition du délai d'auto allumage dans le mélange pré-comprimé et pré-chauffé (la région sensible à la TDD) permettant un couplage entre chimie et dynamique des gaz pour former une onde ;
- cette onde doit être capable de continuer sa propagation au devant du choc précurseur, dans la région encore à l'état initial [113, 114] ;
- l'onde doit donc s'adapter aux caractéristiques chimiques des réactifs à condition ambiante, plus précisément à la longueur de réaction.

Ce dernier facteur permet d'obtenir la longueur minimale de la zone sensible à la TDD susceptible de déclencher la détonation. C'est grâce à cette longueur minimale qu'il est possible d'évaluer un critère déterminant l'initiation de la détonation. Les études de Dorofeev et al. [114] montrent que la longueur caractéristique de cette zone sensibilisée doit être supérieure à  $7\lambda$ . Les expériences conduites par Kuznetsov et al. [115] tendent à confirmer cet ordre de grandeur. La détermination de la longueur caractéristique reste tout de même à affiner, Dorofeev et al. se basent sur la taille de l'orifice d'injection, dans le cas d'une initiation par jet turbulent, ou sur le volume (fermé) de la chambre, dans le cas de scénario de TDD. Kuznetsov et al. [115] font appel à l'épaisseur de la variation de composition du mélange. Le choix du critère est donc dépendant des mécanismes de propagation en fonction de la configuration considérée.

## 1.5 État de l'art

Sur la base des éléments théoriques introduits dans les sections précédentes, l'objectif de cette section est d'approfondir la revue des connaissances actuelles sur la TDD dans des canaux sans obstacle. Les travaux présentés dans ce manuscrit sont issus de publications parues entre 2008 et 2021. Ce choix permet de dresser une synthèse des recherches les plus récentes publiées après la revue de littérature de Ciccarelli et Dorofeev [28]. Dans un premier temps seront abordés les travaux portant sur la simulation numérique et les efforts de modélisation de la TDD, puis, dans un second temps, les travaux expérimentaux.

### 1.5.1 Simulations numériques et apports théoriques

Dans un canal avec obstacles, la distance jusqu'à la TDD est plus courte, et nécessite, de fait, un domaine de calculs réduit. En conséquence, les canaux avec obstacles sont plus contraignants sur le plan de la sécurité industrielle. De par ces enjeux appliqués, ces canaux font l'objet de nombreuses recherches. Ainsi, les études numériques tri-dimensionnelles sont désormais courantes dans les canaux avec obstacles [116, 117], parfois au détriment des recherches portant sur des canaux sans obstacle. Mieux appréhender la TDD dans des canaux sans obstacle, problématique centrale du présent travail de thèse, est néanmoins déterminant sur un plan fondamental, afin de comprendre les mécanismes d'accélération de flammes dans un environnement contrôlé, sans la présence d'obstacle.

Les études numériques avec canaux sans obstacle examinent la TDD dans des canaux de l'ordre de quelques millimètres carrés. Cette échelle de longueur permet de préserver un domaine de calculs réduit, tout en captant l'accélération de la flamme ainsi que l'initiation de la détonation. Les résultats principaux des études numériques conduites dans ces conditions sont présentés ci-dessous par auteur.

Ivanov et al. [118] ont tout d'abord examiné des canaux 2-D, fermés des deux côtés, d'une épaisseur de 5 et 10 mm, remplis d'un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$ . Leurs résultats montrent que le mécanisme impliqué dans la TDD est la formation d'une région à très haute pression juste devant la flamme. Celle-ci favorise la propagation de la flamme à la vitesse locale du son. Par la suite, ces chercheurs analysent un canal fermé du côté de l'allumage et ouvert de l'autre côté et testent l'influence de la hauteur du canal  $D$  pour des dimensions de 0,5 mm, 0,8 mm, 1 mm, 2 mm, 3 mm, 5 mm et 10 mm [119]. Avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  initialement à pression et à température ambiantes, ils distinguent une dynamique d'accélération différente entre les canaux d'une hauteur

supérieure et inférieure à 1 mm. La première phase d'accélération exponentielle laisse place à une phase de décélération pour les canaux les plus larges qui n'existe pas dans les canaux les plus petits. Grâce aux invariants de Riemann (voir annexe A), ces chercheurs prédisent la distance entre le choc et la flamme ( $\sim 5D$ ) et ainsi l'épaisseur de la couche limite laminaire. Leurs résultats mettent en lumière que l'écoulement de Poiseuil n'est pas atteint pour les canaux avec  $\varnothing > 1$  mm avant la TDD, contrairement aux canaux avec  $\varnothing < 1$  mm. La décélération de la flamme observée après la phase initiale d'accélération exponentielle est donc due au couplage entre l'écoulement et la flamme. À terme, ce couplage tend à agrandir la surface de la flamme mais aussi à provoquer son inversion (flamme "tulipe"), diminuant temporairement la surface de la flamme. Leurs travaux remettent en cause le gradient de Zel'dovich dans l'initiation de la détonation. Pour rappel, la théorie de l'initiation de la détonation de Zel'dovich s'appuie sur la formation du gradient de temps d'induction et le modèle chimique d'Arrhenius à une étape. Or, Ivanov et ses collaborateurs comparent le modèle d'Arrhenius avec un modèle impliquant une chimie détaillée. Leurs résultats démontrent que la longueur du gradient de température nécessaire à l'initiation de la détonation est de un à deux ordres de grandeur supérieur au cas avec chimie à une étape. La taille d'un point chaud est donc trop petite pour que le gradient de température déclenche une initiation directe. Leur hypothèse est que la cause de l'initiation de la détonation repose sur l'augmentation exponentielle d'une impulsion de pression au devant de la flamme. Ces postulats ne font cependant pas consensus dans le domaine. En effet, des recherches plus détaillées réalisées par la suite [120, 121] montrent que le gradient de Zel'dovich est malgré tout responsable de l'initiation de la détonation. Cependant, la seule formation d'un point chaud n'est pas suffisante et doit être accompagnée d'une élévation de pression importante (proche de l'état de von Neumann).

Kiverin et al. [122] ont conduit de nombreuses simulations d'accélération de la flamme avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$ , dans des canaux avec et sans obstacle. Le canal sans obstacle est d'une largeur de 5 mm pour 1 m de long, fermé du côté de l'allumage et ouvert de l'autre côté. Dans ces conditions, les chercheurs examinent la structure et la stabilité des flammes "choquées". Pour ce faire, ils décomposent l'accélération de la flamme suivant trois étapes :

- (i) accélération de la flamme jusqu'à la vitesse du son dans les gaz frais. À partir de cette étape, les perturbations de pression sont choquées ;
- (ii) accélération supplémentaire jusqu'à atteindre la vitesse du son dans les gaz brûlés. À ce stade, l'influence de la compression sur la cinétique chimique pilote l'accélération de la flamme ;
- (iii) initiation potentielle de la détonation.

Lors de la seconde phase, si l'augmentation de pression modifie la cinétique chimique de telle sorte que le taux de combustion augmente, il y a une transition vers la détonation. Si, au contraire, elle entraîne une diminution du taux de combustion, un régime de flamme supersonique quasi-stationnaire apparaît. Les auteurs poursuivent l'analyse de manière plus générale dans un volume fermé [123]. Ils en concluent que le régime "choqué" transite vers la détonation lorsque l'augmentation du taux de réaction, due à la compression, devient plus intense que l'augmentation de la vitesse du son dans les gaz brûlés. Leurs recherches ont abouti à l'élaboration d'un critère basé sur les flammes "choquées" [124, 125].

Valiev et al. [126] ont également conduit des simulations numériques 2-D dans des canaux fermés au niveau de l'allumage et ouvert de l'autre côté. Les conditions initiales sont à pression et à température ambiantes et le combustible employé présente des propriétés analogues au méthane et au propane. En faisant varier la largeur du canal entre 0,6 mm et 2 mm, ils modifient la valeur du nombre de Reynolds. Grâce à un nombre de Lewis unitaire, ces chercheurs évitent le développement d'instabilités thermos-diffusives. Les auteurs observent plusieurs phases d'accélération : (i) exponentielle ; (ii) augmentation linéaire de la vitesse ; (iii) saturation à une vitesse de déflagration associée avec la vitesse de déflagration CJ [127]. Du fait des faibles nombres de Reynolds impliqués (6,67, 10 et 13,3), la couche limite n'a pas le temps de développer un écoulement de Poiseuille malgré l'étroitesse du canal. Le mode de propagation quasi-stationnaire fait l'objet d'une étude plus approfondie [128]. Afin d'analyser l'effet de la résistance hydraulique générant des pertes thermiques et visqueuses dues aux parois, ils mettent en avant les travaux de Brailovsky et al. [129-131]. Les résultats démontrent que le chauffage des réactifs par frottements visqueux devient important après une première phase de propagation.

Kagan et al. [132] modélisent la transition de flammes lentes pilotés par les effets diffusifs, à une flamme rapide, accélérée par la compression des réactifs. Ces chercheurs montrent alors que l'étude asymptotique d'un modèle réduit capture correctement l'emballement thermique provoqué par la rétroaction entre accélération de flammes et pré-chauffage par compression et frottements. Le modèle réduit employé n'est valide que pour une combustion subsonique mais peut être adapté pour les cas supersoniques. Ces chercheurs poursuivent leurs analyses dans [133]. Les auteurs réalisent une étude paramétrique numérique basée sur le modèle développé par Deshaies et Joulain [11] qui prend en compte le degré d'étirement de la flamme. La variation des paramètres testés, la pression et la température adimensionnées ainsi que le degré d'étirement permet d'observer la TDD. Les chercheurs montrent alors l'importance de l'accélération de la flamme due à l'étirement de sa surface et/ou la proximité du point d'auto-inflammation dans le processus de TDD.

Akkerman et al. [134] explorent l'impact de la TDD dans des canaux d'une largeur de l'ordre de 0,25-1,5 mm. Les auteurs concluent que lors de la dernière phase d'accélération, si le temps de réaction est suffisamment court derrière le choc, une initiation de la détonation se produit. Au contraire, si la longueur d'induction est supérieure à la distance flamme-choc, la flamme se propage comme une déflagration CJ. Les travaux réalisés sur les canaux millimétriques et les canaux avec obstacles sont résumés dans l'article [135]. Plus récemment, Alkhabbaz et al. [136] mettent à l'épreuve l'hypothèse du nombre de Lewis unitaire lors des premières phases d'accélération. Dans les cas de  $Le > 1$ , une distorsion et une inversion de la flamme différentes provoquent une accélération de la flamme plus importante. De plus, dans les cas avec  $Le > 1$ , une augmentation du nombre de Reynolds entraîne une accélération de la flamme, alors qu'il la modère pour un nombre de Lewis très faible. Cela ne concerne, en revanche, que la première phase d'accélération de la flamme.

Dziemińska et al. [96] se focalisent sur l'interaction entre les chocs et la couche limite dans l'initiation de la détonation. Les auteurs montrent, dans un canal de 2 mm de large, que l'auto-allumage généré dans la couche limite formée par un choc précurseur est initié par l'interaction avec l'onde de choc suivante.

Fukuda et al. [137] poursuivent cette piste en étudiant l'influence des conditions limites imposées aux parois (adiabatiques ou isothermiques). À l'aide d'un canal de 2 mm de large, ils comparent la prise en compte de la présence ou de l'absence de turbulence dans leurs calculs. Les auteurs remarquent que le scénario d'auto-allumage dans la couche limite est lié à la condition d'adiabaticité sur les parois. Avec une paroi isotherme, la flamme se propage essentiellement au centre du canal et l'initiation de la détonation est provoquée par l'interaction de la flamme avec un choc courbé. En revanche, l'inclusion de la turbulence provoque bien une initiation de la détonation dans la couche limite, et ce, même avec des parois isothermes.

Machida et al. [138] réalisent une simulation 3-D de la TDD pour un mélange stœchiométrique dans un canal d'une section de 1 mm<sup>2</sup>. Lorsqu'une condition adiabatique est imposée aux parois, leurs résultats reproduisent qualitativement les observations de Urtiew et al. [98]. Une flamme plissée en forme d'ogive se propage avec sa pointe localisée dans le centre du canal. L'initiation de la détonation s'effectue alors derrière la pointe de la flamme et le choc. La simulation 3-D permet alors de localiser l'explosion couplant la flamme et le choc dans un coin du canal.

Melguizo-Gavilanes et al. [139] effectuent une simulation 3-D dans un canal de 100 mm<sup>2</sup>. En faisant l'hypothèse que la flamme se propage symétriquement, la taille du domaine est réduite à un quart du canal. Les auteurs observent l'inversion de la flamme, qui persiste jusqu'à la transition de la détonation. Les conditions aux parois sont adiabatiques, comme dans [138], mais la différence de taille de section permet d'observer une dynamique différente de la flamme.

Han et al. [140] corroborent les travaux précédents avec une simulation numérique 2-D dans des canaux d'une largeur de 0,22 mm et 12 mm. Dans le plus petit canal, les auteurs observent une initiation directe, provoquée par un choc courbé, puis un déficit de vitesse de la détonation à cause de la viscosité du fluide. Dans le plus grand canal, le mode de transition est différent. Lors des premières phases de propagation de la flamme, les instabilités prévalent sur l'effet de la viscosité pour promouvoir l'accélération de la flamme. Le rôle de la viscosité est important dans l'initiation de la détonation, comparativement à son impact dans le canal le plus petit. En effet, l'initiation de la détonation ne s'effectue pas par initiation directe, mais en proches parois, sous l'effet de points chauds choqués.

Wang et al. [141] étudient l'impact de la largeur du canal (de 5 mm à 20 mm) sur la propagation d'une flamme d'éthylène grâce à des simulations 2-D LES modélisant la turbulence. Ils observent une distance jusqu'à la détonation décroissante à mesure que la largeur du canal se réduit. Zhao et al. [142] s'appuient sur le même modèle pour comparer la propagation de la flamme de méthane de manière expérimentale et numérique, dans un canal fermé de largeur de 20 mm. Dans ces conditions, l'écoulement de Poiseuille n'est pas atteint et l'écoulement reste laminaire. L'originalité de leurs travaux repose sur le travail de modélisation qui, malgré un maillage large, reproduit bien la structure de la flamme avant et pendant la transition.

Huang et al. [143] étudient l'impact des pertes thermiques et visqueuses aux parois via des simulations 2-D dans des canaux d'une largeur inférieure au millimètre. Ces pertes apparaissent plus importantes dans les canaux de petites dimensions. En outre, les pertes de chaleur dans la couche limite provoquent un gradient de pression adverse qui entraîne une propagation de la flamme oscillatoire. Les travaux en simulation numérique permettent d'isoler les mécanismes au centre dans l'accélération de la flamme et l'initiation de la détonation : la compression des chocs formés, le développement de la couche limite et leur influence sur les réactions chimiques. Néanmoins, ces études sont effectuées en 2-D et ne tiennent pas compte des scénarios réels de la TDD. Les études expérimentales sont donc nécessaires pour vérifier la validité de ces calculs simplifiés.

## 1.5.2 Études expérimentales

Le lecteur trouvera dans la Tab. 1.1 une synthèse des études expérimentales menées sur l'accélération et/ou la TDD dans des canaux sans obstacle.

Xiao et al. [144-146] étudient l'influence de la condition limite appliquée à la sortie du canal et contrôlée par le degré d'ouverture. La configuration partiellement ouverte permet d'observer par strioscopie l'accélération de la flamme d' $\text{H}_2$ -Air. Le degré d'ouverture montre une dynamique de flammes variée associée à différents modes d'inversion et de distorsion de cette dernière. Ce degré d'ouverture provoque des variations d'amplitude des oscillations de position de la flamme. En combinant études expérimentales et simulations numériques [147], ces chercheurs concluent que les ondes de pression et la génération de vortex dans l'écoulement sont impliquées dans la formation des flammes "tulipes" et leur distorsion. L'article [148] présente plus en détail les premières phases de propagation de la flamme dans cette configuration.

Yu et al. [149] observent les premières phases de propagation de la flamme. Les auteurs testent cinq mélanges stoechiométriques d' $\text{H}_2$ - $\text{CH}_4$ -Air en faisant varier la proportion d' $\text{H}_2$ . Grâce à plusieurs canaux, ces chercheurs observent également l'effet de la dimension du canal sur l'inversion de la flamme. La flamme "tulipe" n'est pas présente dans les canaux les plus larges, ceux dont la longueur est trop courte, ou si la proportion d' $\text{H}_2$  est trop importante.

Wu et al. [150] comparent l'accélération d'une flamme d'éthylène ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) et d' $\text{O}_2$  et sa TDD dans des tubes de 0,5 mm, 1 mm et 2 mm de diamètre. La vitesse de la flamme augmente plus rapidement dans les tubes de 1 mm que dans ceux de 2 mm. Cette évolution est proportionnelle au ratio entre la distance depuis l'allumage et le diamètre du tube. Dans le tube de 0,5 mm, la détonation n'est pas systématique. Par ailleurs, les auteurs observent des cas d'initiation de la détonation suivis d'une extinction de la flamme ainsi qu'une propagation de la flamme à vitesse supersonique quasi-stationnaire inférieure à la vitesse de détonation CJ. Par la suite, Wu et al. [151] examinent l'impact d'un tube de 3 mm de diamètre et s'écarte de la stoechiométrie pour étendre le domaine d'expérience. Les auteurs dressent alors une cartographie des modes de propagation observés en fonction du diamètre du tube et du rapport d'équivalence du mélange. À mesure que le diamètre du tube diminue, le domaine pour lequel la TDD est possible se restreint. Dans le cas du tube de 0,5 mm, lorsqu'une TDD se produit, un déficit d'environ 5% de la vitesse de détonation CJ est rapporté.

Chan et al. [152] testent aussi la propagation de flammes  $C_2H_4-O_2$  dans un canal de  $1\text{ mm}^2$ . Les auteurs décomposent l'accélération de la flamme en quatre étapes : (i) Première phase d'accélération suivie par la formation d'un choc précurseur, (ii) évolution quasi-stationnaire avec augmentation de la distance entre le choc et la flamme, permettant à la couche limite de se développer, (iii) seconde phase d'accélération déclenchée par l'étirement de la flamme, lui-même causé par la couche limite, (iv) troisième phase d'accélération avec la formation d'un choc au devant de la flamme qui se développe en une série d'ondes de chocs obliques. La fin de la dernière phase d'accélération aboutit à l'initiation de la détonation. Le développement des ondes de choc obliques est analysé plus en détails par Ssu et al. [153]. L'angle formé par ces chocs dépend à la fois du rapport d'équivalence du mélange et de la dimension du canal. La flamme se propage à environ 45-50 % de la vitesse de détonation CJ lors de l'apparition de ce groupe de chocs obliques. Les auteurs mettent en évidence une corrélation entre l'angle de ces chocs et la distance jusqu'à la transition.

Wang et al. [154] se servent d'un canal fermé de  $400\text{ mm}^2$  pour examiner, par observation directe, l'influence de la proportion d' $H_2$  et de la pression sur la TDD. Les auteurs constatent un nombre d'oscillations de flammes accru, à mesure que la proportion d' $H_2$  diminue, une augmentation de la vitesse de la flamme ainsi qu'une diminution de la distance jusqu'à la TDD lorsque la pression augmente. Ils confirment également que la limite d'explosivité d'un mélange  $H_2-O_2$  se localise entre 10% et 90% de fraction volumétrique d' $H_2$  pour une pression entre 8 kPa et 60 kPa.

Blanchard et al. [155] recherchent, dans un canal fermé, la distance minimale jusqu'à la TDD en fonction de la position de l'allumage. Leurs résultats montrent que la position de l'allumage influence la réflexion des ondes acoustiques (ou de choc) sur les extrémités. La distance jusqu'à la TDD est ainsi divisée par un facteur deux si l'allumage n'est pas situé à une extrémité, ou trop loin du milieu du canal.

Proust [156] compile ses propres expériences d'accélération de flammes dans des tubes larges ( $\varnothing 100\text{-}250\text{ mm}$ ) avec celles conduites par Kerampran et al. [157, 158] dans des tubes de petites dimensions ( $\varnothing 22\text{-}40\text{ mm}$ ). Alors que l'accélération de la flamme et sa distance jusqu'à la TDD varient en fonction du diamètre des tubes, c'est l'influence du mélange qui est la plus prononcée. Proust conclut alors, en accord avec les observations de Kerampran, que la turbulence ne joue qu'un rôle mineur dans ces configurations.

Thomas et al. [159] aborde le risque de TDD dans des tubes linéaires et courbés afin d'être plus représentatifs des conduites industrielles. La courbure du tube est ainsi primordiale lors des premières phases d'accélération, mais son influence décroît à mesure

que la flamme accélère. Les tests conduits avec un mélange  $C_2H_4$ -Air ne montrent pas de sensibilité à la variation du diamètre du tube, contrairement aux flammes d' $H_2$ -Air qui démontrent que ce dernier mélange est potentiellement plus sensible à la turbulence. Les auteurs recommandent alors d'apporter une attention particulière aux conditions d'allumage du mélange ainsi qu'à la longueur des tubes/canaux étudiés. En outre, ces derniers pointent les limites de n'établir qu'un seul et unique critère pour estimer les risques liés à la TDD ; car celle-ci est grandement dépendante de la géométrie, des conditions initiales et de la configuration.

Maeda et al. [160] présentent une étude comparant la rugosité des parois dans un canal de petites dimensions (12 mm  $\times$  10 mm). Dans le cas d'une paroi rugueuse avec une moyenne arithmétique de 100  $\mu$ m, l'accélération de la flamme est plus prononcée. Un second front de flamme se forme sur les parois rugueuses et aboutit à une flamme inversée en forme d'entonnoir.

Aizawa et al. [161] conduisent des études de propagation de flammes pré-mélangées ou non dans des tubes de différents diamètres. Ces chercheurs contrôlent le débit de réactifs afin de faire varier le nombre de Reynolds de l'écoulement et de mesurer son influence sur la distance jusqu'à la TDD. Leurs résultats soulèvent que la gamme de rapports d'équivalences favorisant une transition diminue à mesure que le diamètre du tube se réduit. Ces résultats sont en cohérence avec les observations de [151]. Les distances jusqu'à la TDD sont similaires à la stoechiométrie entre les cas pré-mélangés et non pré-mélangés. En revanche, cette observation n'est plus valide lorsque l'on s'écarte de la stoechiométrie. Enfin, les auteurs pointent que pour une valeur de Reynolds faible ( $Re < 1800$ ), aucune influence de la distance jusqu'à la TDD n'est visible. Si  $Re$  devient plus important ( $Re = 8800$ ), la distance jusqu'à la TDD diminue de 10 %. L'augmentation de la couche limite turbulente permettrait ainsi de réduire la distance jusqu'à la TDD, et ce, en accord avec l'analyse de [94].

Kuznetsov et al. [94] analysent l'influence de la pression sur la TDD d'une flamme d' $H_2$ - $O_2$ . Les conclusions de cette étude ont déjà été mentionnées dans la section 1.4. Pour rappel, les auteurs proposent un critère reliant l'épaisseur de la couche limite turbulente et la taille des cellules pour évaluer le risque de TDD. Par la suite, ces chercheurs mènent des expérimentations dans des canaux de section carrée plus petits (50 mm  $\times$  50 mm) et de rugosités différentes [162]. Dans un canal de cette dimension, les auteurs observent par striescopie la formation d'une couche limite turbulente, et ce, même dans le canal lisse. Kuznetsov et ses collaborateurs analysent la longueur de la zone de préchauffe entre le choc et la flamme ainsi que la température de cette zone, obtenue grâce à la vitesse du choc. La compilation des résultats avec des mélanges  $H_2$ - $O_2$  et  $C_2H_4$  et de ceux obtenus par

Urtiew et Oppenheim [98], permet d'établir un critère indépendant de la taille des cellules pour anticiper la TDD. Cependant, la température calculée dans la zone de préchauffe ne permet pas d'atteindre un temps d'induction suffisamment bas pour provoquer un auto-allumage. Ces résultats sont en accord avec les mesures effectuées par Meyer et al. [163]. Kuznetsov et al. concluent alors que la zone de préchauffe provoque une restructuration de la flamme puis la formation d'un gradient de température permettant la formation d'une onde spontanée. La longueur de cette zone de préchauffe favorise la propagation de cette onde. Si la zone de préchauffe est plus courte, sa température doit être plus élevée pour permettre la TDD. Liberman et al. [164] comparent ces résultats expérimentaux avec ceux issus de simulations numériques dans un canal plus étroit. Ces chercheurs ajoutent que la TDD se déclenche via un pic de pression directement généré au devant de la flamme par la formation d'un choc dans cette zone de préchauffe.

Yanez et al. [165] sont les seuls chercheurs à avoir publié des résultats de propagation de flammes d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  et de sa TDD dans un canal de  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 1000\text{ mm}$ , fermé à l'allumage et ouvert du côté opposé. Ces chercheurs analysent une structure de flammes particulière mais ne fournissent qu'un ensemble restreint de données sur la propagation de flammes, comparativement aux études citées précédemment. Leur analyse est plus amplement détaillée dans le chapitre 4.

Baranyshyn et al. [166] ajustent la position de la TDD avec la pression initiale afin d'examiner l'interaction flamme-choc et l'extension de la flamme. L'initiation de la détonation s'effectue principalement entre la flamme et le choc et parfois derrière le devant de la flamme. À partir des données collectées, les auteurs concluent qu'au regard des conditions post-choc, l'écoulement doit atteindre 100-200 K supplémentaires pour correspondre au temps d'induction nécessaire à l'initiation de la TDD. Les ondes de choc transverses, qui ne sont pas prises en compte dans le calcul, pourraient suffire à augmenter la température de 100-200 K et à réduire le temps d'induction à une valeur permettant la TDD.

Krivosheyev et al. [167] visualisent la propagation d'une flamme d'acétylène ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) à l'aide de deux caméras positionnées avec un angle de 90. Il s'agit, à notre connaissance, de la première visualisation directe simultanée de propagation d'une flamme dans un tube sans obstacle. Si les auteurs ne sont pas en mesure de visualiser les chocs avec cette méthode, elle leur permet néanmoins de révéler la structure tri-dimensionnelle de la flamme et de confirmer que l'initiation de la détonation s'effectue principalement sur la paroi (86 % des cas). La flamme apparaît très étirée, avec une forme de "cornet", suivie d'une "queue de comète". Cette structure laisse ensuite place à une variété de modes d'initiation : (i) allumage spontané de deux flammes et initiation de la détonation entre ces deux nouvelles flammes secondaires, (ii) initiation entre une flamme secondaire et la flamme principale,

(iii) initiation au devant d'une flamme secondaire, (iv) initiation au devant de la flamme principale (avec l'absence de flamme secondaire).

Articles source	Mélanges	Dimensions (cm)	Conditions initiales (kPa)	Configuration
Xiao et al. [144-146]	H <sub>2</sub> -Air	8,2 × 8,2 × 530	$p = 100$	F-O ventilé
Yu et al. [149]	H <sub>2</sub> -CH <sub>4</sub> -Air	5 × 5 × 25 jusqu'à 15 × 15 × 100	$p = 100$	F-O ventilé
Wu et al. [150, 151]	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> -O <sub>2</sub>	$L = 61$ ; ∅0,05/0,1/0,2/0,3	$p = 100$	O-O
Chan et al. [152]	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> -O <sub>2</sub>	0,1 × 0,1 × 93	$p = 100$	F-F
Ssu et al. [153]	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> -O <sub>2</sub>	0,06 × 0,06 × 75 jusqu'à 0,12 × 0,12 × 75	$p = 100$	F-F
Wang et al. [154]	H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub>	2 × 2 × 150	$p = 5-35$	F-F
Blanchard et al. [155]	H <sub>2</sub> -Air	$L = 1800$ ; ∅15,9	$p = 100$	F-F
Proust et al. [156]	C <sub>n</sub> H <sub>m</sub> /H <sub>2</sub> -Air	$L = 2600$ ; ∅10/25	$p = 100$	F-O
Thomas et al. [159]	C <sub>n</sub> H <sub>m</sub> /H <sub>2</sub> -Air	$L = 600 - 3000$ ; ∅5/15/30	$p = 100-140$	F-F courbé/linéaire
Maeda et al. [160]	H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub>	1,2 × 1 × 48,6	$p = 60-100$	F-F
Aizawa et al. [161]	H <sub>2</sub> -Air	$L = 500$ ; ∅2,5/5/10	$p = 100$	F-O
Kuznetsov et al. [94]	H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub>	$L = 2500$ ; ∅10,5	$p = 20-800$	F-F
Kuznetsov et al. [162, 168]	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> /H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub>	5 × 5 × 340/606,5	$p = 20-75$	F-F
Yanez et al. [165]	H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub>	0,5 × 0,5 × 100 et 1 × 1 × 100	$p = 100$	F-O
Baranyshyn et al. [166]	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> -Ar/N <sub>2</sub>	$L = 664$ ; ∅4	$p = 13,6-50$	F-F
Krivosheyev et al. [167]	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> -Ar/N <sub>2</sub>	$L = 600$ ; ∅6/9	$p = 16-17,5$	F-F

TABLE 1.1 – Paramètres des études expérimentales d'accélération de flammes et de l'initiation de la détonation dans des canaux sans obstacle. Dimensions au format largeur (l) × hauteur (h) × longueur (L), ou longueur et diamètre ∅. F-O fermé du côté de l'allumage - ouvert à la sortie ; F-F fermé des deux côtés. Ces études sont effectuées à température ambiante.

Les études expérimentales de propagation de la flamme dans des canaux sans obstacle abordent une grande variété de dimensions, de configurations et de mélanges. Plusieurs enjeux primordiaux dans le phénomène de TDD restent encore à élucider. Notamment, quelle longueur caractéristique utiliser pour déterminer le nombre de Reynolds de la flamme (hauteur, diamètre, épaisseur de la flamme,...) ? À partir de quel nombre de Reynolds et de quelle distance choc-flamme peut-on considérer la couche limite comme turbulente ? Quels sont les mécanismes principaux responsables de l'élévation de température entre la flamme et le choc ? L'élévation de température est-elle principalement due à la pré-compression par le choc précurseur, le frottement visqueux dans la couche limite, les réflexions des chocs transverses ? Le gradient de Zel'dovich est-il toujours à l'origine de l'initiation de la TDD ? S'agit-il d'allumages directs derrière un choc suffisamment puissant ?

Afin de contribuer à l'élaboration des réponses à ces questions et de comprendre les aspects fondamentaux de la TDD, les études expérimentales dans un canal sans obstacle sont encore nécessaires.

## 1.6 Objectifs de la thèse

Les recherches présentées dans la partie théorique montrent que la TDD est un sujet riche et fascinant. Étudier la TDD implique des domaines variés, de la chimie à la mécanique des fluides en passant par la thermodynamique. Sur le plan appliqué, les recherches sur la TDD sont aussi fortement en lien avec la prévention de risques industriels. Toutefois, le passage de la déflagration à la détonation n'est pas encore complètement élucidé. D'un point de vue théorique, nous sommes capables de comprendre les grandeurs et mécanismes qui entrent en jeu. En outre, les travaux de recherche numériques parviennent à reproduire qualitativement ce phénomène, ce qui permet de mieux comprendre les mécanismes physiques impliqués. En revanche, le manque de données quantitatives sur la propagation de flammes d'hydrogène et leur transition vers la détonation dans des canaux d'une dimension de l'ordre du centimètre, motive la poursuite d'études expérimentales. Par ailleurs, compléter l'état de l'art en testant des domaines d'expérience peu explorés est certes nécessaire, mais étendre la capacité des diagnostics actuels pour révéler une nouvelle facette de la TDD l'est encore plus. En l'occurrence, si les diagnostics par strioscopie sont éprouvés, le fait qu'ils ne fournissent qu'une information intégrée sur toute la largeur du canal rend l'analyse de la structure de la flamme complexe.

L'objectif principal de ce travail de thèse est le suivant :

***Caractériser la structure tri-dimensionnelle de l'accélération de la flamme d'hydrogène dès l'allumage jusqu'à la transition à la détonation.***

Cet objectif principal se décompose en plusieurs objectifs sous-jacents :

- *Concevoir une chambre de combustion entièrement accessible optiquement*
- *Assembler un système optique permettant de réaliser une strioscopie simultanée depuis deux directions orthogonales*
- *Démontrer la faisabilité de ce type de diagnostic*
- *Fournir des données quantitatives d'un nouveau type : localisation de la détonation sur la section transversale, surface de la flamme, distribution empirique de la distance jusqu'à l'initiation de la détonation, etc.*

Pour réaliser ces objectifs, nous avons donc conçu une chambre de combustion optiquement accessible sur toute la longueur et depuis toutes ses faces. Une structure adaptée a ensuite été réalisée, permettant d'y installer tous les éléments nécessaires aux diagnostics. Les différentes phases de conception et de réalisation sont résumées sur le diagramme de la Fig. 1.13. Ce diagramme a été élaboré en s'inspirant de la méthode dite Concept-Connaissance [169, 170]. La réalisation de ce banc expérimental est le résultat de plusieurs itérations d'essais et d'erreurs qui ont permis de produire des connaissances sur ce sujet complexe. Ce diagramme illustre les allers et retours effectués entre conception de la chambre et production de connaissances scientifiques. Il donne alors une vision globale du travail réalisé pour ce manuscrit de thèse.

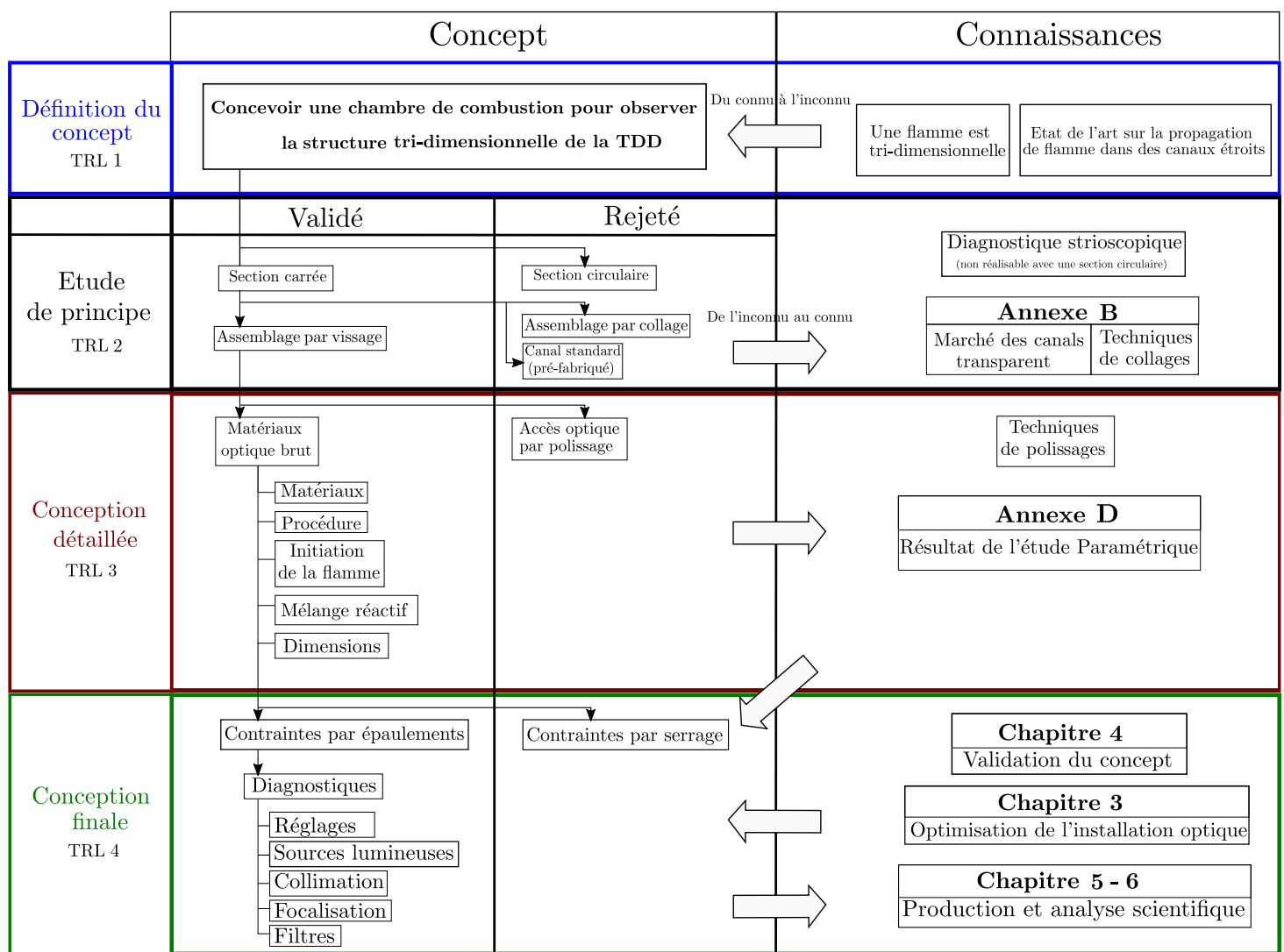


FIGURE 1.13 – Diagramme des phases de conception et de validation de l'installation. TRL : *Technology Readiness Level*.

## 1.7 Récapitulatif des études réalisées

Cette thèse est composée de plusieurs études majeures qui nous ont permis d'aboutir à la réalisation et l'exploitation du banc expérimental. La table 1.2 récapitule les différentes campagnes expérimentales par ordre d'apparition dans le manuscrit. L'annexe B et le chapitre 2 présentent les détails de chaque chambre de combustion utilisée pour ces différentes études et le chapitre 3 les éléments optiques permettant la visualisation simultanée depuis deux directions, ainsi que leur optimisation. Les résultats de ces études sont présentés dans les chapitres référencés dans la table 1.2.

Étude	Objectifs	Chapitre	Publication
Optimisation Optique	Améliorer la qualité optique des visualisations par strioscopie	3	N/A
Comparative 1DV - 2DV	Démontrer la faisabilité de la visualisation simultanée et la comparer avec un canal similaire classique	4	<i>J Loss Prev Process Ind.</i> [171]
Caractériser les étapes de l'accélération	Observer la structure tri-dimensionnelle de la flamme de l'allumage jusqu'à la TDD pour un mélange stœchiométrique H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> avec différentes dilutions d'azote	5 - 6	Accepté et présenté à l'ICHS <sup>1</sup> 2021
Modèle scalaire de la TDD	Reproduire qualitativement le processus de TDD à partir d'un modèle scalaire 1-D avec prise en compte des pertes	6	<i>Proc Combust Inst.</i> [172]
Preliminaire	Valider le protocole et les choix techniques	annexe D	<i>Shock Waves</i> [173]

TABLE 1.2 – Récapitulatif des études réalisées lors de cette thèse.

---

1. 9<sup>th</sup> International Conference on Hydrogen Safety, Edinburgh, Scotland (virtual), 21-24 september 2021

# Conception des chambres de combustion

---

Les études expérimentales de la TDD dans les canaux étroits ( $\leq 10$  mm) sont nouvelles au laboratoire Pprime ; aucun dispositif n'existait au début de la thèse. Un travail long et incrémental a été nécessaire pour concevoir et réaliser plusieurs chambres de combustion. Ce chapitre présente les différents dispositifs qui ont permis d'obtenir les résultats scientifiques exposés dans la suite du manuscrit.

## 2.1 Analyse fonctionnelle<sup>2</sup>

Pour réaliser une visualisation simultanée de la propagation de la flamme depuis deux directions orthogonales, le banc d'essai doit remplir certaines fonctions. La conception doit prendre en compte plusieurs critères et contraintes.

**Fonction principale :** Réaliser un diagnostic strioscopique simultané depuis deux directions orthogonales d'une propagation de flammes sur toute la longueur d'un canal.

**Contraintes à prendre en compte :**

- Avoir les quatre faces accessibles optiquement de l'allumage à la sortie, sur toute la hauteur.
- Respecter les conditions initiales souhaitées : canal fermé du côté de l'allumage et ouvert de l'autre.
- Permettre un remplissage à condition ambiante du gaz désiré.

---

2. L'analyse fonctionnelle consiste à caractériser les fonctions nécessaires pour qu'un produit satisfasse les besoins de l'utilisateur [174].

- Être capable d’initier une combustion à distance du côté fermé dans un contexte sûr.
- Contenir la flamme tout au long de sa propagation, surtout en cas de transition vers la détonation.
- Résister aux essais successifs pour ne pas endommager le matériel d’expérimentation.
- Faciliter le remplacement des hublots.

**Fonctions complémentaires pouvant être également retenues :**

- Assurer les dimensions voulues pour l’étude (section carrée de  $\sim 100 \text{ mm}^2$ ).
- Pouvoir remplacer les fenêtres optiques si celles-ci sont endommagées.
- Permettre la mise en place d’autres types de diagnostics optiques en simultanément depuis deux directions.
- Changer la section d’étude sans avoir à modifier les réglages optiques.
- Être capable de reconstruire l’historique de la flamme même en dehors du champ de visualisation.

Diverses versions de chambres ont été testées et n’ont pas donné satisfaction. Cependant, les échecs sont toujours nécessaires pour apprendre et améliorer l’existant. Le lecteur trouvera donc le détails des pistes qui n’ont pas abouti dans l’annexe B.

D’autre part, toute expérience réalisée dans un cadre scientifique se doit de s’affranchir d’un maximum d’effets indésirables pouvant perturber le sujet de l’étude. Un prototype de chambre de combustion a été conçue dans le but de tester la sensibilité de la propagation de la flamme à plusieurs paramètres liés à l’installation. Cette étape était primordiale pour réaliser une chambre de combustion viable afin de remplir l’objectif fixé dans cette thèse. Pour des raisons de clarté, seules les chambres de combustion permettant de répondre aux contraintes posées sont présentées dans cette section du manuscrit. Le lecteur trouvera dans l’annexe D une traduction en français de l’article [173] publié dans *Shock Waves* présentant l’étude de sensibilité complète de la flamme réalisée avec le prototype de chambre.

## 2.2 Présentation des chambres de combustion utilisées pour la visualisation simultanée

L'évolution du projet au cours des deux premières années a permis de valider le principe de fonctionnement de la visualisation simultanée depuis deux directions. Les résultats scientifiques présentés dans les chapitres 4, 5 et 6 ont tous été obtenus avec la structure du banc d'essai qui est présentée ici. Même s'il existe différentes versions de chambres, développées dans une logique d'amélioration continue, les caractéristiques de la structure, les moyens d'acquisition et de mesure des données restent les mêmes.

### 2.2.1 Chambres de combustion V-1 DV et 2 DV : utilisées dans l'étude comparative

Les essais avec le prototype nous ont permis de voir que le polycarbonate est un matériau suffisamment robuste pour contenir une détonation, si celui-ci est directement maintenu par une structure en aluminium. En utilisant un joint torique sur le pourtour de la chambre, et un joint plat au niveau de la sortie, il est possible d'assurer l'étanchéité de la chambre après plusieurs essais successifs. Cette solution a donc été adoptée pour réaliser une chambre transparente.

Alors que la réalisation d'une chambre de combustion permettant d'effectuer un diagnostic par strioscopie est relativement simple, pouvoir réaliser ce même diagnostic depuis deux directions simultanément est beaucoup plus complexe si l'on souhaite garder l'ensemble de la chambre accessible optiquement. Le design adopté a donc été décliné en deux versions. La première version permet une visualisation dans une seule direction (1-DV). La seconde est transparente sur les quatre faces et permet d'avoir deux directions de visualisation (2-DV). Ces deux versions sont présentées par une vue en coupe sur la Fig. 2.1, en bas. Ce design est basé sur l'assemblage de plusieurs plaques qui sont maintenues ensemble via des brides en aluminium par le dessus et le dessous (présenté sur les Fig. 2.1, en bas, et Fig. 2.2) vissées de part en part.

Ces deux versions ont permis une première étude comparative qui a été présentée lors du 13<sup>th</sup> *International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions (ISHPMIE 2020)* et publiée dans l'édition spéciale du *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* [171]. Cette première étude réalisant un diagnostic simultané depuis deux directions a permis d'éprouver le concept et d'en dresser les limites. Nous reviendrons sur les résultats scientifiques de cette étude dans le chapitre 4. D'un point de

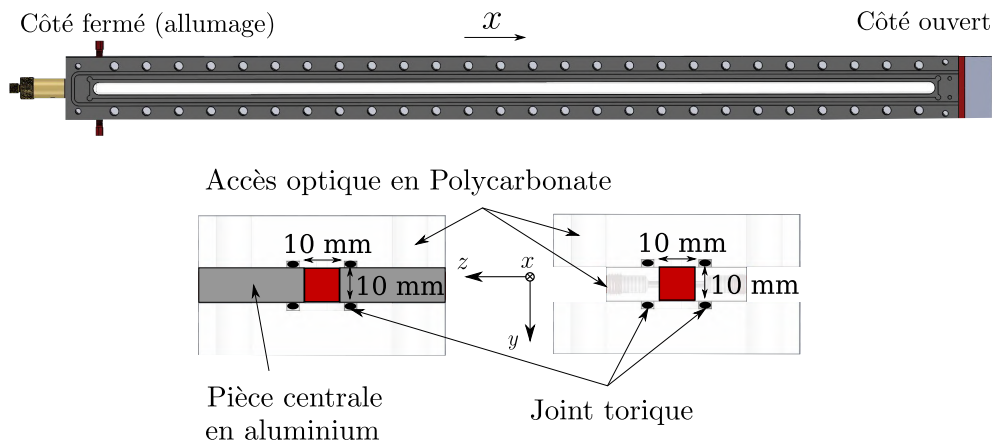


FIGURE 2.1 – Vue en coupe des deux versions du design retenu. Version avec une direction de visualisation (V-1 DV) à gauche ; Version avec deux directions de visualisation (V-2 DV) à droite.

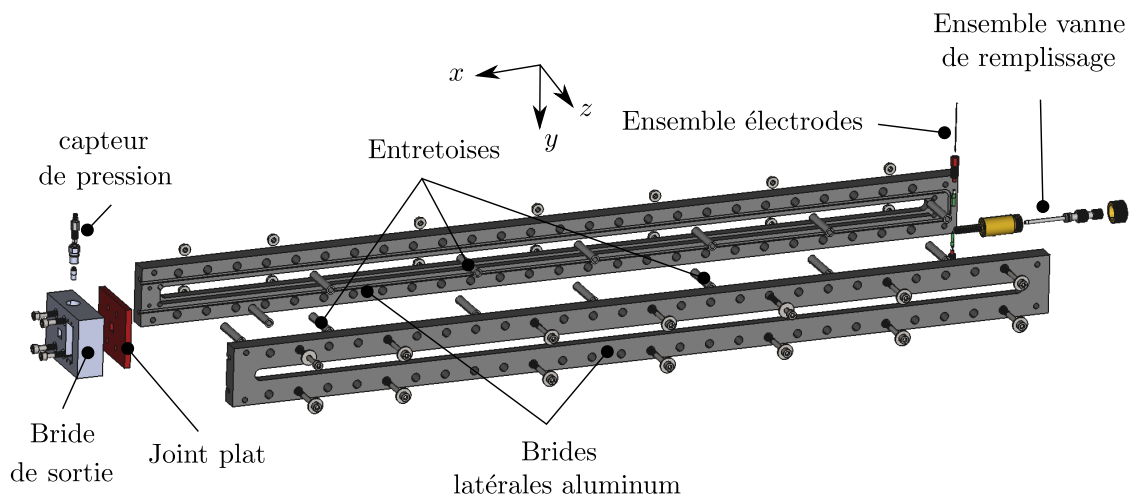


FIGURE 2.2 – Vue éclatée du squelette des canaux. Les brides en aluminium assurent le maintien de la chambre en polycarbonate dans la direction latérale, les entretoises maintiennent la chambre dans la direction transverse.

vue technique, nous avons identifié plusieurs points d'amélioration à prendre en compte pour la réalisation de la chambre de combustion et de la structure associée. En effet, pour les diagnostics optiques, la procédure de montage et les techniques d'usinage utilisées ne permettaient pas de tirer parti de tout le potentiel de cette installation. Cela a conduit à l'amélioration de la chambre pour constituer la dernière version V-3.

## 2.2.2 Chambre de combustion V-3 : utilisée pour l'étude de la propagation de la flamme d'hydrogène diluée à l'azote.

Grâce au retour d'expérience de l'étude préliminaire et de l'étude comparative (présentées respectivement dans l'annexe D et le chapitre 4), nous savons désormais que : (i)

la chambre doit être la plus longue possible pour minimiser l'impact des effets acoustiques et étendre le domaine des dilutions à l'azote qui transitent vers la détonation ; (ii) les électrodes devaient être positionnées au plus près du côté fermé et ainsi minimiser le volume mort et son influence sur les premières étapes de la propagation ; (iii) le canal devait être instrumenté pour obtenir de meilleures corrélations entre propagation de la flamme et perturbations de pression ; (iv) l'utilisation de polycarbonate, qui, malgré ces défauts, assure la robustesse du canal lorsqu'il est renforcé par des brides en aluminium.

L'exosquelette de la chambre ainsi réalisé est présenté sur la Fig. 2.2. Cette structure externe est commune aux versions V-1DV, V-2DV et V-3, seule la structure interne, en polycarbonate (ou aluminium), varie en fonction des différentes versions (comme l'illustrent les Fig. 2.1 et 2.3). Les deux brides latérales en aluminium viennent maintenir de part en part les plaques de polycarbonate constituant la chambre interne, alors que les entretoises empêchent les déformations du polycarbonate dans les directions transverses. Ces entretoises sont creuses pour permettre le passage des vis comprimant l'ensemble.

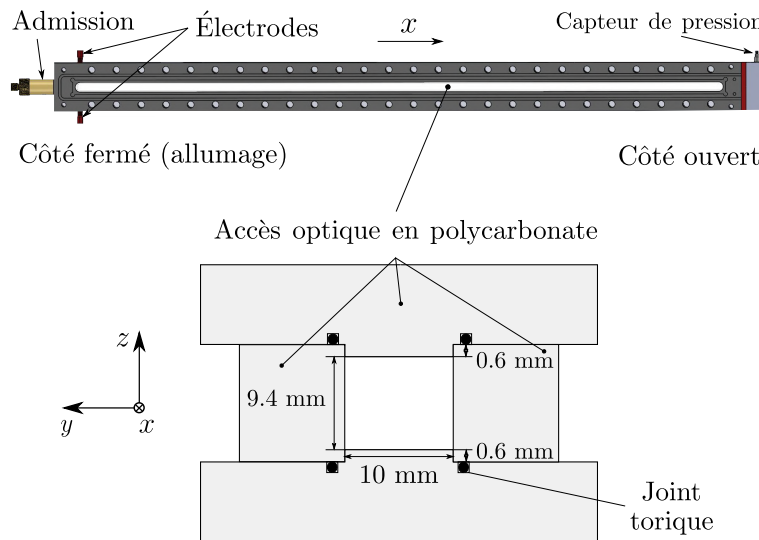


FIGURE 2.3 – Vue en coupe de la version V-3 du canal.

Le canal en lui-même est constitué de quatre plaques en polycarbonate de 15 mm d'épaisseur. Pour maintenir un écart approprié entre les plaques transverses (direction en  $y$ ), celles-ci sont appuyées contre un épaulement sur les plaques latérales (direction en  $z$ ) et maintenues par l'extérieur via des entretoises. Les plaques latérales, elles, sont appuyées sur les brides en aluminium. L'ajout de cet épaulement est l'amélioration majeure apportée entre la version V-2DV et la version V-3.

## 2.3 Conception et présentation de la structure

Une structure sur-mesure est nécessaire. Elle doit remplir les fonctions suivantes :

- Maintenir la chambre de combustion
- Permettre la translation de la chambre de combustion
- Fixer les réglages des éléments optiques
- Intégrer les équipements (optique, de mesure, de remplissage, de commande)
- Assurer la rigidité de l'ensemble et limiter les vibrations (primordial pour les diagnostics optiques)

La modularité étant un atout important dans le contexte du laboratoire, avoir la possibilité d'adapter la structure à une autre chambre a aussi été pris en compte.

Pour avoir un maximum de rigidité et de stabilité, des rails Bosch de 90 mm × 90 mm constituent la structure principale. De tels rails sont aussi recommandés pour la construction de la table optique, même si des rails de 45 mm × 45 mm peuvent suffire à condition de les assembler à l'aide d'équerres de 45 mm × 90 mm pour en assurer la rigidité. L'utilisation de pieds réglables est primordiale pour mettre l'installation à niveau. Une vue schématique de l'installation est présentée sur la Fig. 2.4. Une partie des éléments optiques y est aussi représentée mais pas dans leur totalité, le chapitre 3 y étant consacré.

La chambre de combustion est positionnée sur une table en aluminium fixée sur deux rails coulissants permettant la translation de la chambre sans déplacer les éléments optiques. Un rail optique est utilisé pour positionner les éléments optiques pour la vue du dessous, mais une plaque optique lui est préférée pour la vue de côté. Cette plaque renforce la rigidité du banc, et assure une versatilité de la table optique pour des utilisations futures impliquant des diagnostics variés.

Enfin, des poutres fixées sur la structure principale servent de support aux éléments constituant les sources lumineuses et leur système de collimation.

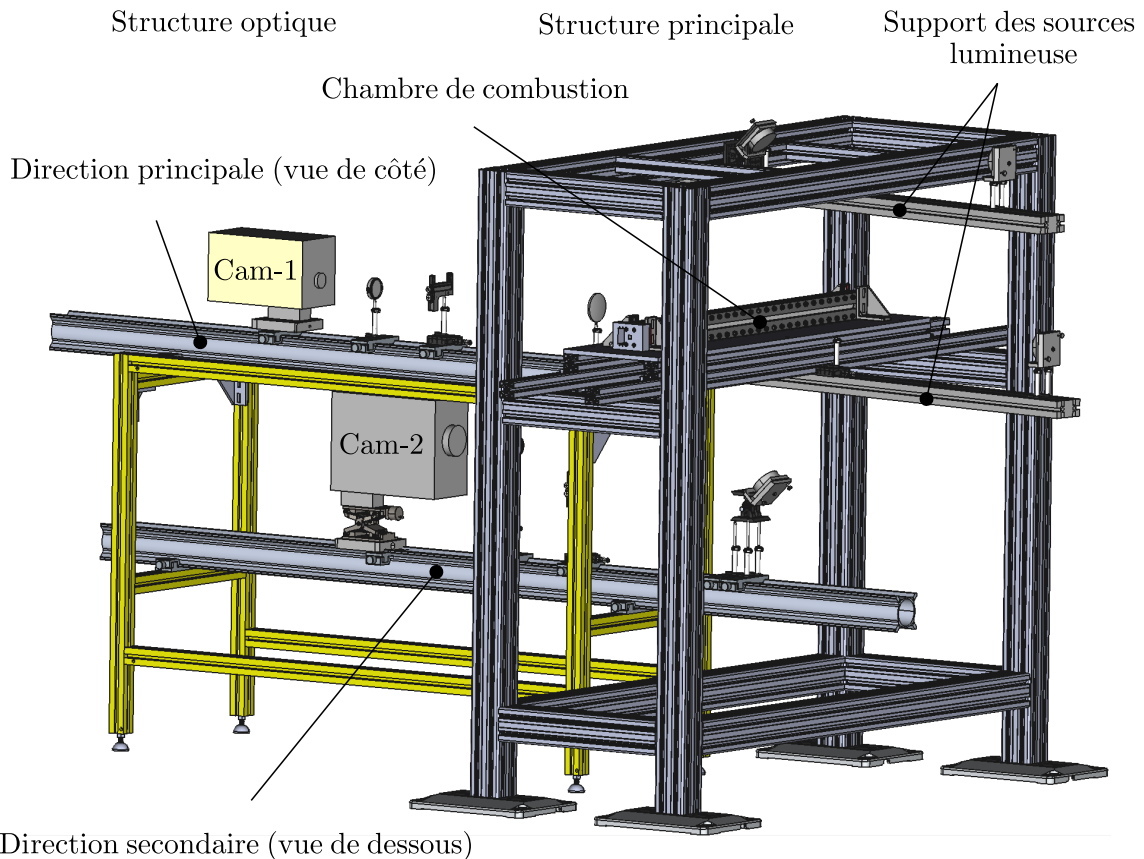


FIGURE 2.4 – Schéma de l'installation générale utilisée pour la visualisation simultanée.

## 2.4 Métrologie

Les éléments optiques, leur réglage et leur sélection sont présentés dans un chapitre à part entière. Ici nous détaillons les systèmes d'activation et d'acquisition utilisés en s'appuyant des Fig. 2.5 et 2.6.

### 2.4.1 Protocole d'un essai

Toutes les expériences réalisées pendant la thèse ont suivi le même protocole, seuls les chambres de combustion, les moyens d'acquisition, l'instrumentation ou le mélange réactif étudié ont été modifiés. La Fig. 2.5 permet d'illustrer les différents éléments impliqués dans le protocole.

Le remplissage de la chambre de combustion est opéré manuellement à l'aide d'une croix de mélange :

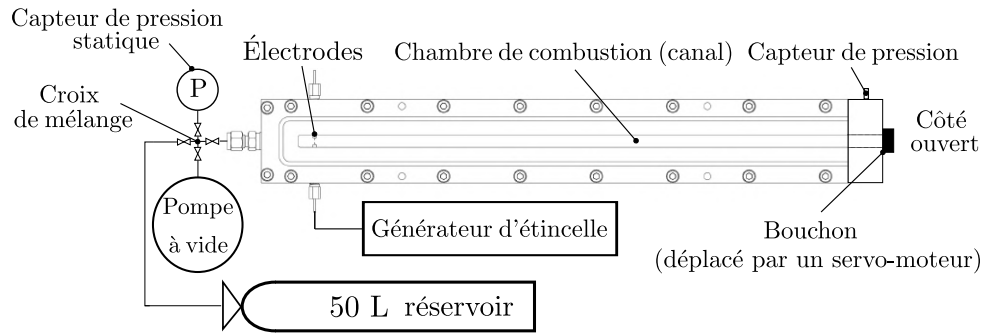


FIGURE 2.5 – Schéma du dispositif expérimental.

- (i) L'air contenu dans le canal est d'abord évacué grâce à une pompe à vide. En effet, l'extrémité ouverte est temporairement fermée à l'aide d'un bouchon fixé au bras d'un servomoteur. La pression absolue dans le canal atteint une valeur d'environ 0.1kPa (mesurée avec une sonde de pression MKS 220DA). Cela permet de s'assurer de la composition interne en gaz de la chambre ;
- (ii) Le prémélange réactif est ensuite injecté dans la chambre jusqu'à la pression atmosphérique depuis une bouteille de 50 L. Cette bouteille est préparée dans une station spécifiquement conçue au laboratoire fonctionnant avec la méthode des pressions partielles et assure un contrôle adéquat de la composition ( $\Phi = 1 \pm 0.01$ ). La bouteille est préalablement mise en rotation sur elle-même pour éviter le risque de stratification du mélange ;
- (iii) À ce stade, le dispositif est prêt ; l'opérateur ferme toutes les vannes, déconnecte la bouteille et le canal pour ensuite sortir de la salle d'expérience et effectuer la mise à feu. Le bouchon est toujours en position fermée empêchant l'air ambiant de pénétrer dans le canal.
- (iv) À l'extérieur de la salle d'expérience, l'utilisateur envoie l'ordre de mise à feu à un système de pilotage afin de contrôler l'ouverture du bouchon et le déclenchement du générateur de décharge 1 s plus tard ;
- (v) Entre chaque essai, la pompe à vide aspire les produits de combustion pendant au moins 3 minutes ce qui permet d'évacuer les traces de condensation.

### 2.4.2 Description du système de mise à feu

En suivant la procédure décrite, une fois l'expérimentateur sorti de la salle, l'initiation du test se déroule comme présenté sur la Fig. 2.6 :

- I :** Un interrupteur à levier permet de mettre en fonctionnement le circuit d'activation de la télécommande. Il suffit alors d'enclencher le bouton poussoir (avec vérification par voyant lumineux) pour initier la séquence d'allumage automatisée. Lorsque le Raspberry Pi (3+)<sup>3</sup> reçoit le signal de mise à feu sur la broche via une résistance montée en *pull-out resistor*, la séquence d'allumage s'active. Cette méthode nécessite d'isoler le Raspberry des perturbations électromagnétiques et l'usage d'un optocoupleur est recommandé pour éviter toute activation intempestive. Pour plus de sécurité, ce circuit a été remplacé par une commande sans fil bluetooth car l'envoi d'une commande spécifique ne peut pas être confondu avec une perturbation par le système.
  
- II :** Tout d'abord, le servomoteur est piloté par le Raspberry. Le GPIO 18 (pin 12) est une broche PWM (*Pulse Width Modulation*) qui permet de générer un signal créneau, et, en fonction de la durée du cycle, règle l'angle du bras articulé du servomoteur. On peut ainsi retirer le bouchon qui bloquait la sortie du canal pendant le remplissage.
  
- III :** Une seconde plus tard, le générateur d'arc est activé par le système de pilotage qui envoie un échelon de tension de 3,3V via un câble coaxial sur l'entrée du boîtier du générateur d'arc. Le signal est enregistré sur une voie de l'oscilloscope pour établir un temps de référence à l'allumage.
  
- VI :** Lorsqu'une étincelle est produite, la réaction de combustion démarre. Le temps lié à la propagation de la flamme jusqu'à la section d'intérêt est variable et nettement plus long que les capacités d'enregistrement des caméras ultra rapides. Une photodiode BPW34 placée juste en amont de la zone d'intérêt permet le déclenchement de l'oscilloscope, polarisé en inverse, lorsque le signal de la photodiode dépasse un certain seuil ( $\sim 30$  mV), pendant une durée spécifique ( $\sim 5$   $\mu$ s), afin d'éviter le déclenchement provoqué par la perturbation générée par l'arc électrique.
  
- V :** Lorsque l'oscilloscope est déclenché par la photodiode, il envoie un signal conditionné aux caméras pour démarrer l'enregistrement vidéo.

---

3. Micro ordinateurs utiles pour l'expérimentation grâce à leur *General Purpose Input/Output (GPIO)*

**VI :** Le signal de pression recueilli à la fin du canal est aussi visualisé sur l'oscilloscope pour connaître le temps d'arrivée de la détonation ou des premières perturbations rejoignant la sortie.

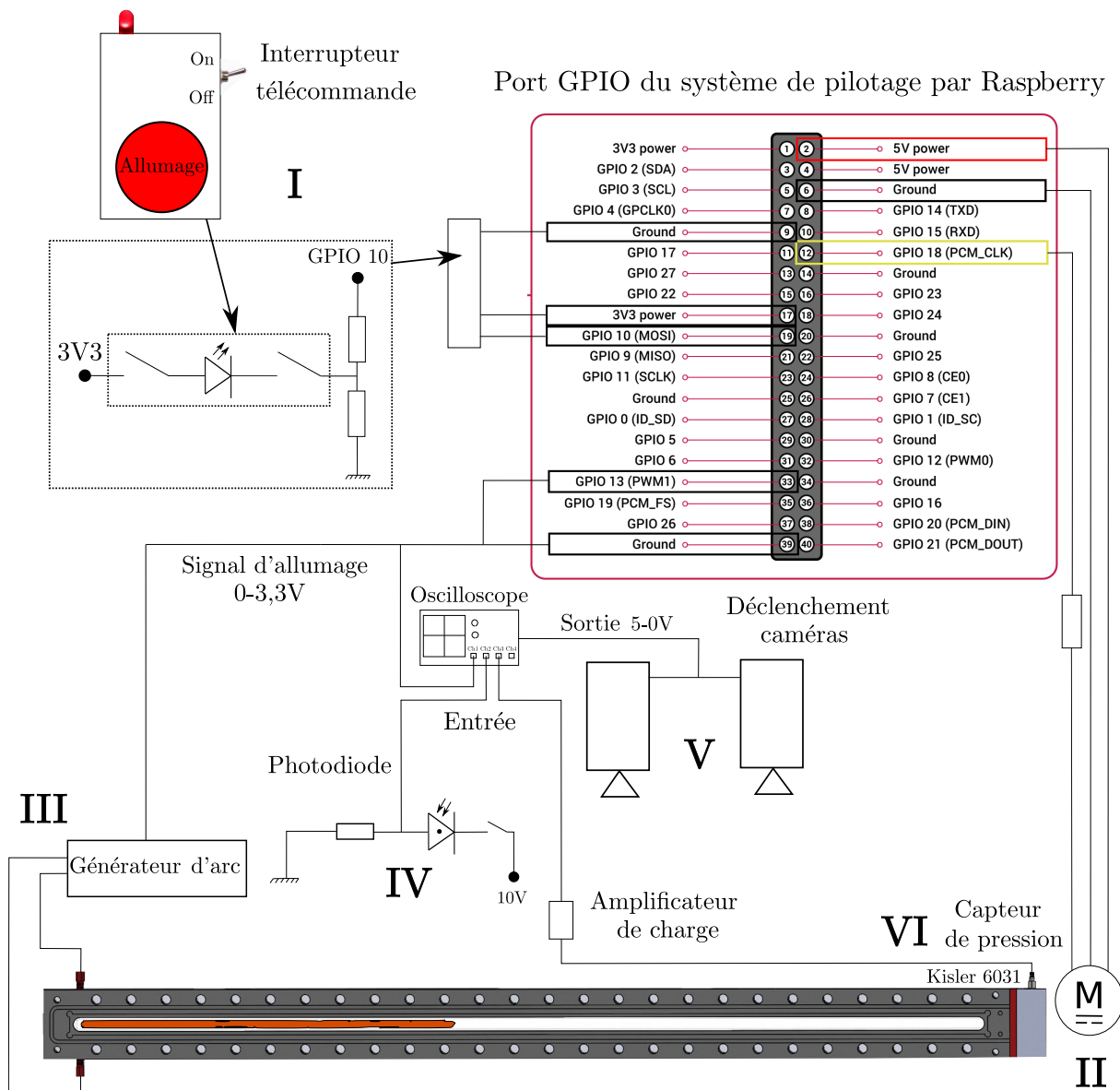


FIGURE 2.6 – Schéma électrique permettant la synchronisation des composants du dispositif expérimental et l'enregistrement des signaux. Les chiffres romains précisent la chronologie de la séquence d'activation.

Grâce à cette méthode, nous pouvons calculer les vitesses moyennes de la flamme, avant et après la section enregistrée par les caméras. Cela permet aussi de comparer tous les résultats obtenus sur les différentes sections grâce à une origine temporelle de référence : le temps d'allumage.

La partie la plus délicate du système est le réglage du déclencheur de l'oscilloscope vis-à-vis de la photodiode. En effet, la luminosité de la flamme varie en fonction de la composition du mélange réactif ou de sa phase de propagation. Le délai entre l'arrivée de la flamme devant la photodiode et le déclenchement de la caméra peut donc varier. Il est parfois nécessaire d'adapter le seuil du déclencheur en fonction de la section ou du mélange étudié. Cela n'influence en rien la précision des temps de référence, puisque ces derniers sont tous mesurés via l'oscilloscope et compensés par les réglages des caméras (eux aussi enregistrés).

### 2.4.3 Caméras utilisées

Plusieurs caméras sont employées lors de cette thèse. Chaque chapitre du manuscrit précisera les caméras ayant servi lors de l'acquisition, ainsi que les paramètres utilisés. Toutefois, les principales caractéristiques techniques des caméras sont présentées dans la table 2.1.

TABLE 2.1 – Caractéristiques des caméras utilisées durant la thèse. Les vitesses d'acquisition, les temps d'exposition et les résolutions font référence aux capacités limites des caméras.

Marque	Photron		Shimadzu	
	SA-Z	SA-5	HPV-2	HPVX-2
Modèle	SA-Z	SA-5	HPV-2	HPVX-2
Temps d'exposition min (ns)	159	1000	250	50
Fréquence d'acquisition	400kHz	125kHz	1MHz	10MHz
Dimension du capteur (mm <sup>2</sup> )	20.48×20.48	20.48×20.48	20,7×17,2	24×15
Taille du pixel (μm <sup>2</sup> )	20×20	20×20	66,3×66,3	32×32
Résolution max (pixel)	1024×1024	1024×1024	312×260	400×250
Nombre d'images maximum	Variable		102	256

Le principal diagnostic de ces travaux est optique et dépend donc des caméras employées. Jusqu'à trois caméras ont été mobilisées simultanément : (i) HPV-2 Strioscopie direction linéaire (vue de côté) ; (ii) HPVX-2 Strioscopie direction indirecte (vue de dessus) ; (iii) SA-Z Observation directe.

En résumé, dans cette configuration, il est possible de capturer lors d'un même essai :

- Une visualisation par strioscopie simultanément depuis deux directions d'une section du canal.
- La vitesse moyenne de la flamme avant que celle-ci n'arrive dans la section concernée (entre le signal de l'arc et celui de la photodiode).

- L'historique de pression à la sortie du canal.
- La propagation globale de la flamme par observation directe. Moins précise dans le cas de la détonation, elle est uniquement utilisée pour mesurer les distances jusqu'à la transition.

Lors de l'étude d'une nouvelle section ou d'un nouveau mélange, le délai entre la détection de la flamme et le déclenchement des caméras varie. Dans un premier temps, la fréquence d'acquisition est donc toujours réglée à une valeur basse (125 kHz - 250 kHz) pour obtenir des enregistrements plus longs, ceux-ci étant limités par le nombre d'images pour les deux caméras Shimadzu (dans le cas des caméras Photron, le nombre d'images recueilli dépend de la résolution et de l'espace mémoire). Il est ensuite possible de progressivement augmenter la fréquence d'acquisition une fois les écarts compensés (respectivement 1MHz - 5 ou 10 MHz pour la HPV-2 et la HPVX-2). La répétabilité de la propagation de la flamme permet d'utiliser cette méthode efficacement. Cependant, la stochasticité intrinsèque de la flamme (de vitesse, d'illumination) génère parfois des variations dans les séquences enregistrées (seulement le début ou la fin de la propagation par exemple).

Le temps d'exposition est fixé à 200 ns pour toutes les fréquences inférieures à 5 MHz avec la HPVX-2, puis décroît à 100 ns puis 50 ns pour 5 MHz et 10 MHz. Dans le cas de la HPV-2 ce temps d'exposition est un multiple de la vitesse d'acquisition, il dépend donc d'elle. Cette caméra étant moins sensible, nous cherchons, dans la mesure du possible, à maintenir un temps d'exposition suffisamment long pour collecter de l'information, et suffisamment bas pour figer l'image afin d'éviter un effet de flou. Il y a là encore un compromis à faire en fonction de la section ou du mélange étudié. En revanche, le gain de la caméra HPV-2 a été maintenu à 3 tout au long des campagnes réalisées.





# Dispositif optique de visualisation strioscopique simultanée dans deux directions

---

Une fois l'ensemble structure-chambre de combustion conçu, usiné et assemblé, il reste à développer la partie diagnostique optique. Ce chapitre présente le fonctionnement d'un banc de strioscopie. Il décrit également son optimisation, en guidant pas à pas le lecteur dans les étapes de développement du système et son réglage. Enfin, ce chapitre se clôt par une présentation des méthodes de traitement d'images utilisées.

## 3.1 Historique et fonctionnement de la strioscopie

### 3.1.1 Historique

Le livre de Settles [175] présente un très bon historique du développement de la strioscopie que nous résumons brièvement ici. Robert Hooke (1635-1703) est la première personne au 17<sup>ème</sup> siècle à développer un système optique capable de visualiser la déflexion des rayons lumineux dû à un changement d'indice de réfraction [176]. Spécialisé dans les techniques optiques (microscopes, télescopes, etc.), il utilise une simple lentille, une bougie comme source lumineuse et la pupille de l'oeil comme filtre, voir Fig. 3.1. La technique a été améliorée au court du temps par de nombreuses personnes, comme Jean Paul Marat (1743-1793) qui utilisait la lumière du soleil comme source lumineuse [177], ou J. B. Léon Foucault (1819-1868) qui a ajouté un couteau pour filtrer la lumière directe émise par la source lumineuse [178]. Bien que Foucault développe cette technique dans le but de tester la qualité optique des miroirs paraboliques utilisés sur les télescopes, d'autres chercheurs tirent parti de l'ajout de ce filtre. Notamment August Toepler (1836-1912), père de la strioscopie telle que nous la connaissons aujourd'hui [179]. Il est d'ailleurs le premier à avoir visualisé des ondes de choc grâce à cette technique [180], avant que Ernst Mach

(1838-1916) et son collègue Peter Salcher (1848-1928), ne soient capable de les prendre en photos [181], prouvant ainsi l'existence de ces discontinuités découvertes par Bernhard Riemann (1826-1866) [182] à partir des travaux de Siméon Denis Poisson (1781-1840) [183].

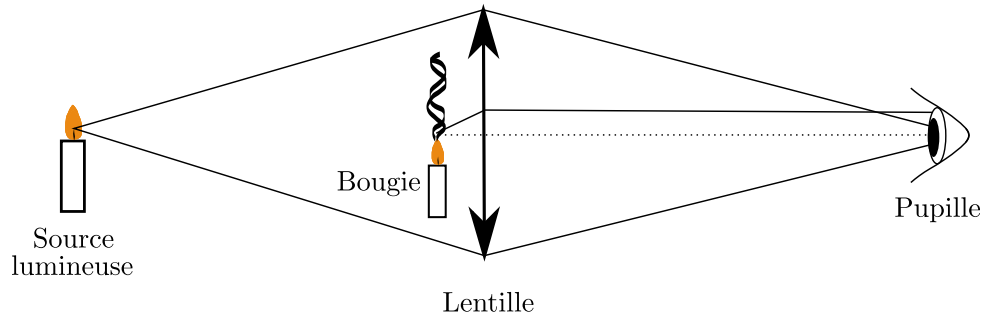


FIGURE 3.1 – Première strioscopie réalisée par Hooke, reproduit depuis [176].

### 3.1.2 Principe de fonctionnement

La strioscopie permet de transcrire des changements de vitesse de phase de la lumière, invisibles à l'œil nu, via des changements d'intensité générant des régions plus sombres et d'autres plus lumineuses. Le changement de vitesse de phase de la lumière est le phénomène que l'on appelle réfraction. Celui-ci est caractérisé par son indice  $n = c_0/c$ , avec  $c_0$  la vitesse de la lumière dans le vide, et  $c$  la vitesse de phase de la lumière dans le milieu d'intérêt. Cet indice est donc dépendant du milieu traversé et de la longueur d'onde de la lumière utilisée. Pour un gaz, l'indice de réfraction dépend de sa masse volumique. La technique par strioscopie permet donc de visualiser les changements de masse volumique du gaz étudié. Plus précisément, un tel système est sensible aux variations de la dérivée de la masse volumique.

Différentes configurations de strioscopie sont possibles et sont détaillées dans les ouvrages de Settles [175] et Vasilev [184]. L'évolution de la technique de traitement de l'image permet d'effectuer des diagnostics poussés [185]. La configuration en ligne de la Fig. 3.2 en illustre le principe de fonctionnement. Lorsqu'un faisceau de rayons parallèles (collimaté) traverse un milieu dont l'indice de réfraction n'est pas homogène à travers la section d'essai, les rayons lumineux sont déviés; comparativement à leur trajet non perturbé représenté en pointillé. En focalisant ( $f_2$ ) les rayons déviés et non perturbés sur un rasoir il est possible de filtrer les signaux lumineux. La vue latérale et frontale du filtrage permet de comprendre comment le système fonctionne : l'image de la source lumineuse non perturbée en jaune est occultée, ne laissant passer qu'une surface  $a \times b$

mm<sup>2</sup> de lumière vers la caméra. Lorsque le phénomène dévie la lumière, l'image de la source lumineuse (en rouge), se déplace d'une longueur d'arc  $\epsilon$  :

$$\epsilon = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial x} \partial z \quad (3.1)$$

Le filtre laisse ainsi passer une surface lumineuse de  $(a + \Delta a) \times b$  mm<sup>2</sup> induisant des variations d'illumination, c.-à-d. des contrastes sur l'image qui permettent, à terme, de visualiser les variations d'indice de réfraction. Le dernier élément optique ( $f_3$ ) permet d'ajuster la taille de l'image obtenue et de faire la mise au point sur l'écran. Ce schéma met en évidence le fait qu'un système de strioscopie n'est sensible qu'à un changement de masse volumique normal à la direction du rasoir. Pour ces travaux, la focalisation et la mise au point ont été réalisées avec des lentilles de focales et de diamètres différents. Cependant la configuration reste la même. Le filtre, un rasoir, est aussi un élément commun. Bien que des essais avec un diaphragme (ombroscopie) ou une pastille ont pu être menés dans cette thèse, ils ne seront pas présentés dans ce manuscrit. Pour la conception du banc de strioscopie, c'est le choix des sources lumineuses et du système de collimation qui a fait l'objet de plus de réflexion et qui sera donc discuté.

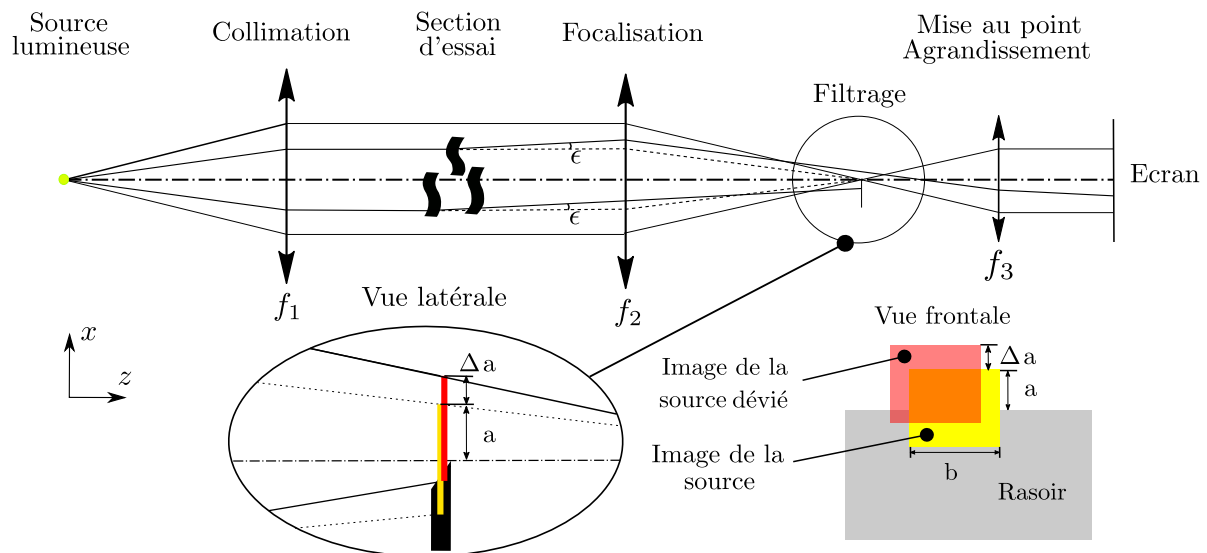


FIGURE 3.2 – Représentation d'un système de strioscopie à doubles lentilles, avec agrandissement du point focal de l'image de la source et de l'image déviée (adapté depuis [175]).

### 3.1.3 Sensibilité

Le contraste,  $C$ , et la sensibilité de ce contraste,  $S$ , sont deux paramètres importants pour la qualité de la strioscopie. Ils s'expriment d'après [175] par :

$$C = \frac{\Delta E}{E} = \frac{f_2 \epsilon}{a} \text{ et } S = \frac{dC}{d\epsilon} = \frac{f_2}{a} \quad (3.2)$$

où  $E$  désigne l'illuminance de l'image non déviée et  $\Delta E$  le gain d'illuminance dû à la déviation des rayons par le phénomène. Les variables  $f_2$ ,  $a$  et  $\epsilon$  sont, respectivement, la longueur focale de la lentille de focalisation, la hauteur de l'image source non occultée par le filtre et la déviation des rayons lumineux en longueur d'arc, telles qu'indiquées sur la Fig. 3.2. Ainsi pour qu'une strioscopie soit sensible (détecte les petites variations d'indice) il est nécessaire d'avoir une grande longueur focale  $f_2$ . D'autres paramètres sont aussi à prendre en compte, notamment la qualité des éléments optiques et leur agencement, puisque ces derniers peuvent induire des aberrations. En outre, il convient également de considérer l'intensité lumineuse des sources. Celle-ci détermine le niveau d'occultation possible à adapter en fonction des caméras et des réglages appliqués (principalement le temps d'exposition). Pour finir, la taille des sources lumineuses influence la netteté de l'image : une petite source produisant une image plus nette, mais une source trop petite peut induire de la diffraction indésirable.

### 3.1.4 Aberrations

Lorsque tous les éléments optiques ne sont pas dans l'axe, l'image au point focal de la source n'est pas correctement reproduite, ce qui conduit à un arrière plan de la strioscopie non uniforme. Il s'agit d'une aberration dite de *coma*. Cette aberration peut être compensée en utilisant un miroir pour la focalisation avec un angle opposé à celui servant pour la collimation dans une configuration dite en  $Z$ .

L'utilisation de miroirs induit aussi l'aberration de type *astigma*. Celle-ci vient aussi de l'angle du miroir, qui génère des chemins optiques de différentes longueurs à parcourir pour la lumière, selon que celle-ci passe par le centre du miroir ou par sa périphérie. Cette aberration ne peut pas être compensée et cause une dispersion du point focal [186]. On peut cependant limiter son effet en ajustant la position du rasoir pour occulter au maximum l'image composite de la source.

Un autre type d'aberration, plus dérangeant, est aussi présent à cause des matériaux

optiques utilisés. En effet, le polycarbonate est un matériau biréfringent, c'est-à-dire qu'il ne dévie pas la lumière de la même manière en fonction de la longueur d'onde. La Fig. 3.3 montre de quelle manière le matériau influe sur l'homogénéité de l'arrière plan. Dans un premier temps, nous cherchons à avoir un arrière plan homogène en réglant le filtre de manière adapté. Puis, dans un second temps, nous venons présenter le polycarbonate en nous assurant que celui-ci soit perpendiculaire au faisceau. La Fig. 3.3 (a) met clairement en saillance que le polycarbonate accentue l'hétérogénéité de l'arrière plan jusqu'à le rendre opaque dans la zone la plus sombre. Si l'on réalise le réglage du filtre avec le polycarbonate Fig. 3.3 (b), l'occultation n'est plus assez importante pour obtenir la sensibilité souhaitée.

Alors que les deux premières images ont été obtenues avec une lampe à vapeur de mercure possédant un spectre d'émission large, lorsque l'on utilise une autre source de lumière (Fig. 3.3 (c) ici une simple lampe halogène) avec une gamme spectrale différente, il est possible de garder un arrière plan homogène et une sensibilité correcte. Ces phénomènes soulignent la nécessité de trouver une source lumineuse adéquate.

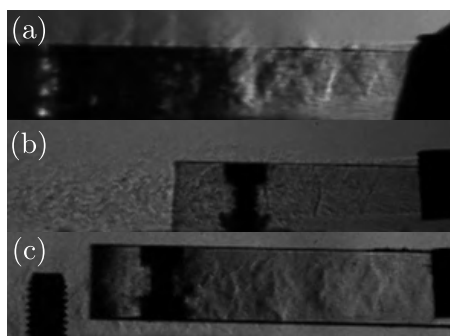


FIGURE 3.3 – Aberrations dues à la constringence du polycarbonate. Visualisation de la détente d'un jet d'air comprimé (détails disponibles en annexe C). (a) Le polycarbonate est présenté perpendiculairement au faisceau lumineux après réglage du niveau d'occultation ; (b) Idem, à l'exception du niveau d'occultation du couteau qui est réglé pour avoir un fond homogène à travers le polycarbonate ; (c) Même configuration, différente source (lampe halogène), le niveau d'occultation est réglé par rapport au jet, puis le polycarbonate est présenté devant.

## 3.2 Synthèse des configurations optiques utilisées

Les deux premières configurations synthétisées dans le tableau 3.1 ont permis de réaliser les premières strioscopies simultanées avec les deux chambres V-1DV et 2DV présentées dans le chapitre 4. Elles ont, par la suite, été optimisées en adaptant les

éléments optiques et les sources lumineuses à la configuration de la chambre. Cette phase de conception, présentée dans les prochaines sections, a permis de mettre en place la troisième configuration présentée dans la table 3.1. Cette configuration est celle utilisée pour les résultats présentés à partir du chapitre 5.

Pour réaliser la strioscopie simultanée, et ainsi révéler des informations complémentaires sur la structure de la flamme, plusieurs jeux d'optiques ont été utilisés et sont récapitulés dans la table 3.1. Ces jeux d'optiques sont associés à la configuration de la Fig. 3.4. À l'exception de la LED blanche télécentrique, qui est déjà elle-même collimatée, la collimation du faisceau est toujours réalisée avec des miroirs sphériques, de 100 mm de diamètre pour la lampe à vapeur de mercure (LVM) et de 75 mm de diamètre pour les LED vertes. De la même manière, pour la focalisation des faisceaux lumineux de la LED blanche télécentrique et de la LVM, une lentille de 150 mm de diamètre est utilisée pour la vue de côté et 100 mm de diamètre pour la vue du dessous. Dans le cas de la LED verte, la focalisation se fait avec des lentilles identiques de 75 mm de diamètre. Les lentilles des condenseurs et les lentilles de collection utilisées pour la mise au point font toutes 50.8 mm de diamètre. Seule la configuration avec les LED vertes comporte une fente orientée à 90° par rapport à la propagation de la flamme et un filtre passe-bande qui laisse passer la lumière de longueur d'onde inférieure à 400 nm et supérieure à 550 nm (Thor Labs Ref. FESH0550). Le rasoir est toujours placé à 90° dans la même orientation que la fente.

TABLE 3.1 – Configurations utilisées en fonction des différentes sources. LED B : LED blanche télécentrique; LVM : lampe à vapeur de mercure; LED V : LED verte. Les distances focales,  $f$ , sont associées à la Fig. 3.4 et sont données en millimètre.

Configurations	Sources	Vue	Condenseur	Collimation	Focalisation	Collection
1	LED B	Coté	N/A	inclue	$f_2 = 1000$	$f_3 = 140-200$
	LED B	Dessous	N/A	inclue	$f_2 = 800$	$f_3 = 200-400$
2	LVM	Coté	inclue	$f_1 = 1000$	$f_2 = 1000$	$f_3 = 140-200$
	LED B	Dessous	N/A	inclue	$f_2 = 800$	$f_3 = 200-400$
3	LED V	Coté	$f_c = 75 / 150$	$f_1 = 500$	$f_2 = 500$	$f_3 = 150$
	LED V	Dessous	$f_c = 75 / 150$	$f_1 = 500$	$f_2 = 500$	$f_3 = 300$

Le système présenté sur la Fig. 3.4, collimate le faisceau via un miroir sphérique et le focalise avec une lentille. Ce genre de pratique hybride est effectivement à proscrire pour éviter l'aberration dite de *coma*. Le problème vient de la particularité de l'installation, puisque le but est de réaliser une visualisation strioscopique simultanée depuis deux directions perpendiculaires. À cette fin, des compromis ont dû être réalisés en raison de la difficulté d'utiliser une configuration en  $Z$  pour les deux directions en même temps, avec les moyens et l'espace à disposition. Seule la configuration 1 du tableau 3.1 s'affranchit de cette aberration car les LED blanches télécentrique sont déjà collimatées.

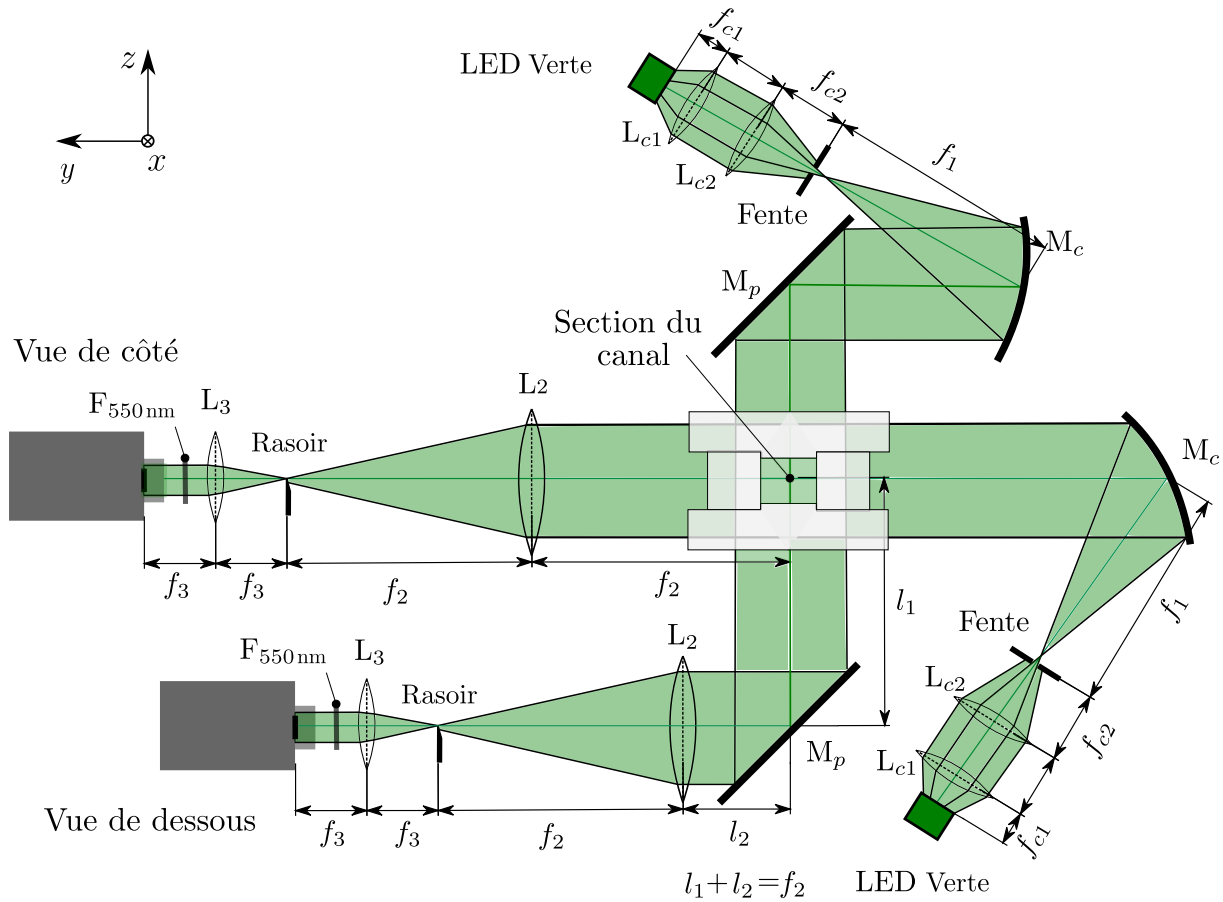


FIGURE 3.4 – Configuration retenue pour les strioscopies depuis deux directions. Collimation par miroirs, focalisation par lentilles et utilisation de LED verte.

### 3.3 Choix des sources lumineuses

Cette section illustre les choix techniques permettant d'obtenir des images par strioscopie de bonne qualité et les compromis réalisés pour y arriver. La source lumineuse constitue le premier élément de la chaîne optique. Une lampe halogène et une diode laser ont été testées mais rapidement laissées de côté : la première n'étant pas assez puissante et la seconde générant trop de bandes d'interférences avec le polycarbonate. Trois sources lumineuses ont été sélectionnées : les LED blanches télécentrique (OPTO engineering LTCL HP080-W), la lampe à vapeur de mercure (Newport modèle 66942-500H-R1) et finalement les LED vertes (longueur d'onde 520 nm, section émettrice  $1,3 \times 1,5 \text{ mm}^2$ ,  $P_{\text{lec}} \sim 20 \text{ W}$ ). La table 3.2 synthétise les avantages et inconvénients de chacune.

Le critère de compacité particulièrement recherché pour notre installation a initialement attiré notre attention sur l'utilisation des LED blanche télécentrique de 100 mm de diamètre qui ont donnée des résultats satisfaisant dans l'air (voir annexe D). Toutefois, l'atténuation de l'intensité lumineuse à travers le polycarbonate et la diffraction que celui-

TABLE 3.2 – Récapitulatif des différentes sources lumineuses testées

Source	Avantages	Inconvénients
LED B	Compact Large diamètre (10 cm) Produit commercialisé Faible consommation électrique	Large point focal ( $\sim 1$ cm) Dispersion du faisceau importante Pas de réglages Faible puissance lumineuse
LVM	Grande intensité lumineuse Petit point focal (variable $\sim 0.1 - 1$ mm) Spectre lumineux large	Encombrant Intensité variable Faible rendement lumineux
LED V	Grande intensité lumineuse Pilotable Faible prix Faible consommation électrique Plus grande largeur spectrale qu'un laser	Grande dispersion (angle solide $\pi$ ) Point focal moyen ( $\sim 2-3$ mm) Coût des montures optiques

ci induit, étalent le point focal au niveau du filtre et rend difficile le réglage du niveau d'occultation pour avoir une sensibilité adéquate. Ces LED produisent des sources très étendues et il est nécessaire de les placer au plus près de la section d'essai du fait de leur dispersion intrinsèque.

En parallèle, nous avons utilisé une lampe à vapeur de mercure, de 500 W électrique (mais dans tout l'angle solide) avec un trou servant de source. Cette lampe génère plus d'intensité lumineuse et une source plus petite (et donc une image au point focal elle aussi plus petite), il est alors possible d'effectuer des réglages plus fins de l'occultation du filtre pour avoir plus de contraste; et ce, malgré les aberrations de *coma* discutées plus haut. Malheureusement, ce genre de lampe est encombrante et donc peu adaptée pour l'installation de visualisation simultanée. De plus, leur grande puissance nécessite un refroidissement constant qui génère un panache d'air chaud et des vibrations qui perturbent le diagnostic.

Finalement, pour éviter les aberrations dues au matériau et tirer parti de la sensibilité sur la gamme spectrale des caméras, nous avons opté pour les LED vertes. À l'aide d'un système de condenseurs et d'une fente ajustable, cela nous a permis d'obtenir des sources puissantes et de petites tailles. L'aspect monochromatique permet aussi d'ajouter un filtre spectral afin de bloquer l'émission spontanée de la flamme et, ainsi, de ne visualiser que les déviations induites par le phénomène sur la caméra.

La Fig. 3.5 compare les résultats obtenus avec ces différentes sources pour une même configuration. Les résultats avec la LED verte permettent de visualiser les ondes de détente avec plus de netteté grâce à sa source de taille réduite à l'aide d'une fente. Cette

configuration n'entraîne, pour autant, pas de perte d'intensité lumineuse grâce à sa forte puissance et optimise la longueur d'onde de détection des capteurs des caméras ultras rapides Shimadzu. Les caméras Photron sont, elles, plus sensible dans le rouge.

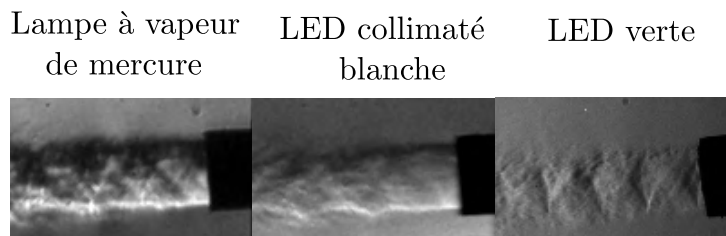


FIGURE 3.5 – Comparaison des strioscopies obtenues pour trois sources lumineuses différentes. Configuration :  $f_1 = 1000$  mm ;  $f_2 = 1000$  mm ;  $f_3 = 140$  mm ; Caméra : HPVX-2 à 1MHz et 500 ns de temps d'exposition.

Outre les avantages déjà mis en avant de l'utilisation de LED verte, le gain en terme d'intensité lumineuse ne serait pas possible sans l'utilisation de condenseurs. En émettant dans tout le demi-angle solide (LED hémisphérique) une grande partie de cette intensité est perdue, voir Fig. 3.6. Avoir un condenseur de focale courte ( $f_{c1}$  petit) permet donc de capter un maximum de cette luminosité en se rapprochant au plus près de la LED. Toutefois, cela a un coût : la dispersion du faisceau après le condenseur sera telle que seule une partie de ce halo sera captée par le collimateur. Vasilev [184] suggère l'utilisation d'un second condenseur, de plus grande focale, pour rediriger le faisceau dans un angle solide plus petit et concentrer plus d'intensité lumineuse surfacique sur le collimateur. Cela a tout de même pour conséquence une augmentation de l'image de la LED (rapport  $f_{c1}/f_{c2}$ ) qui est filtrée par la fente (zone d'intensité perdue filtrée par la fente sur la Fig 3.6). En effet, la LED est une source étendue et non ponctuelle, son image ne sera donc pas ponctuelle. En conséquence, une fente est nécessaire pour obtenir une source fine. En utilisant une distance focale  $f_{c2}$  adéquate, on peut limiter la zone lumineuse qui n'éclairera pas le miroir (dernière zone d'intensité perdue à droite de la Fig. 3.6). Ce second condenseur est placé au plus près du premier afin de minimiser les pertes entre ces deux condenseurs.

La mise au point de la source est donc une affaire de compromis entre longueurs focales et niveaux d'intensité. C'est aussi ce qui motive la réduction des longueurs focales utilisées ( $f_2 = 500$  mm au lieu de 1000 mm), alors que cela va à l'encontre de l'équation 3.2 pour obtenir la meilleure sensibilité. Par contre, cela permet de maintenir l'occultation,  $a$ , à une valeur plus faible grâce au gain d'intensité lumineuse. Son faible encombrement est également appréciable et permet une manipulation plus facile. L'autre gain majeur obtenu en modifiant les diamètres des optiques et leur distance focale est la résolution de l'image sur le capteur de la caméra. En choisissant un jeu d'optiques adapté, nous avons

pu multiplier par 3 la résolution verticale des images obtenues, et ce, au prix d'un champ moins large, comme le montre la Fig. 3.7. Alors que sur la figure du haut la flamme est difficilement dissociable des chocs précurseurs, elle est clairement visible sur la figure du bas après amélioration de la sensibilité.

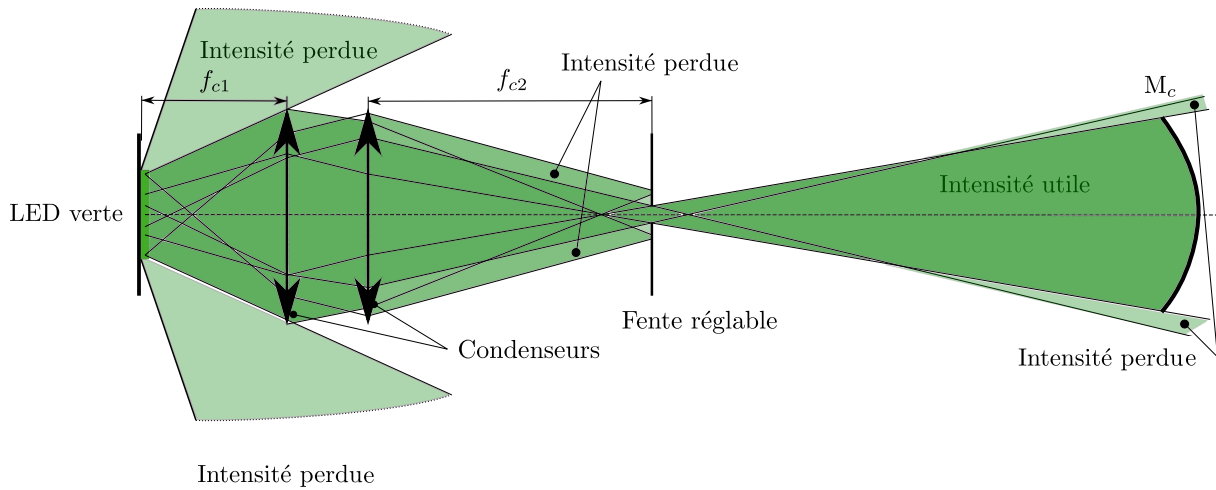


FIGURE 3.6 – Vue détaillée du système de source lumineuse avec condenseurs et fente.

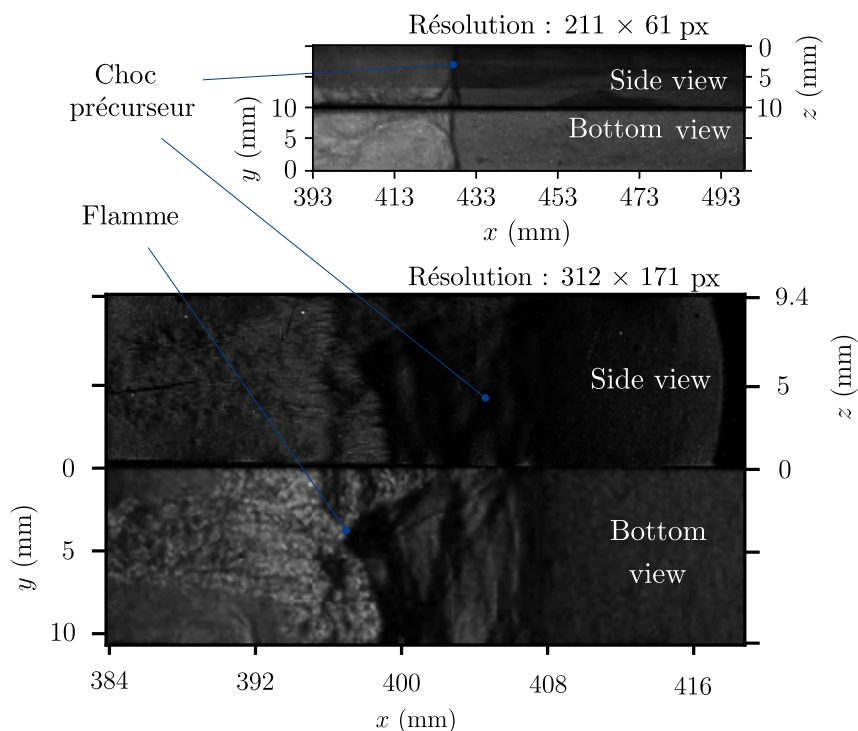


FIGURE 3.7 – Évolution de la visualisation avant (en haut) et après (en bas) optimisation du banc de strioscopie, avec leur résolution native. Images brutes, même niveau de contraste.

La réalisation d'un banc de strioscopie nécessite de bien définir ce que l'on souhaite observer. Pour cela, il faut savoir avec quoi on l'observe, et dans quelles conditions. C'est

pour ces raisons qu'une bonne visualisation ne peut être réalisée qu'avec des éléments sur-mesure, tenant compte du champ de vision, de l'illumination, des tailles de capteurs et de l'espace à disposition. Des réglages précis sont tout aussi importants, les différentes étapes de réglage permettant d'obtenir une strioscopie de qualité sont présentés en annexe C.

## 3.4 Post-traitement

### 3.4.1 Reconstruction des sections

Les caméras utilisées pour les acquisitions depuis deux directions sont les caméras ultras rapides Shimadzu HPVX-2 (résolution du capteur  $400 \times 250$  pixels) et HPV-2 (résolution du capteur  $312 \times 260$  pixels). Les différences de résolution et de taille de capteurs nécessitent d'ajuster les éléments optiques pour avoir une résolution par pixel homogène entre les deux caméras. En ce qui concerne la reconstruction des images, cela signifie que les champs des deux caméras seront nécessairement différents. Lors des réglages préliminaires, un bon alignement signifie que la caméra avec le plus grand champ (en l'occurrence la HPVX-2) capte une zone plus longue, de même dimension, avant et après le champ capturé par la HPV-2. Pour le post-traitement, sur chaque section étudiée nous suivons la procédure suivante :

- Installer une équerre de 10 mm de large de telle manière qu'elle soit visible sur le champ des deux caméras.
- Positionner cette équerre à la limite du début du champ de vision de la HPV-2, et enregistrer la référence commune en notant la position de l'équerre en millimètres depuis le côté fermé.
- Enregistrer l'arrière plan dans les conditions d'éclairage de l'essai.
- Une fois que les essais sont effectués, repositionner l'équerre à la limite de la fin du champ de vision de la HPV-2. Il est alors possible de translater la chambre jusqu'à ce que cette limite se trouve au début du champ de vision de la HPV-2.
- Recommencer l'opération pour la nouvelle section.

De cette manière, un script *Python* permet de repositionner automatiquement les images entre les deux caméras. L'épaisseur de l'équerre sert d'échelle pour la section observée. L'échelle et le décalage de position entre les deux caméras restent théoriquement constants si les réglages optiques restent inchangés. En revanche, le polycarbonate induit des variations de 1 à 2 pixel, d'où la nécessité de vérifier ces mesures sur chaque section.

En ce qui concerne le recalage temporel, les données du signal de l'arc électrique, du déclencheur enregistré sur l'oscilloscope, et celles des paramètres des caméras (en fonction du délai ou de l'avance pris par rapport au déclencheur) permettent de calculer le temps écoulé depuis l'allumage jusqu'à l'acquisition.

Pour faire correspondre chaque image nous utilisons toujours la résolution la plus faible entre les deux caméras pour redimensionner l'autre. Ensuite, avec l'échelle et la référence commune il est possible de combiner les deux images pour obtenir l'image brute telle que présentée sur la Fig. 3.8. Pour réduire le bruit, l'arrière plan est soustrait. Comme les deux caméras n'ont pas la même sensibilité, il est nécessaire de faire correspondre les histogrammes des deux images à l'aide de la fonction *match histograms* de la librairie *scikit-image*<sup>4</sup> [187]. Nous pouvons ensuite normaliser l'image pour avoir plus de contraste. Enfin, l'inversion des couleurs permet parfois d'apprécier les détails de l'image. Toutes ces étapes sont présentées sur la Fig. 3.8. Le contraste des images présentant ces étapes n'est pas ajusté afin de rendre compte de la faible luminosité du phénomène. En effet, un temps d'exposition de 250 ns (HPV-2 en haut) et 50 ns (HPVX-2 en bas) et la différence de sensibilité des caméras rendent ces images très sombres. Les équivalents normalisés illustrent mieux l'influence de chaque étape de post-traitement.

En complément, la Fig. 3.9 présente les histogrammes des images de la Fig. 3.8. La HPV-2 correspond à la vue de côté, alors que la HPVX-2 à la vue de dessous. La répartition de l'intensité des pixels permet de mieux représenter les différences issues des deux caméras. Si la normalisation ne fait qu'étirer les contrastes, la concordance d'histogrammes permet réellement de présenter les mêmes niveaux de gris sur les deux directions de visualisation en faisant correspondre les histogrammes des images de la HPV-2 à celle de la HPVX-2.

### 3.4.2 Détection de la position de la flamme

La méthode de détection automatique de la flamme est une partie importante du développement réalisé au cours de cette thèse. Plusieurs pistes ont pu être explorées. Bien que la méthode la plus robuste et précise demeure la détection manuelle, elle n'est pas praticable sur chaque image pour un grand nombre d'essais. En effet, parvenir à détecter automatiquement les interfaces représente un défi majeur pour le domaine de recherche. Notamment, lorsqu'il s'agit de l'exploitation et de l'analyse d'une grande quantité de données. Adapter des méthodes de traitement d'images au domaine de la combustion est

---

4. Une collection d'algorithmes de traitement d'images disponible pour *Python*, et ce, libre de droits et sans frais. Les codes, expertisés par un comité de lecture sont développés par une communauté active de volontaires.

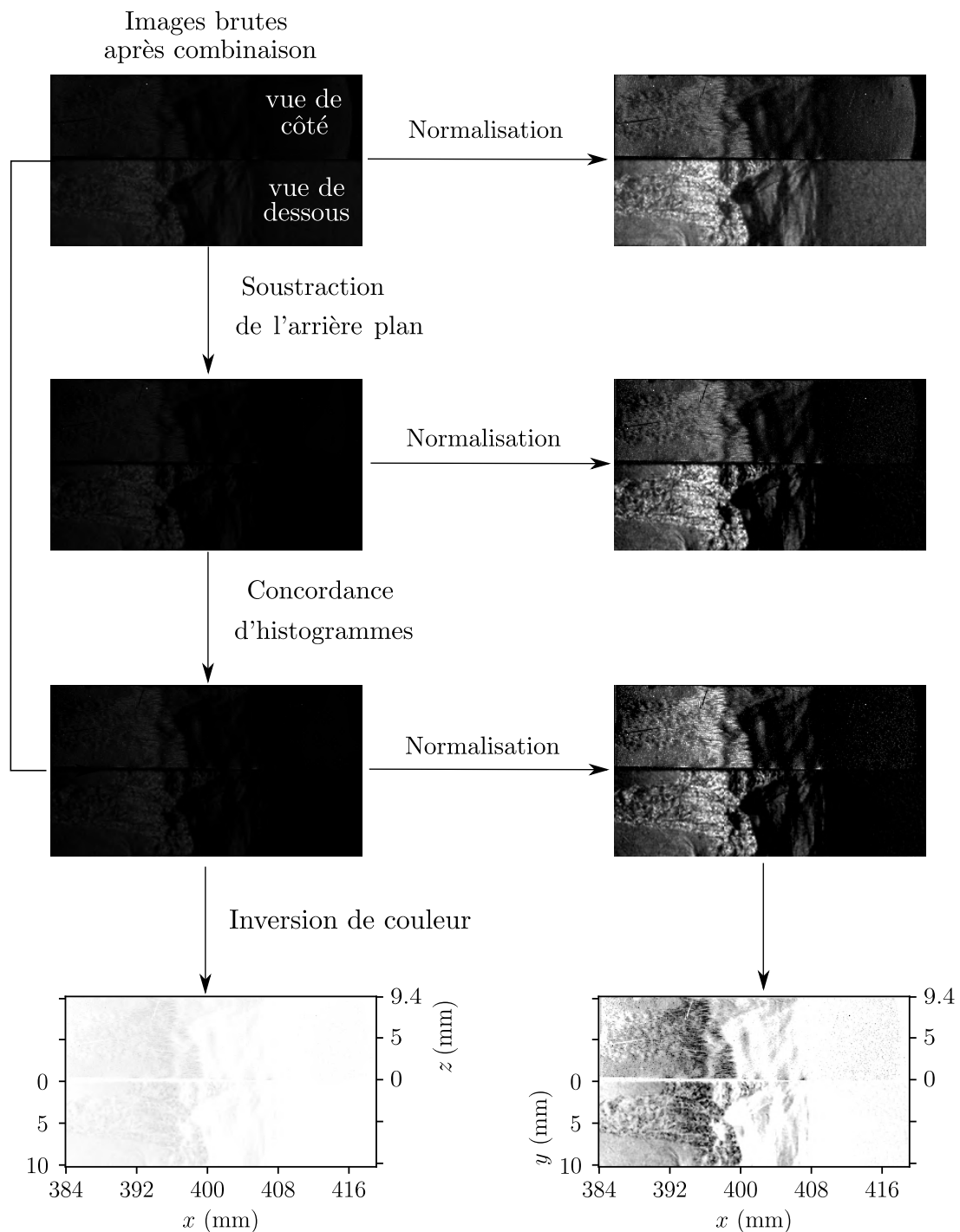


FIGURE 3.8 – Étapes de post-traitement après recombinaison des images et leur équivalent normalisé.

un pré-requis pour élaborer des bases de données complètes sur la propagation de flammes dans des canaux. La détection de la position de la flamme est, en outre, la première étape vers la détection de sa forme. Le développement du traitement automatique de la détection de flammes effectué dans cette thèse représente, ainsi, une contribution supplémentaire pour l'élaboration de méthodes automatiques plus fiables.

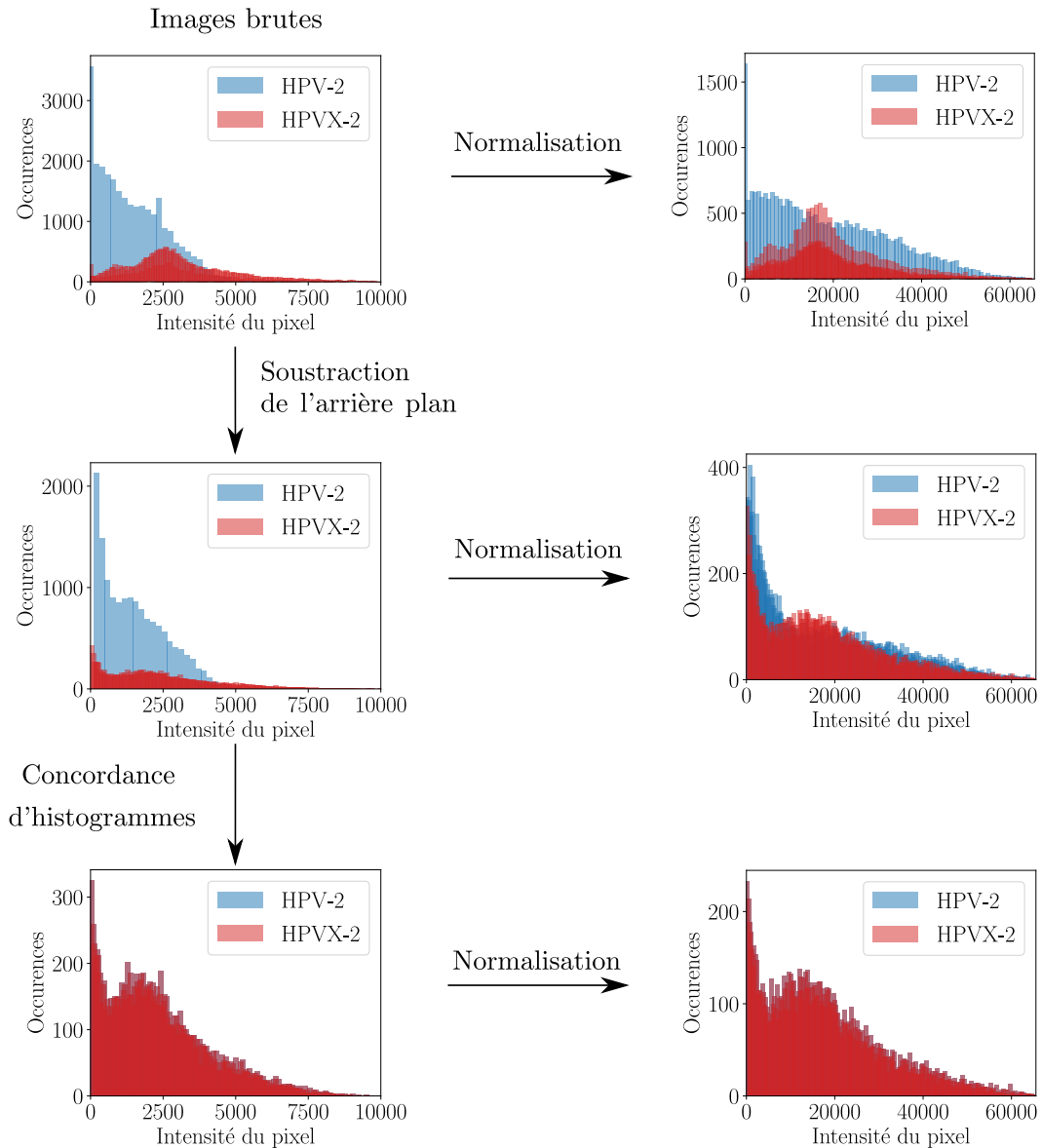


FIGURE 3.9 – Histogrammes associés aux étapes de post-traitement des images montrées sur la Fig. 3.8 et leur équivalent normalisé.

Une seule direction de visualisation est utilisée pour la détection de front, les images de la caméra HPVX-2 ( $400 \times 250$  pixels) étant plus propices pour cette tâche (plus grand champ de visualisation et meilleure sensibilité). Plusieurs étapes automatisées via *Python* sont nécessaires pour préparer l'image :

- Rechercher le pixel d'intensité maximum (sur 16bit) sur la largeur du canal
- Réduire l'image en 1-D en ne gardant que le maximum d'intensité (passage de  $400 \times 250$  pixels à  $400 \times 1$  pixel).
- Répéter l'opération pour chaque image de la séquence
- Recomposer l'image pour former un diagramme  $x-t$

- Détecter les contours de l'image à partir de l'algorithme de Canny [188]
- Balayer l'image, en commençant par la fin du canal, pour trouver le contour détecté comme étant la flamme
- Comparer la détection avec les images brutes pour s'assurer de la bonne détection.

Un exemple de diagramme  $x-t$  recomposé dont les résultats de la détection sont marqués en rouge, est visible sur la Fig. 3.10.

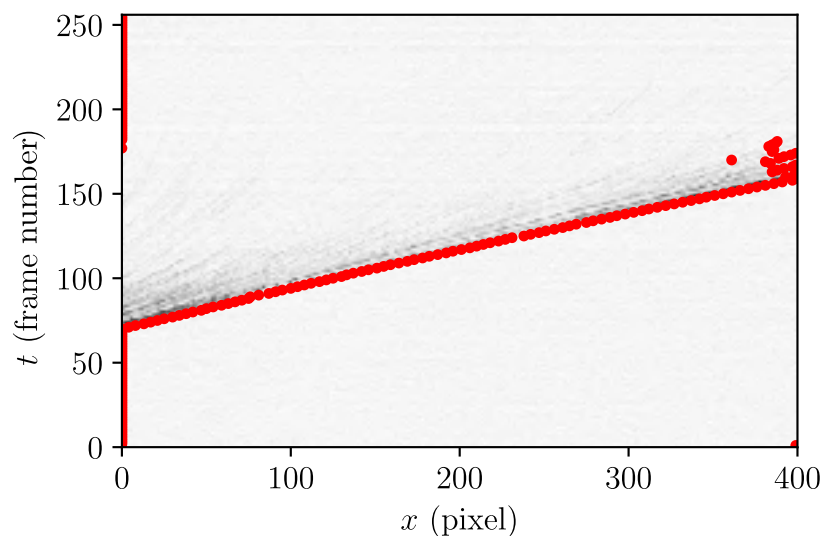


FIGURE 3.10 – Détection de la position de la flamme via l'algorithme de Canny [188].

La méthode s'avère efficace pour détecter le devant de la flamme lors des premières phases d'accélération. Toutefois, celle-ci comporte quelques défauts. Premièrement, si la précision est bonne ( $\pm 5$  mm) pour détecter la flamme, la structure détectée ne peut pas être choisie. Il s'agit nécessairement de la partie la plus en aval de la flamme. C'est une conséquence de la réduction de dimension qui ne prend que le maximum d'intensité sur la largeur du canal. Deuxièmement, un autre défaut intervient lorsque la flamme accélère suffisamment pour générer des ondes de pression au devant d'elle-même. L'algorithme n'est pas capable de faire la distinction entre onde de pression, chocs, et flamme, surtout quand toutes ces structures sont visibles simultanément. Donc, dans 75% des cas, la méthode de détection automatique se révèle utile. Cependant, pour les 25% de cas restants, la détection manuelle reste la meilleure option. Effectivement, elle permet de différencier la position de la flamme et celle des ondes de pression sans ambiguïté et avec plus de précision ( $\sim 1$  mm sur la position).

Une piste prometteuse pour la détection automatique est l'utilisation d'une région d'intérêt (ou ROI pour ce sigle en anglais). La ROI de référence est ensuite utilisée

par la fonction *matchTemplate* de *OpenCV*<sup>1</sup> pour rechercher automatiquement la ROI correspondante sur les images successives. Cette ROI peut être une flamme ou un choc. La structure de la flamme et des chocs étant pratiquement identique le long d'une même section, il est possible de les identifier automatiquement par correspondance avec la ROI de référence. Trouver les ROI de chaque essai demande du temps, mais la mise en œuvre de cette méthode est moins fastidieuse que la détection manuelle.

---

1. La librairie *Open Source Computer Vision* met à disposition des algorithmes classiques et de pointe pour la visualisation par ordinateur et l'apprentissage machine.





# Étude comparative : visualisations uni- et bi- directionnelle

---

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les différentes versions de la chambre explorées pendant l'étude de principe. Ce chapitre a pour objectif de mettre à l'épreuve la conception finale à travers la comparaison entre deux versions similaires de chambre de combustion. La première version de la chambre permet une visualisation strioscopique depuis une direction (1-DV). La seconde permet de réaliser cette visualisation depuis deux directions simultanées (2-DV) via une pièce centrale interchangeable (voir 2.2). Il s'agit des versions référencées comme V-1 DV et V-2 DV du chapitre 2. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* [171].

## 4.1 Représentation des visualisations

### 4.1.1 Acquisition

La visualisation strioscopique est réalisée sur les deux canaux. Deux jeux de caméras en noir et blanc ont été utilisés pour la visualisation simultanée :

- (i) Deux caméras Photron FASTCAM SA-Z réglées à 140k images par seconde (ips) avec un temps d'exposition différent 158 ns et 248 ns (dû à leur différence de génération).
- (ii) Une Shimadzu HPVX-2, réglée de 1 million (500 ns de temps d'exposition) à 10 millions ips (50 ns de temps d'exposition), avec une Shimadzu HPV-2 réglée à 1 million ips (500 ns de temps d'exposition).

Différentes sources lumineuses sont utilisées : deux LED blanches collimatées de 100 mm de diamètre, et une lampe à vapeur de mercure couplée avec un miroir de collimation de 100 mm de diamètre. Un rasoir vient occulter environ 50 % du point focal pour mettre en avant les gradients dans la direction de propagation de la flamme.

Cette installation permet de visualiser jusqu'à 100 mm de section avec une résolution allant de  $178 \mu\text{m}$  à  $238 \mu\text{m}$  par pixel. La visualisation simultanée (2-DV) est réalisée sur une même section. La Fig. 4.1 montre un schéma simplifié de l'installation optique. Lorsque l'on n'utilise qu'une direction de visualisation (1-DV), seul le chemin optique de la HPVX-2 est utilisé (*side view*). Comme indiqué dans le chapitre 2 les caméras ultras rapides sont activées via une photodiode de type BPW34. Le lecteur trouvera une description plus détaillée des dispositifs optiques, des réglages, et des sources lumineuses au chapitre 3.

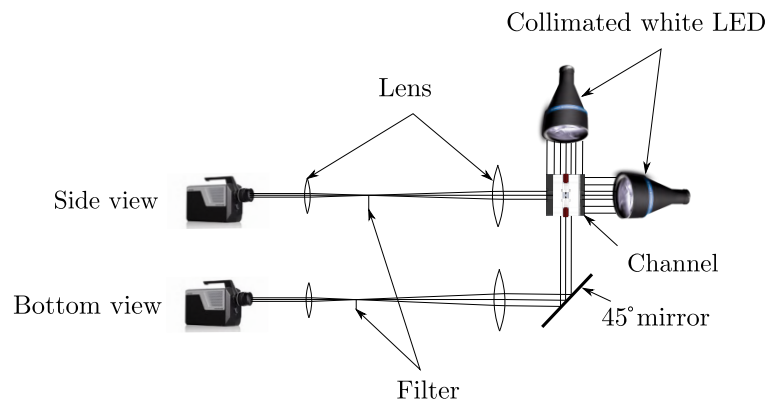


FIGURE 4.1 – Schéma de l'installation optique pour la 1-DV et 2-DV.

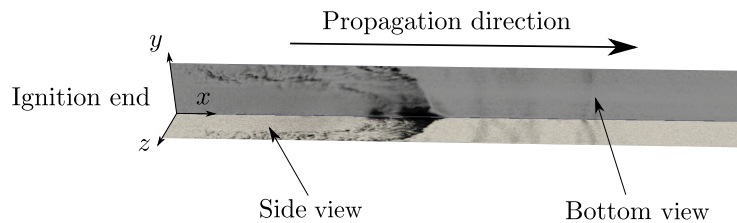


FIGURE 4.2 – Représentation des directions de visualisations. Les faces de "Côté" (*side view*) et "Dessous" (*bottom view*) font référence à la position des caméras.

#### 4.1.2 Représentation des 2-DV

La Fig. 4.2 offre une représentation visuelle de l'orientation des différentes directions utilisées. Les faces "Dessous" (*bottom view*) et "Côté" (*side view*) font référence à la position relative des caméras par rapport au canal. La position réelle de la face de dessous le long de l'axe  $z$  (ou celle de la face de côté le long de l'axe  $y$ ) est arbitraire étant donné que la visualisation par strioscopie ne donne qu'une information intégrée sur toute la ligne de vue. La représentation choisie est pratique lorsque des phénomènes sont localisés dans le coin droit du canal et vus depuis l'allumage. Le post-traitement des données est réalisé en plusieurs étapes telles que décrites dans le chapitre 3. Pour rappel, tout d'abord une

soustraction de l'arrière plan moyen recueilli lors de l'acquisition est appliquée. Ensuite, une concordance d'histogrammes est effectuée dans le but d'obtenir une échelle de gris similaire entre les caméras. Enfin, nous procédons à une inversion de couleurs. Ces étapes sont automatisées via un script *Python*, et le bruit restant est retiré manuellement. Les images finales sont comparées aux images originales afin de s'assurer qu'aucun artefact n'a été produit par la procédure de traitement mise en oeuvre. Depuis les images collectées, des positions de flammes ont pu être extraites pour former des diagrammes  $x - t$ . Sous chaque image présentée, le lecteur trouvera le diagramme  $x - t$  correspondant. Dans ces diagrammes, les cercles sont utilisés pour représenter les données discrètes. Une courbe de tendance est ajoutée pour faire correspondre ces données à un polynôme du premier ou du second degré, selon le coefficient de détermination  $R^2$ . Nous pouvons alors obtenir la vitesse de la flamme en dérivant le polynôme. La méthodologie décrite induit une précision de  $\pm 3.7\%$  et  $\pm 5\%$  dans les valeurs de vitesse obtenues pour les tests d'une résolution de  $178\mu\text{m}/\text{pixel}$  et  $238\mu\text{m}/\text{pixel}$ . Enfin, les temps rapportés sur les diagrammes  $x - t$  sont relatifs à la détection des photodiodes et non au temp de référence utilisé sur les images correspondantes. Un total de 54 essais est présenté ici, dont 18 avec la configuration 1-DV et 36 avec celle 2-DV.

## 4.2 Dynamique de la *Strange wave*

Cette campagne d'essais sur deux canaux similaires met en évidence l'existence de deux régimes de flammes supersoniques par rapport aux gaz frais (ou flammes choquées) : (i) une structure asymétrique formée d'un choc oblique suivi par une flamme brûlant préférentiellement en proches parois ; (ii) une structure symétrique, nommée *strange wave* dans [189] formée d'un choc normal précédé d'une flamme en forme d'entonnoir se consumant préférentiellement sur les parois. Dans cette section, nous allons observer pas à pas la formation et la propagation de ces régimes dans les deux canaux, 1-DV et 2-DV.

### 4.2.1 Formation de la *Strange wave*

La Fig. 4.3 (en haut) montre la structure observée pendant la formation de la *strange wave* en utilisant 1-DV. Le temps  $t_{\text{ref}}$  est arbitraire et ne représente que le premier instant de la séquence. Le front d'une flamme très plissée (A) se propageant de gauche à droite est visible à  $t = t_{\text{ref}}$ . La détente des produits de combustion et l'accélération de la flamme forment des perturbations dans les gaz frais au devant de la flamme. De faibles (B) et

intenses (C) ondes de pression sont visibles sur ces images.

À  $t = t_{\text{ref}} + 27.5 \mu\text{s}$ , le préchauffage dû aux ondes de choc/de pression précurseurs renforce l'accélération de la flamme et génère de nouveaux chocs plus intenses, au plus près de la flamme (B). La flamme commence à former un profil symétrique, en forme d'entonnoir, se propageant préférentiellement près des parois avec des réactifs non brûlés en son centre (D). Enfin, la flamme rattrape le choc précurseur à  $t = t_{\text{ref}} + 55 \mu\text{s}$ , en dehors de la section d'essai. On remarque une explosion émanant depuis la face du dessous, dont la rémanence est visible comme une discontinuité se propageant vers la gauche (E) avec une vitesse de propagation décélérant de 2800 m/s à 2300 m/s. Les données recueillies ne présentent pas assez d'informations pour déterminer si cette explosion locale a mené à

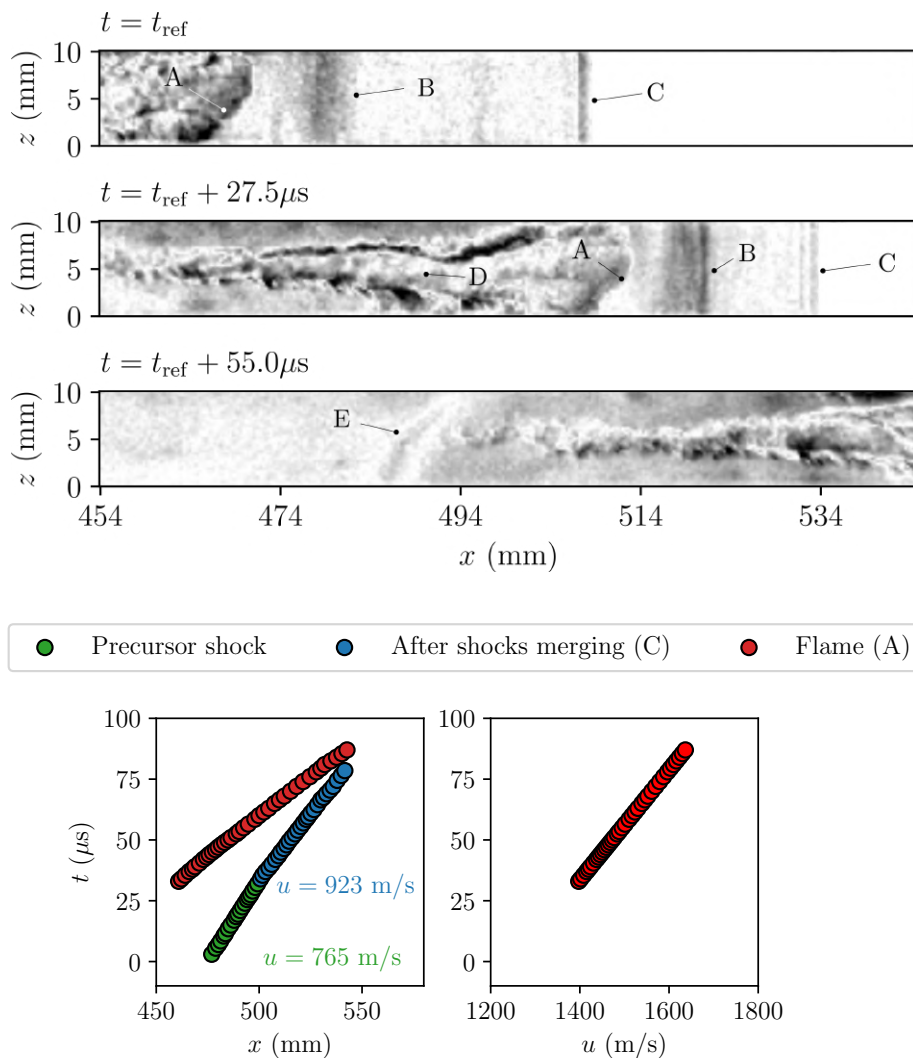


FIGURE 4.3 – 1-DV de la formation symétrique de la *strange wave* ; section de 454 à 544 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 290 \text{ K}$ . A : flamme plissée ; B : onde de pression faible ; C : choc précurseur ; D : surface de la flamme en forme d'entonnoir ; E : discontinuité se propageant vers la gauche.

une TDD. La vitesse du front mesurée depuis ces images (voir Fig. 4.3 en bas) augmente de 1400 – 1600 m/s pendant 50  $\mu\text{s}$  pour la flamme plissée, et d'environ 700 – 1000 m/s pendant 80  $\mu\text{s}$  pour le choc précurseur. Il est à noter un net changement de pente associé avec la propagation du choc (C) autour de 40  $\mu\text{s}$ . Ce phénomène est dû au choc suivant, rattrapant et fusionnant avec (C) à cet instant.

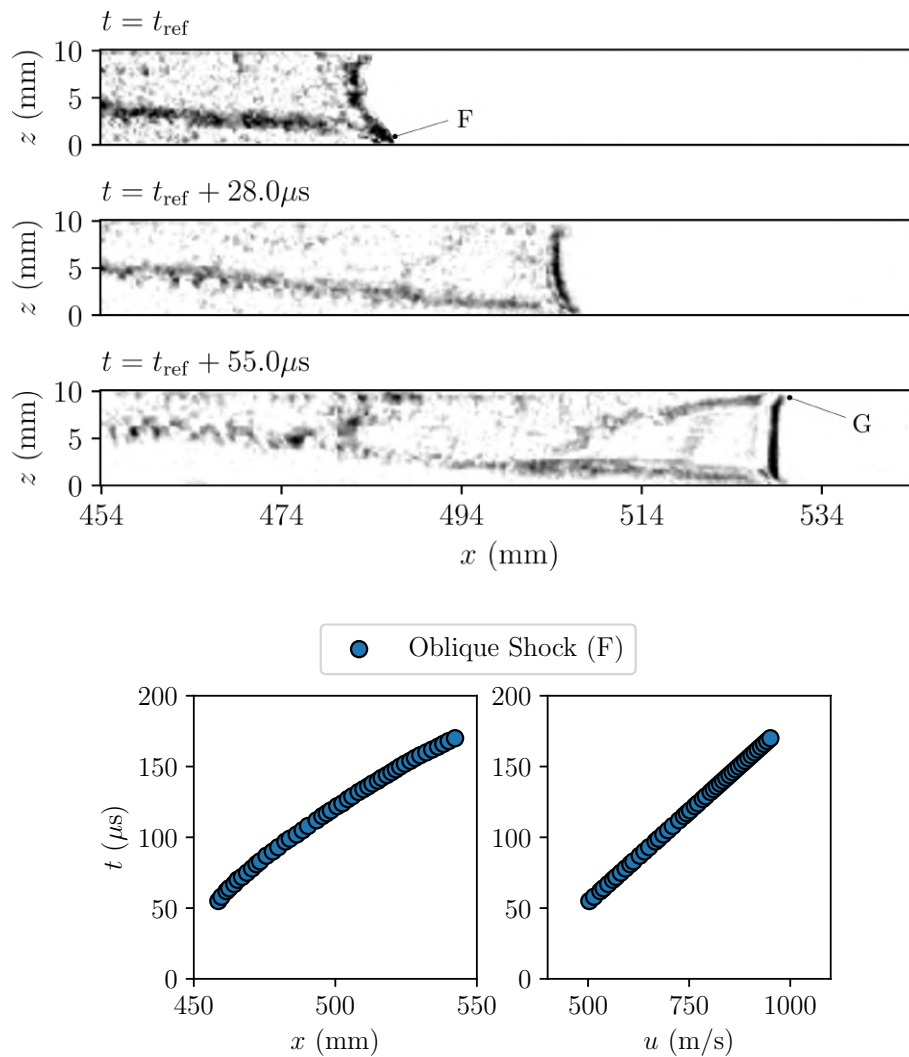


FIGURE 4.4 – 1-DV de la formation asymétrique de la *strange wave*; section de 454 à 544 mm de l'allumage; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 290$  K. F : choc oblique; G : allumage secondaire.

Dans certains cas, en utilisant la même zone de visualisation, une autre structure est observée (voir Fig. 4.4 en haut). Dans cette situation, aucune perturbation ne se distingue au devant de la flamme. À la place, un front de flamme se propage dans la couche limite, au niveau de la paroi inférieure, formant un choc oblique (F). Dans ce cas de figure, ce choc oblique se propage à une vitesse similaire (voir Fig. 4.4 en bas) à celle rapportée

pour le choc précurseur de la Fig. 4.3. En se réfléchissant sur la paroi supérieure, un allumage secondaire s’amorce dans la couche limite (G). Sur la dernière image, à  $55 \mu\text{s}$ , une forme symétrique commence à se former. Cette forme est très similaire à celle observée expérimentalement par [189] et numériquement par [111, 190] lorsque ces chercheurs ont étudié les interactions flammes-chocs.

La Fig. 4.5 montre les premières images des 2-DV pendant la formation de la *strange wave*. Dans ce canal, cette étape de la transition se déroule dans une section différente, plus proche de l’allumage,  $281 \text{ mm} \leq x \leq 353 \text{ mm}$ , au lieu de  $454 \text{ mm} \leq x \leq 544 \text{ mm}$ . À  $t = t_{\text{ref}}$ , cette configuration présente une structure de la flamme similaire à celle de la Fig. 4.3 précédée par une succession d’ondes de pression. La différence principale avec le cas précédemment décrit réside dans le fait que la flamme plissée ne rattrape pas les perturbations. Au contraire, le mélange semble s’allumer dans la couche limite, sûrement suite à une interaction flamme-couche limite. En conséquence, une flamme se propage près de la paroi. La visualisation simultanée permet de localiser la position exacte de cet allumage sur la section transversale du canal (dans le coin inférieur droit en regardant depuis l’allumage). À  $t = t_{\text{ref}} + 5 \mu\text{s}$ , le front dans la couche limite (F) se propage plus rapidement que la flamme plissée ( $\sim 3300 \text{ m/s}$ ). Sur la vue de côté, à  $t = t_{\text{ref}} + 10 \mu\text{s}$ , un autre front commence à se propager dans la couche limite du côté opposé ( $z = 10 \text{ mm}$ ). L’allumage de ce front semble être dû à une interaction entre choc oblique et couche limite. Cependant, en se basant sur l’ensemble de l’échantillon, l’allumage semble plus fréquent suite à une interaction flamme-couche limite. La raison exacte de cet allumage spontané dans un coin est très certainement liée à des imperfections d’usinage sur lesquelles nous reviendrons dans la section 4.3. Les résultats DNS (*Direct Numerical Simulation*) de [96] et LES (*Large Eddy Simulation*) de [142] présentent un scénario similaire de TDD. Cependant, dans le cas présent, le complexe flamme-choc continue de se propager plus de  $100 \text{ mm}$  avant de transiter vers la détonation. Deux discontinuités (E), et (E’), similaires à celles observées sur la Fig. 4.3 à  $t = t_{\text{ref}} + 55 \mu\text{s}$ , sont aussi visibles à  $t = t_{\text{ref}} + 5 \mu\text{s}$  et  $t = t_{\text{ref}} + 10 \mu\text{s}$ . La dynamique globale de la flamme ressemble à celle observée depuis 1-DV.

### 4.2.2 Propagation quasi-stationnaire

La structure de la *strange wave* est visible sur la Fig. 4.6 en haut. Elle est très similaire à celle décrite par [165]. Toutefois, il est à noter que dans le cas présent, la *strange wave* se propage à une vitesse  $\sim 29\%$  plus importante ( $u_{SW} \sim 1940 \text{ m/s}$ ). Pour rappel, il s’agit d’un

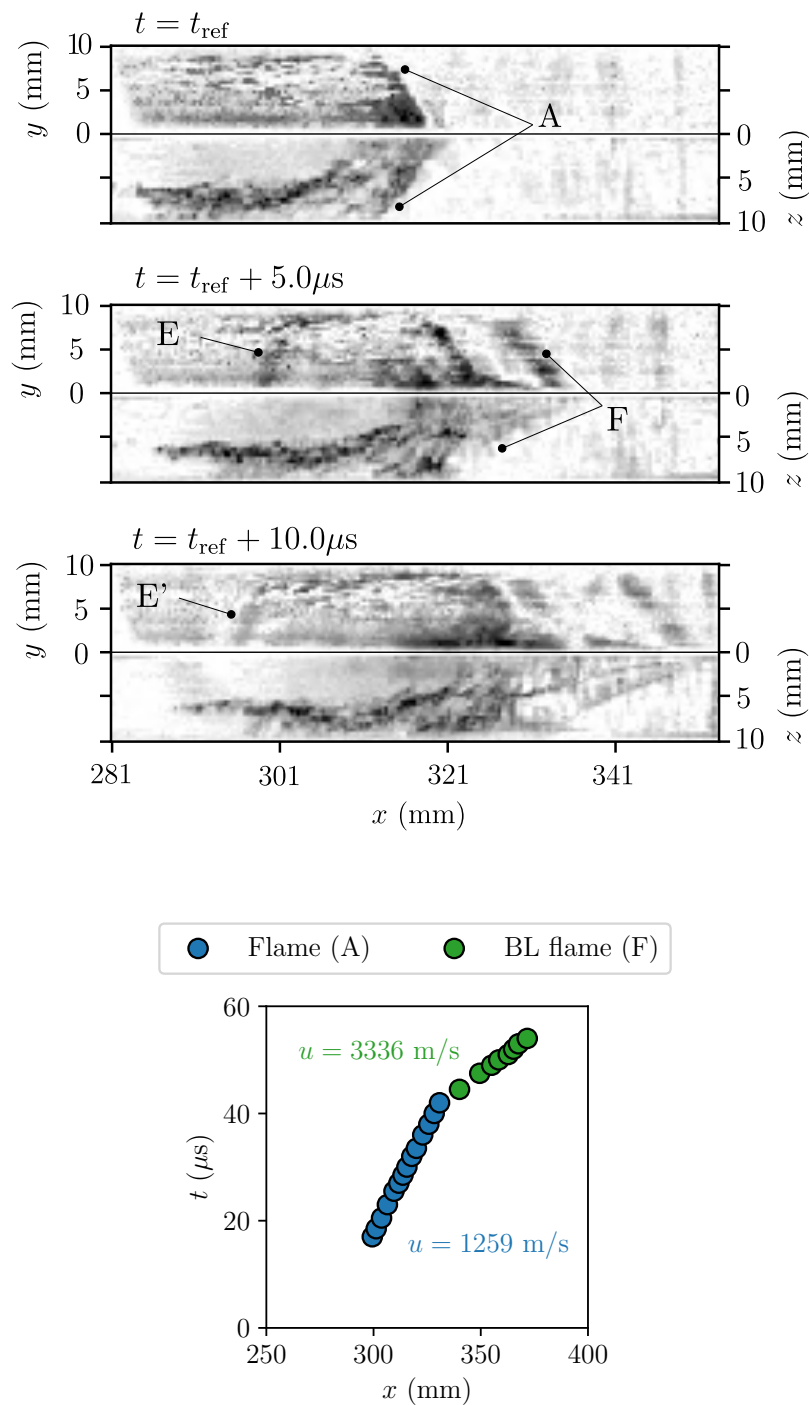


FIGURE 4.5 – 2-DV simultanée de la formation de la *strange wave* ; section de 281 à 353 mm de l’allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 290 \text{ K}$ . A : flamme plissée ; F : flamme dans la couche limite - choc oblique ; E : discontinuité se propageant vers la gauche.

complexe constitué d’un choc normal suivi par une flamme plissée en forme d’entonnoir capable de soutenir le taux de combustion observé. Le canal 2-DV développé dans cette thèse présente l’avantage de fournir d’importantes informations supplémentaires, comme

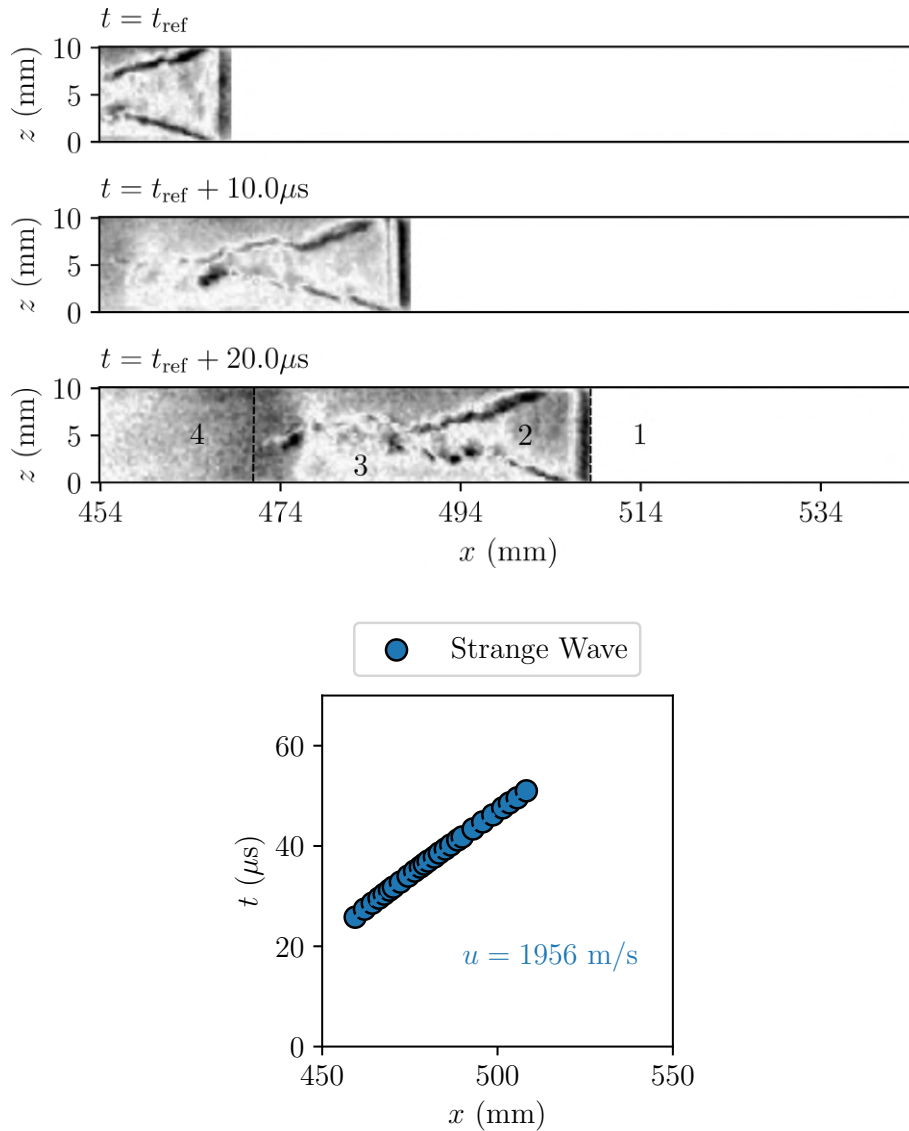


FIGURE 4.6 – 1-DV de la *strange wave* ; section de 454 à 544 mm de l’allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 290 \text{ K}$ .

l’illustre la Fig. 4.7. À  $t = t_{\text{ref}}$ , les vues de dessous et de côté présentent des formes différentes. Depuis le côté, une forme similaire à celle observée pour le canal 1-DV. Au contraire, pour la vue de dessous, seul un choc normal est visible, juste avant l’entretoise (en blanc ici). Même si ce complexe flamme-choc est supersonique dans le référentiel du laboratoire par rapport au gaz frais, il ne suit pas la propagation quasi-stationnaire de la *strange wave* observée par [165]. Le choc normal se propage aux alentours de  $1250 \text{ m/s}$  avant d’être submergé par la structure en forme d’entonnoir. Lorsqu’ils fusionnent près du centre du canal, à  $t = t_{\text{ref}} + 18 \mu\text{s}$ , le complexe accélère jusqu’à  $\sim 1800\text{-}1900 \text{ m/s}$  et commence à s’aplanir, restant parfois courbé dans un coin jusqu’à la TDD. La vue de dessous à  $t = t_{\text{ref}} + 18 \mu\text{s}$  est une preuve de la structure tri-dimensionnelle qui se forme lorsque le complexe flamme-choc oblique fusionne.

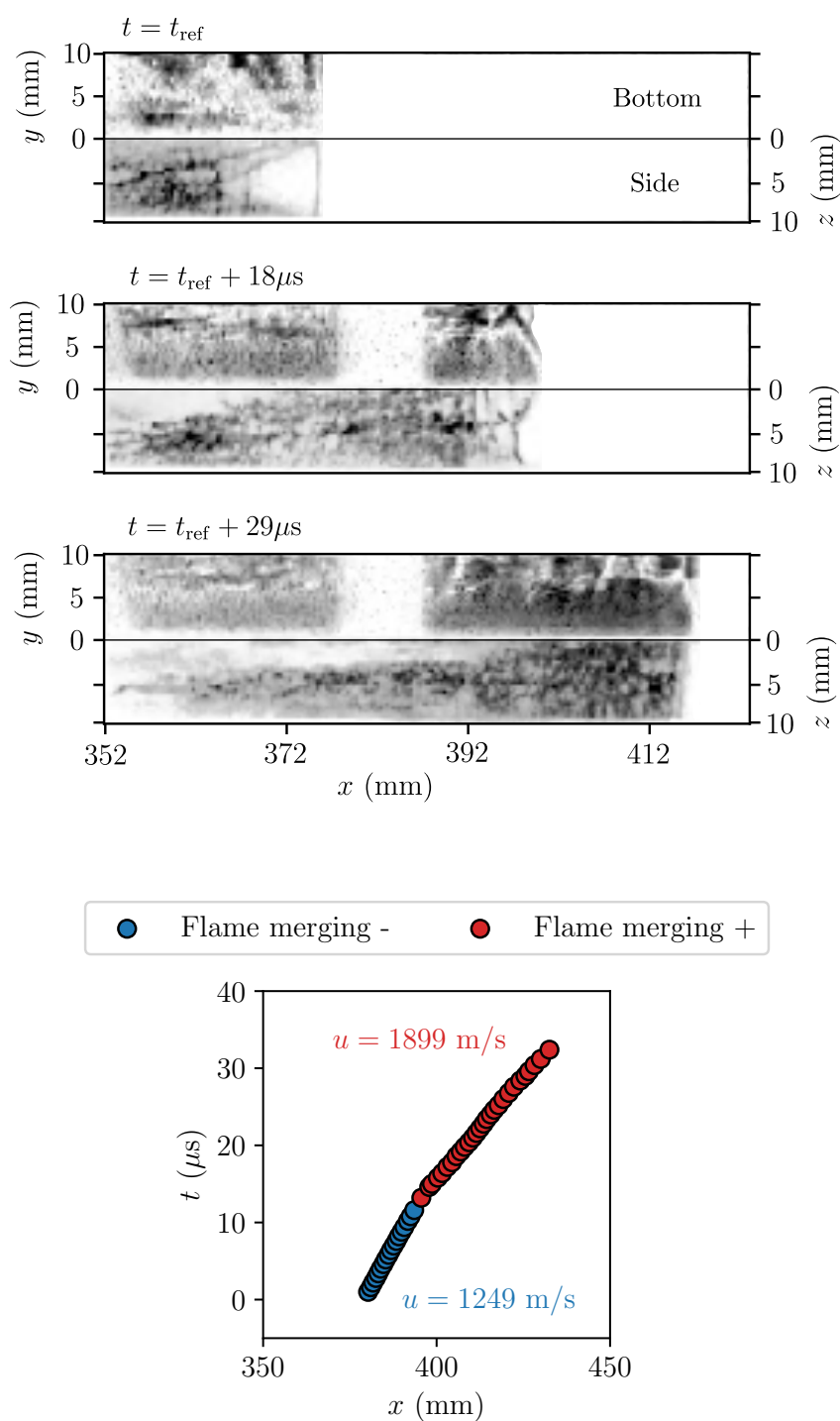


FIGURE 4.7 – 2-DV simultanée de la formation de la *strange wave* ; section de 352 à 423 mm de l’allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 290 \text{ K}$ .

### 4.2.3 Analyse thermodynamique

De par la vitesse de propagation métastable visible sur la Fig. 4.6, l'utilisation d'un modèle thermodynamique simple nous semble être la méthode la plus appropriée pour analyser la structure de la flamme. Dans l'article [165] les auteurs proposent une approche permettant de trouver l'existence d'une solution proche, mais différente, de la détonation stationnaire CJ dans un diagramme pression-volume spécifique ( $p - v$ ). Ces derniers se basent sur la structure visible sur la Fig. 4.6. Les auteurs identifient quatre états différents (annotés sur la figure). Yanez et ses collaborateurs [165] utilisent les relations de saut de Rankine-Hugoniot pour trouver une solution associée à la vitesse de cette onde,  $u_{SW}$ , qui permet de résoudre le système d'équations. Les hypothèses suivantes sont utilisées dans leur analyse :

- (i)  $1 \rightarrow 2$  : les gaz frais sont comprimés adiabatiquement par le choc pour augmenter la pression et la température le long de la ligne de Rayleigh (RL) et la courbe d'Hugoniot (HC). Les équations de la ligne de Rayleigh (RL) et la courbe d'Hugoniot (HC) sont :

$$\text{RL} : \left( \frac{u_{SW}}{v_1} \right)^2 = \frac{(p_2 - p_1)}{(v_1 - v_2)}; \quad \text{HC} : \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} p_1 v_1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} p_2 v_2 + \frac{1}{2} (v_1 + v_2) (p_2 - p_1) = 0 \quad (4.1)$$

- (ii)  $2 \rightarrow 3$  : combustion quasi-isobarique ;

$$\text{RL} : \left( \frac{S_L}{v_2} \right)^2 = \frac{(p_3 - p_2)}{(v_2 - v_3)}; \quad \text{HC} : \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} p_2 v_2 - \left( \frac{\gamma_3}{\gamma_3 - 1} p_3 v_3 + Q \right) + \frac{1}{2} (v_2 + v_3) (p_3 - p_2) = 0 \quad (4.2)$$

- (iii)  $3 \rightarrow 4$  : détente adiabatique (AE) ;

$$\text{AE} : p_4 v_4^{\gamma_3} = p_3 v_3^{\gamma_3}; \quad \text{RL} : \left( \frac{u_{SW}}{v_1} \right)^2 = \frac{(p_4 - p_1)}{(v_1 - v_4)} \quad (4.3)$$

La RL dans (iii) doit être tangente à la courbe de détente adiabatique pour permettre de trouver une solution au système. Dans les Eqs. (4.1), (4.2) et (4.3),  $p$ ,  $v$  sont la pression en Pa et le volume spécifique en  $\text{m}^3/\text{kg}$ ;  $\gamma$ ,  $S_L$ , et  $Q$  sont, respectivement, le ratio des chaleurs spécifiques, la vitesse de flamme laminaire et la chaleur dégagée par la réaction chimique. Ces trois dernières grandeurs sont des paramètres dépendants uniquement de la composition chimique. Enfin, les indices correspondent aux états auxquels ces propriétés sont évaluées.

Pour trouver les valeurs appropriées pour  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  et  $Q$ , la *Shock and Detonation Toolbox* (SDT) [48] est utilisée pour calculer la courbe de Crussard (ou d'Hugoniot des réactifs) en fonction de la température pour un mélange stœchiométrique H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> initialement à  $p_0 = 100$  kPa et  $T_0 = 290$  K. Une correspondance adéquate est trouvée en détendant les produits de l'état de von Neumann (vN) à la solution de Chapman-Jouguet (CJ) en utilisant  $\gamma_2 = \gamma_{vN} = 1.32$ ,  $\gamma_3 = \gamma_{CJ} = 1.21$  et  $Q = 8$  MJ/kg pour l'HC de l'Eqn. (4.2).  $S_L$  peut être calculé avec Cantera [35] pour les conditions d'état données à l'intersection de la RL et de la HC de l'Eq. (4.1).

La Fig. 4.8 en haut, présente la solution obtenue dans [165]. Cette solution résulte en une vitesse de propagation pour la *strange wave* de  $u_{SW} = 2750$  m/s, 3% plus faible qu'une détonation stationnaire idéale,  $u_{CJ} = 2835$  m/s. Il est à noter que cette valeur est bien plus importante que la vitesse de l'onde mesurée expérimentalement du fait de l'absence de mécanismes de dissipation dans l'analyse réalisée.

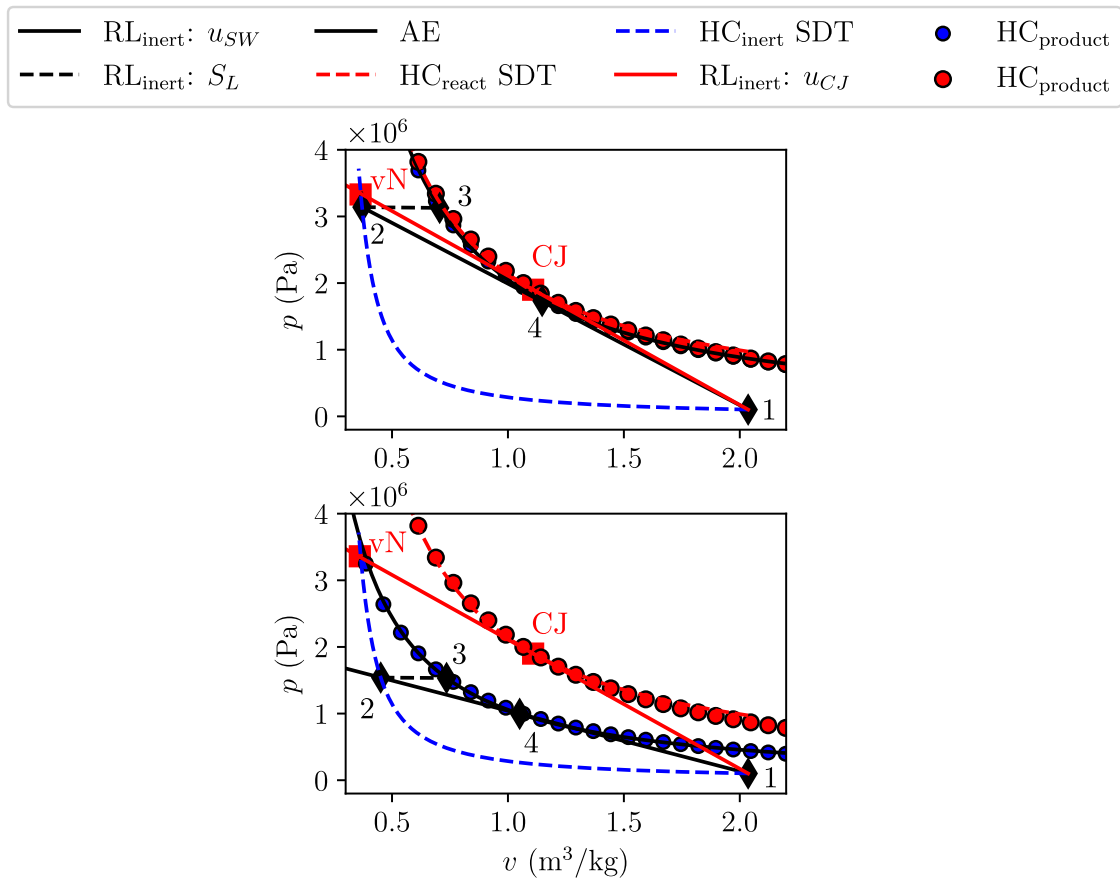


FIGURE 4.8 – Diagrammes  $p - v$  obtenus pour l'analyse de la *strange wave*. En haut : solution de [165]; en bas : solution à partir de la vitesse de la *strange wave* expérimentale,  $u_{SW}$ , comme donnée d'entrée.

Pour calculer une estimation de cette perte énergétique nécessaire afin de retrouver la vitesse expérimentale, nous répétons l'exercice en prenant la vitesse mesurée sur la Fig. 4.6 comme donnée d'entrée et nous cherchons la valeur de  $Q$  permettant l'existence d'une telle solution. Une valeur de  $Q = 3.9$  MJ/kg satisfait le système d'équations (voir la Fig. 4.8 en bas), ce qui suggère qu'environ la moitié de l'énergie chimique est rapidement dissipée sous la forme de dissipation de chaleur et de quantité de mouvement. Toutefois, une simple analyse des échelles de temps caractéristiques nous montre que la dissipation de chaleur sur la demi-largeur du canal (5 mm) est 7 fois plus longue que le temps de résidence de l'onde sur sa longueur moyenne (31 mm). Ainsi, il semble que la dissipation de chaleur joue un rôle mineur sur les pertes globales.

L'interaction de la RL avec la courbe d'Hugoniot des gaz frais indique que le ratio de pression associé,  $p_2/p_1 \sim 15$ , représente la moitié de celui théorique sur la Fig. 4.8 en haut. Il faut noter que la perte de vitesse observée pour la *strange wave* ( $u_{SW}/u_{CJ} \sim 2/3$ ) est plus importante que celle rapportée et analysée pour une détonation stationnaire dans des canaux notamment dans [64, 65, 191, 192]. Comme cas limite, si à travers la *strange wave* les gaz frais se détendent directement de l'état 2 à 4 en suivant la RL au lieu de passer par le chemin 2-3-4, le même état final est obtenu.

Une manière plus simple d'évaluer ces pertes est d'utiliser directement l'expression issue de la théorie CJ avec l'hypothèse de  $\gamma$  constant (voir [193]) pour écrire  $u_{CJ} = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q}$  et  $u_{SW} = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)(Q - \bar{q})}$ , avec  $\bar{q}$  l'effet combiné des pertes. En prenant leur ratio et en manipulant l'expression on obtient  $\bar{q}/Q = 1 - (u_{SW}/u_{CJ})^2 = 0.52$ . Il faut tenir compte du fait que ce résultat est principalement qualitatif, et qu'une amélioration du modèle thermodynamique est nécessaire. Pour cela, il est possible d'affiner les hypothèses de combustion quasi-isobarique et de détente adiabatique des gaz entre 2-3 et 3-4, ou, mieux, il est également possible d'élargir l'analyse à une description unidirectionnelle de l'écoulement en incluant des termes de pertes.

### 4.3 Initiation de la détonation

La transition vers la détonation survient toujours après la propagation de la *strange wave* décrite plus tôt dans la configuration avec 1-DV. La Fig. 4.9 montre le développement d'un noyau d'allumage à  $t = t_{\text{ref}}$  dans cette configuration. Le choc généré par l'explosion se propage vers la paroi supérieure, courbant le choc précurseur initialement normal, et consommant les réactifs frais mais choqués en amont de celui-ci. Enfin, l'image

à  $t = t_{\text{ref}} + 3.2 \mu\text{s}$ , montre un choc quasi-plan d'une détonation naissante. Les distances mesurées jusqu'à la transition (c.-à-d. localisation de la TDD) se trouvent entre 38-67% de la longueur du canal (pour un échantillon de 14 tests). La grande résolution temporelle nous permet d'observer l'initiation de la détonation avec beaucoup de détails (5 million ips).

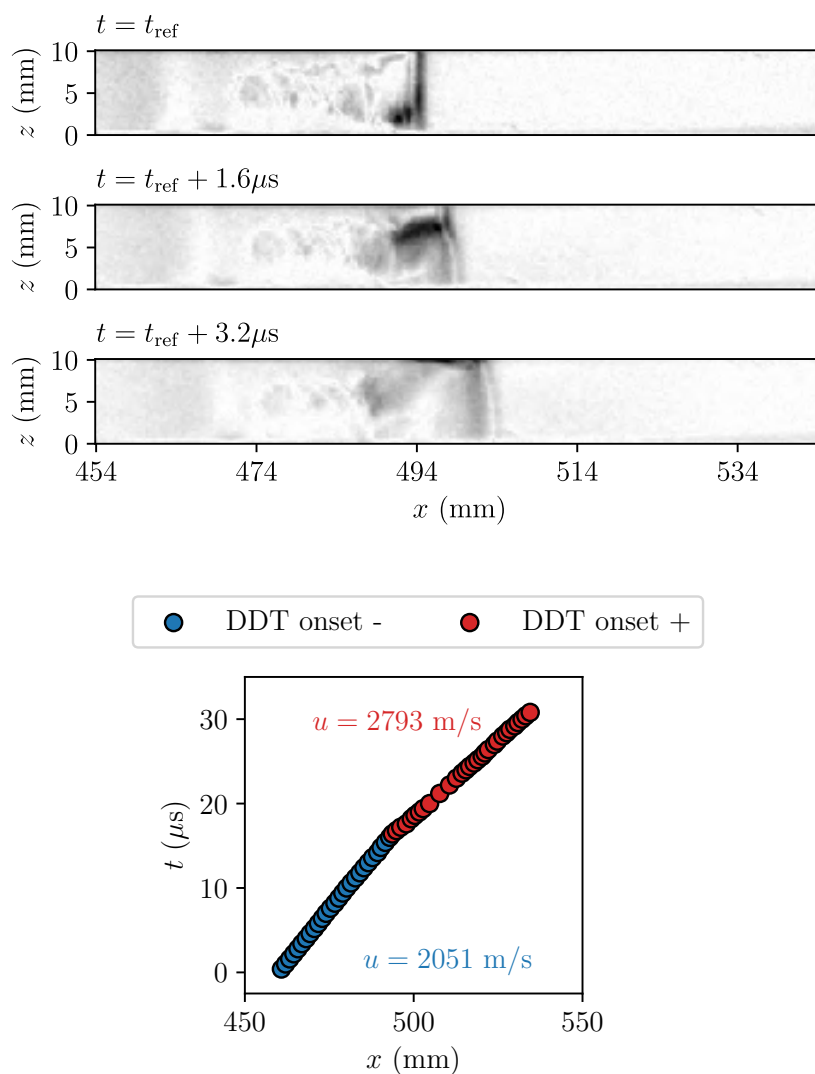


FIGURE 4.9 – 1-DV de l'initiation de la détonation ; section de 454 à 544 mm de l'allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 290 \text{ K}$ .

La Fig. 4.10 montre le résultat obtenu pour la configuration avec 2-DV. Après l'aplatissement du complexe décrit sur la Fig. 4.7, dont la vitesse de propagation est de  $\sim 2000 \text{ m/s}$ , une puissante explosion émerge. De la même manière que pour 1-DV sur la Fig. 4.9, lorsque l'explosion atteint la paroi opposée, elle se réfléchit en onde transverse. Il faut noter qu'ici, par souci de représentation, les plans  $x - y$  et  $x - z$  sont translatés, puis subissent une rotation le long de l'axe des  $x$ . L'initiation de la TDD se situe dans le coin supérieur

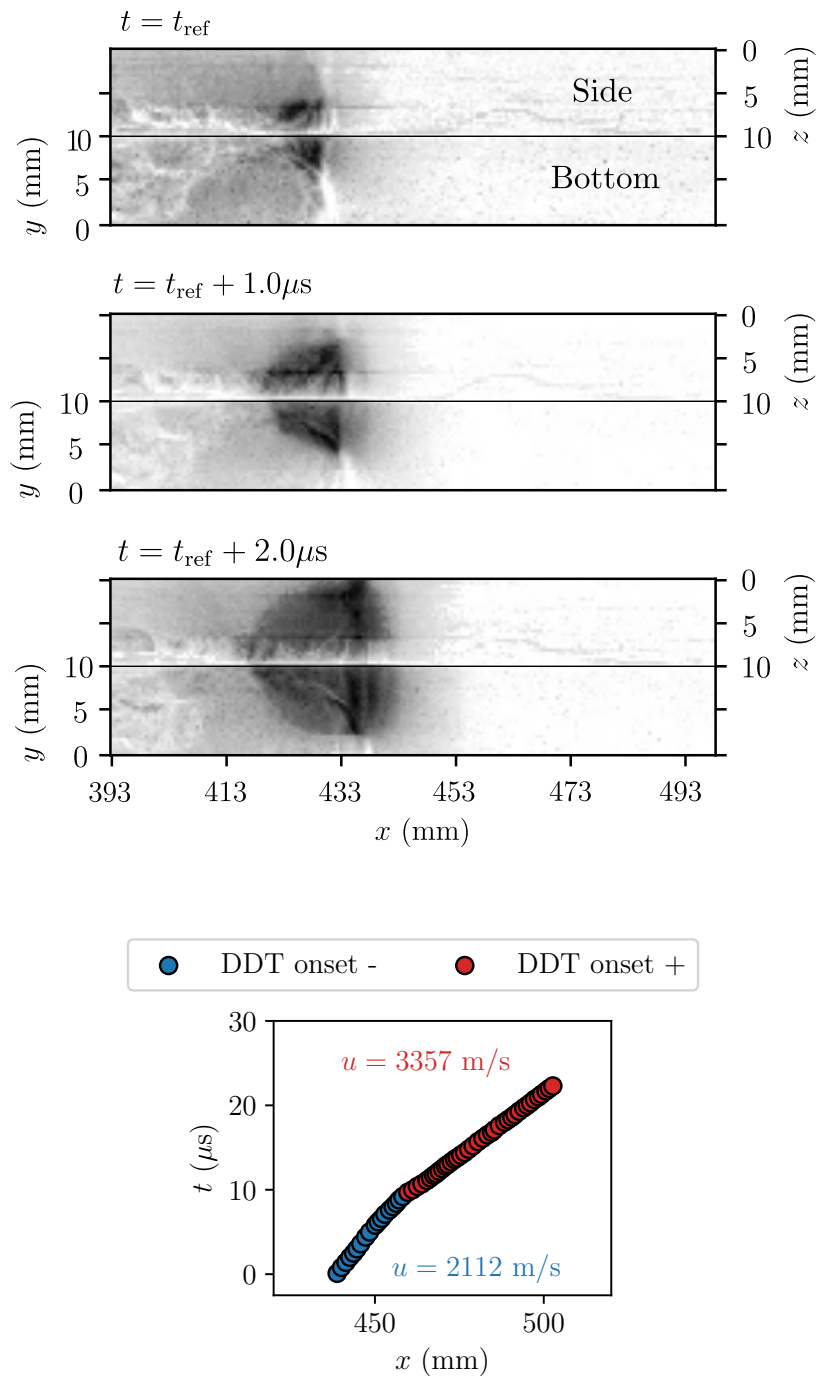


FIGURE 4.10 – 2-DV simultanées de l’initiation de la détonation ; section de 393 à 498 mm de l’allumage ; Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 290 \text{ K}$ .

gauche (vue depuis l’allumage). Les distances avant transition se situent entre 42-47% de la longueur totale (pour un échantillon de 20 tests). Alors que les vitesses avant l’initiation de la détonation (TDD -) sont du même ordre ( $u \sim 1900 - 2000 \text{ m/s}$ ), les vitesses après détonation (TDD +) sont significativement différentes ( $\Delta = 700 \text{ m/s}$ ) ; et ce, malgré les

similitudes entre les deux configurations. Après avoir interpolé plus finement les données (sur un intervalle plus court), les résultats montrent qu'il existe un régime transitoire avec des vitesses atteignant  $u \sim 3100 - 3500$  m/s. Ces vitesses correspondent à une détonation saturée qui se relaxe ensuite à  $u \sim 2760$  m/s ( $u/u_{CJ} \sim 0.97$ ). Les déficits de vitesse pour les détonations stationnaires dans des canaux étroits ont déjà été rapportés, et peuvent atteindre jusqu'à 10-15% [64]. Il existe des corrélations entre ce déficit et la taille des cellules de détonation,  $\lambda$  [66]. Par exemple, un déficit plus important est attendu lorsque  $\lambda$  approche la taille du diamètre hydraulique du canal/tube dans lequel la détonation se propage. Dans notre cas, le ratio entre diamètre hydraulique et taille de cellules est d'environ 10, ce qui suggère un déficit faible. Les 3% mesurés sont donc cohérents avec les données des travaux de Murray et al. [66].

Tous les cas avec TDD, pour les deux configurations, sont accompagnés d'une rétonation qui se propage vers le côté fermé du canal. Dans un contexte industriel, l'interaction entre une rétonation et des obstacles ou entre une rétonation et l'infrastructure est un risque préoccupant car celle-ci génère un impact pouvant endommager le matériel. Cependant, nous insistons sur le fait que la surpression induite par l'initiation de la détonation en elle-même est certainement plus importante. Ainsi, l'installation d'une sonde de pression à la sortie du canal est nécessaire pour établir correctement l'impact de cette onde.

TABLE 4.1 – Résumé des résultats présentant le nombre d'occurrences des structures observées par type de visualisation. Échantillon total : 54 tests.

Type d'onde	1-DV		2-DV	
	Nombre d'occurrences	$u$ (m/s)	Nombre d'occurrences	$u$ (m/s)
Symétrique	4	1400	9	1300
Asymétrique	3	700 – 2000	0	None
Forme d'entonnoir	5	1940	7	1200 – 2000
Initiation de la TDD –	6	1900	20	2000
Initiation de la TDD +		3300		3500
Paramètre	1-DV		2-DV	
	Nombre d'occurrences	$x_{DDT}/L$	Nombre d'occurrences	$x_{DDT}/L$
Distance jusqu'à TDD	14	38 – 67%	20	42 – 47%

Les visualisations strioscopiques réalisées sur une même section pour la configuration avec 1-DV (454-544 mm) montrent quatre types de structures (Figures 4.3, 4.4, 4.6 et 4.9). Des détonations stationnaires, ainsi que des déflagrations plus lentes ont aussi été observées mais ne sont pas présentées ici. La configuration 2-DV, en revanche, nous montre des résultats très répétables pour une même section. Chaque figure présentée montre une section différente, comme précisée dans la description. Les différences entre la configuration 1-DV et 2-DV sont issues des imperfections d'usinage. Cela induit un volume de mélange réactif environ 10% plus grand en laissant des poches de réactif non réagi dans

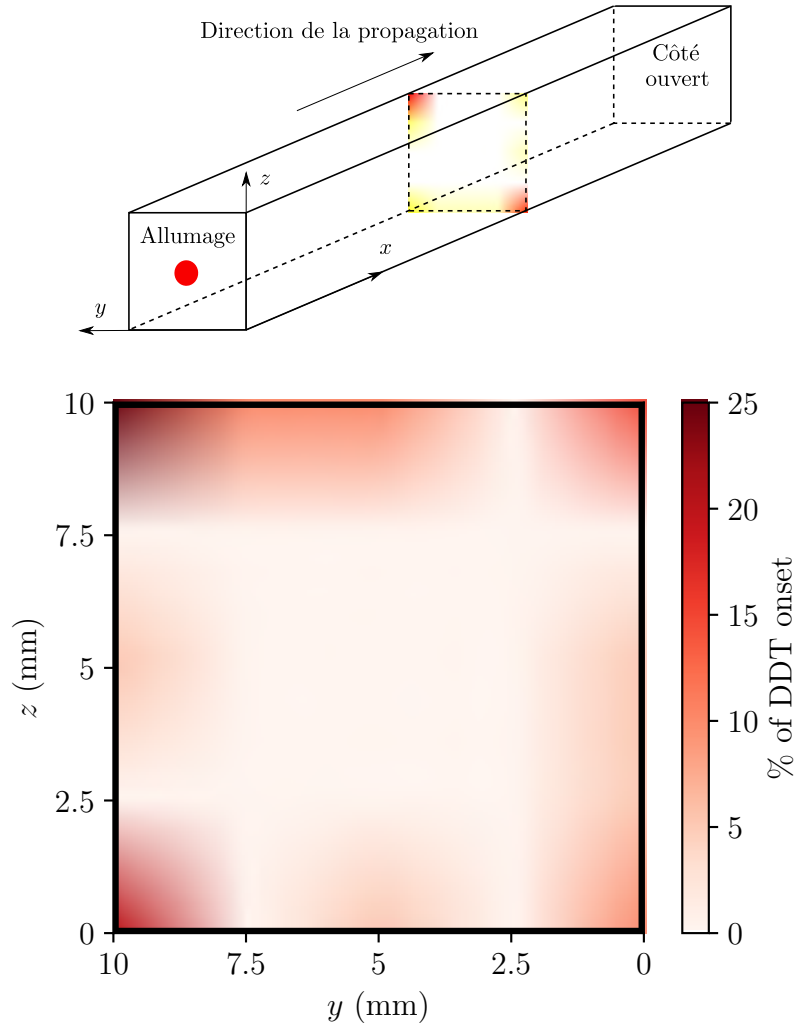


FIGURE 4.11 – Représentation (en haut) et répartition (en bas) spatiale de l’initiation de la détonation sur la section du canal pour un mélange (en regardant depuis l’allumage). Taille de l’échantillon : 20 tests. Conditions initiales : mélange stœchiométrique de  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 290$  K.

des interstices situés à l’extérieur de la section d’essais. Ce mélange réactif est, toutefois, stoppé par le joint torique. Malgré cela, il convient de relever que la couche limite et l’écoulement dans les coins sont perturbés. Cela montre l’importance des perturbations induites par la géométrie sur la stochasticité de la TDD. Ce dernier scénario est, en outre, plus représentatif de l’évolution attendue lors d’un allumage accidentel. Des observations similaires ont été faites par [71, 194, 195] dans des canaux obstrués. La table 5.1 résume les résultats de cette étude. Les types d’ondes et les vitesses rapportées correspondent aux valeurs moyennes pendant les premières étapes de la formation de la flamme en forme d’entonnoir pour les cas “Symétrique” (voir annotation (A) sur les Figs. 4.3 et 4.5). “Asymétrique” correspond à la même étape mais pour une structure semblable à celle de la Fig. 4.4 (annotation (F)). “Forme d’entonnoir” correspond soit à la vitesse stationnaire

moyenne des *strange wave* observée pour le cas avec 1-DV, soit à la fusion des chocs obliques pour les cas avec 2-DV. “Initiation de la TDD” récapitule les vitesses moyennes avant détonation (-) et après (+) pour les deux configurations. Les distances jusqu’à la transition y sont aussi répertoriées.

L’information supplémentaire obtenue à partir de la seconde direction de visualisation permet de localiser le point de l’initiation de l’explosion qui couple le choc et la flamme. Nous représentons ces localisations sur la Fig. 4.11. Dans 78 % des cas, l’initiation s’effectue dans un coin, et toujours sur une paroi. Ce résultat met en avant le rôle crucial de la couche limite et de l’écoulement au niveau des angles dans l’initiation de la détonation. Une carte similaire a été réalisée par [167], pour un mélange dilué d’acétylène-oxygène, avec une configuration différente (c.-à-d. un tube fermé de 6 m de long et 60 mm de diamètre). Ces chercheurs observent aussi une initiation de la détonation, principalement en proche paroi, et ce, malgré une structure de l’écoulement et de la couche limite bien différente entre une section carrée et circulaire [95]. Les possibilités offertes par la visualisation simultanée sont explorées plus en détail dans les chapitres 5 et 6.

## 4.4 Synthèse partielle

Les expériences ont été menées dans un canal lisse de 1 m de long pour une section transversale carrée de 10 mm  $\times$  10 mm, fermé à l'allumage et ouvert à l'autre extrémité. La visualisation simultanée par strioscopie a été démontrée et utilisée pour étudier la dynamique de transition à la détonation pour un mélange stoechiométrique H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>. Les résultats montrent l'existence de deux structures distinctes avant le début de la détonation : (i) asymétrique, composée d'un choc oblique suivie d'une flamme, qui se propage préférentiellement le long de la paroi, et semble s'enflammer à l'intérieur de la couche limite développée par le choc précurseur ; (ii) symétrique, appelée *strange wave* dans la littérature, se propageant à une vitesse proche de celle du son dans les produits de combustion.

Nous pouvons tirer un certain nombre de conclusions de cette campagne :

- Nous savons désormais que la visualisation simultanée est possible et qu'elle révèle une structure de flammes complexe avant la transition.
- Il apparaît que la transition est plus propice dans les coins (dans 78% des cas), même si des incertitudes liées à l'installation demeurent à éclaircir. Par exemple, il reste des effets spécifiques à la configuration lorsque l'on change la pièce centrale entre les chambres V-1 DV et V-2 DV.
- La qualité optique de la strioscopie n'est pas adaptée à la taille des capteurs et la résolution est insuffisante.

La visualisation simultanée par strioscopie élaborée dans ce travail de thèse est un diagnostic innovant qui n'a, à notre connaissance, pas encore été réalisé dans le domaine de la combustion. Celle-ci montre tout son intérêt en révélant la structure différente de la flamme depuis les deux directions, et en indiquant la localisation de l'initiation de la TDD. À ce titre, elle représente une avancée expérimentale en permettant de présenter un nouveau type de données. Si la chambre de combustion et la structure remplissent toutes les fonctionnalités souhaitées, il reste un aspect sous-estimé lors de la conception. Alors que le joint torique faisant le pourtour de la chambre, comme illustré sur la Fig. 2.3, assure l'étanchéité de la chambre, et confine la flamme d'hydrogène pendant les essais, un interstice entre les plaques de polycarbonate ( $\sim 0,1$  mm) permet à la flamme d'un mélange stoechiométrique H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> de se propager. En effet, à cause de la grande diffusivité massique de ce mélange, une flamme est capable de se propager sans s'éteindre dans des espaces étroits, de l'ordre de l'épaisseur de la flamme laminaire.

Par ailleurs, les imperfections de la chambre confirment l'importance des perturbations dans la répétabilité des observations réalisées sur une même section. Ce type d'imperfections est plus représentatif d'un scénario réel d'accident. Ce qui signifie que dans ces cas, la distance jusqu'à la TDD sera plus répétable lorsque l'écoulement est perturbé. Il s'agit d'une piste à explorer pour prévoir plus précisément ces risques. Ces imperfections témoignent aussi de la structure métastable de la *strange wave* car elle est absente dans le canal V-2 DV. Ainsi, nos résultats suggèrent que si le canal est suffisamment lisse, ce genre d'ondes peut probablement se propager sur de plus longues distances, avant d'initier la détonation.

À partir d'une analyse simple de la structure de la *strange wave*, nous comprenons que son existence entraîne une dissipation importante d'énergie, principalement de quantité de mouvement. Un modèle 1-D prenant en compte ces pertes pourrait décrire avec plus de précision cette structure.



# Structure tri-dimensionnelle de l'accélération de la flamme de l'allumage à l'initiation de la détonation

---

Ce chapitre présente notre première caractérisation complète de l'accélération de la flammes de mélanges d'hydrogène, de l'allumage jusqu'à l'initiation de la détonation. À cette fin, nous faisons varier la dilution d'azote afin de créer des mélanges stœchiométriques d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  dont le taux d'expansion  $\sigma$  varie. Ces mélanges permettent d'observer la variation de la dynamique des flammes ainsi que les différents modes de transition vers la détonation. Nous étudierons donc l'influence de la dilution sur l'accélération de la flamme et l'initiation de la détonation.

La chambre de combustion utilisée lors de cette campagne est la chambre référencée V-3 dans le chapitre 2. La procédure décrite dans ce même chapitre a été utilisée pour réaliser les essais. Le système optique utilisé est la configuration numéro 3 présentée dans le chapitre 3, dans la table 3.1. Les images recueillies sont post-traitées avec la méthode présentée dans ce même chapitre, via concordance d'histogrammes, normalisation et inversion de couleur.

Cette campagne s'est déroulée en deux phases :

- La première phase a examiné l'effet de quatre dilutions d'azote,  $\eta = 0, 2, 2,5$  et  $3,76$ . La variable  $\eta$  correspond au nombre de moles d'azote dans le mélange  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ . Pour chaque mélange d'azote utilisé, l'évolution de la flamme est observée section par section, depuis l'allumage jusqu'à la transition vers la détonation, lorsque celle-ci est présente, ou jusqu'à la fin du canal le cas échéant. Pour cette première phase, au moins deux essais par section et par dilution ont été réalisés, et ce, pour assurer la répétabilité des observations réalisées. Cette première phase expérimentale a abouti au recueil de 218 essais.

- La deuxième phase de la campagne expérimentale s’est concentrée sur l’étude de la transition vers la détonation, afin d’obtenir un échantillon significatif de positions de transition. Trois dilutions ont été testées, correspondant à  $\eta = 0, 1$  et  $2$ . Pour chaque dilution, 20 essais, au minimum, ont été effectués. En outre, cette deuxième phase a également permis d’étendre le domaine d’expérience en testant une cinquième dilution d’azote ( $\eta = 1$ ). Ce nouveau mélange devrait faciliter la caractérisation de l’évolution de la flamme depuis la formation d’ondes de choc jusqu’à l’initiation de la détonation. Cette deuxième phase expérimentale a abouti au recueil de 92 essais.

Sur l’ensemble des deux phases expérimentales, un total de 310 essais ont été effectués. Le canal utilisé ainsi que la procédure et les méthodes d’acquisition demeurent les mêmes pour les deux phases de la campagne. Tous les tests réalisés dans ce chapitre ont les mêmes conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 290$  K. Le lecteur trouvera une sélection plus complète des images obtenues en annexe E.

L’objectif de cette campagne est triple : (i) produire des preuves expérimentales de la présence d’asymétries pendant l’accélération de la flamme, (ii) observer l’influence de ces asymétries sur l’initiation de la détonation, (iii) fournir des données quantitatives sur la vitesse de flammes avant la TDD, ainsi que la distance jusqu’à la TDD d’une flamme d’hydrogène, pour différentes dilutions d’azote.

## 5.1 Propriétés chimiques des mélanges testés

D’un point de vue fondamental, l’intérêt de faire varier la dilution d’azote est d’observer différentes dynamiques de flammes pour une même longueur de canal. D’un point de vue appliqué, faire varier la dilution d’azote répond à des enjeux industriels importants. En effet, cette campagne permettrait de mieux comprendre si la flamme d’H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> stœchiométrique serait la plus à même de transiter vers la détonation du fait de son important taux d’expansion. De récents exemples d’incidents industriels (Air Liquide, Douai 2020 ou Nel, Sandvika 2019) ont montré que ces flammes d’H<sub>2</sub>-air stœchiométrique sont les plus courantes dans les accidents observés. Pour comprendre les mécanismes sous-jacents à la TDD, suivre la propagation de la flamme, en fonction de différentes proportions d’azote entre les deux cas extrêmes que sont la déflagration et la détonation, représente donc un levier important. La Fig. 5.1 présente certaines des propriétés de tels mélanges. Notamment, à gauche sur la Fig. 5.1 : la vitesse de flamme laminaire,  $S_L$ , et la vitesse de détonation stationnaire CJ,  $u_{CJ}$ . À droite sur la Fig. 5.1 sont représentées : l’épaisseur de la flamme thermique,  $\delta_t$ , dans les conditions initiales, et la longueur d’induction,  $l_{ind}$ , issues du modèle

ZND.

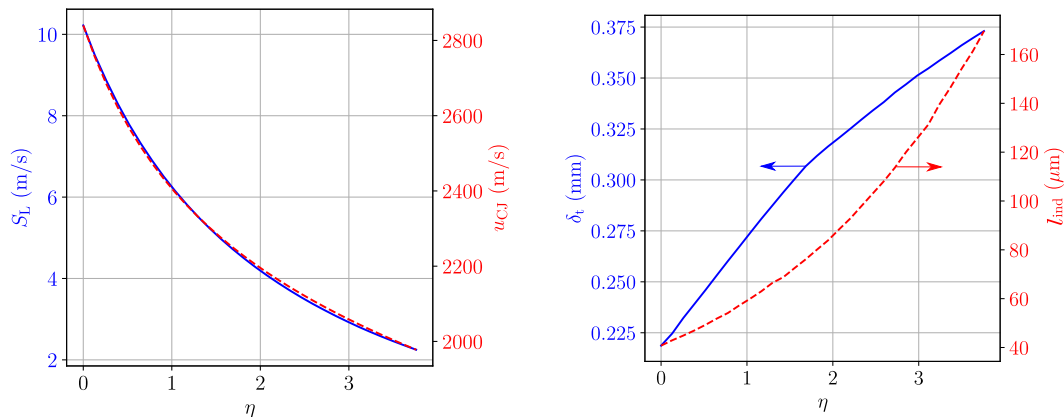


FIGURE 5.1 – Longueurs et vitesses caractéristiques de la déflagration et de la détonation pour des mélanges  $2H_2+O_2+\eta N_2$ . À gauche : vitesse de flamme laminaire,  $S_L$  et vitesse de détonation CJ,  $u_{CJ}$ . À droite : épaisseur de la flamme thermique,  $\delta_t$  et longueur d'induction  $l_{ind}$ .

D'un point de vue chimique, l'ajout d'azote influe sur quatre aspects majeurs de la flamme :

- (i) La réaction entre les molécules d'hydrogène et d'oxygène est entravée par l'azote, ce qui allonge la longueur du pic de dégagement de chaleur et diminue son intensité. Ainsi, l'épaisseur thermique de la flamme est plus importante et sa température plus faible. En conséquence, de manière indirecte, la vitesse de flamme laminaire est plus basse. À terme, ce phénomène, en diminuant la température de la flamme, peut ralentir le temps nécessaire à la diffusion thermique (voir Fig. 5.1 à gauche).
- (ii) L'ajout d'azote cause également des difficultés pour permettre à l'hydrogène et à l'oxygène de se rencontrer. Ainsi, le temps d'induction nécessaire à la réaction chimique entre hydrogène et oxygène est lui aussi plus long. La longueur d'induction est donc elle aussi affectée (voir Fig. 5.1 à droite)
- (iii) Changer la composition du mélange réactif, autrement dit modifier la composition et la température des produits de combustion, revient à changer la masse volumique des produits de combustion mais surtout le taux d'expansion du mélange.
- (iv) Si l'enthalpie de réaction reste la même (dans le cas de mélanges stœchiométriques, pour une chimie simplifiée à une étape), la composition change toutefois l'enthalpie spécifique de réaction. Ce qui a une influence (de la même manière que pour le temps d'induction) sur l'énergie d'activation.

La table 5.1 récapitule les propriétés chimiques d'un mélange stœchiométrique,  $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ , avec une dilution d' $\eta$  moles d'azote. Le lecteur pourra trouver dans cette table : la vitesse de flamme laminaire,  $S_L$ , le taux d'expansion,  $\sigma = \rho_0/\rho_b$ , le nombre de Zel'dovich,  $\beta = E_a/R_u T_b(T_b - T_0)/T_b$ , et la vitesse de détonation stationnaire de Chapman-Jouget,  $u_{CJ}$ , et ce, pour tous les mélanges testés lors de cette thèse.

Ces valeurs ont été calculées à l'aide de Cantera [35] et de la *Shock and Detonation Toolbox* [48] avec le mécanisme détaillé de Mével [33, 34]. La méthode suivie pour déterminer l'activation d'énergie effective  $E_a/R_u T_b$  est disponible dans [196]. Dans les expressions ci-dessus  $\rho$ ,  $T$  et  $R_u$  représentent la masse volumique, la température et la constante universelle des gaz parfaits. Les indices 0 et  $b$  font référence aux gaz frais et brûlés. La table 5.1 répertorie également la présence effective ou non de TDD dans notre canal de 1 m.

Dans la première phase de la campagne caractérisant toute la propagation de la flamme, les dilutions  $\eta = 0, 2, 2,5$  et  $3,76$  ont été utilisées. La seconde phase caractérisant la transition vers la détonation traite des cas avec  $\eta = 0, 1$  et  $2$  uniquement.

TABLE 5.1 – Propriétés des mélanges  $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ . Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K.

$\eta$	% $\text{N}_{2,\text{vol}}$	$S_L$ (m/s)	$\sigma$	$\beta$	$\delta_t$ (mm)	$l_{\text{ind}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$u_{CJ}$ (m/s)	Initiation TDD
0	0	10,46	8,25	2,82	0,22	34	2834	Yes
1	25	6,46	7,90	2,86	0,27	51	2394	Yes
2	40	4,36	7,55	2,94	0,32	75	2184	Yes
2.5	45,5	3,64	7,35	3,05	0,34	90	2110	Yes
3,76	55,6	2,39	6,79	3,31	0,37	144	1968	No

## 5.2 Évolution de la topologie de la flamme par section

Les figures présentées ici montrent la dynamique de la flamme par section en prenant comme référence le laboratoire, c.-à-d. les dimensions et temps physiques. Chaque image est composée de deux images présentant les vues de 'Côté' (plan  $xz$ ) et 'Dessous' (plan  $xy$ ). L'axe horizontal permet de situer la section présentée par rapport au côté fermé, l'instant  $t$  au dessus de chaque image correspond au temps écoulé depuis l'allumage. Pour rappel, les directions de visualisation sont représentées sur la Fig. 5.2.

La Fig. 5.3 montre la topologie de la flamme observée pendant les premières phases de propagation pour  $\eta = 0$  et  $\eta = 3,76$  où  $\eta$  est le nombre de moles d' $\text{N}_2$  ajouté au mélange

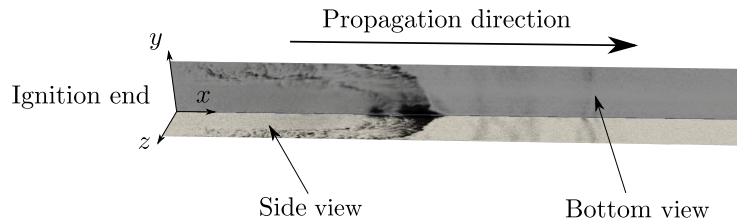


FIGURE 5.2 – Représentation des visualisations de directions. Les faces de “Côté” (*side view*) et “Dessous” (*bottom view*) font référence à la position des caméras.

stoéchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  (i.e.,  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ ).

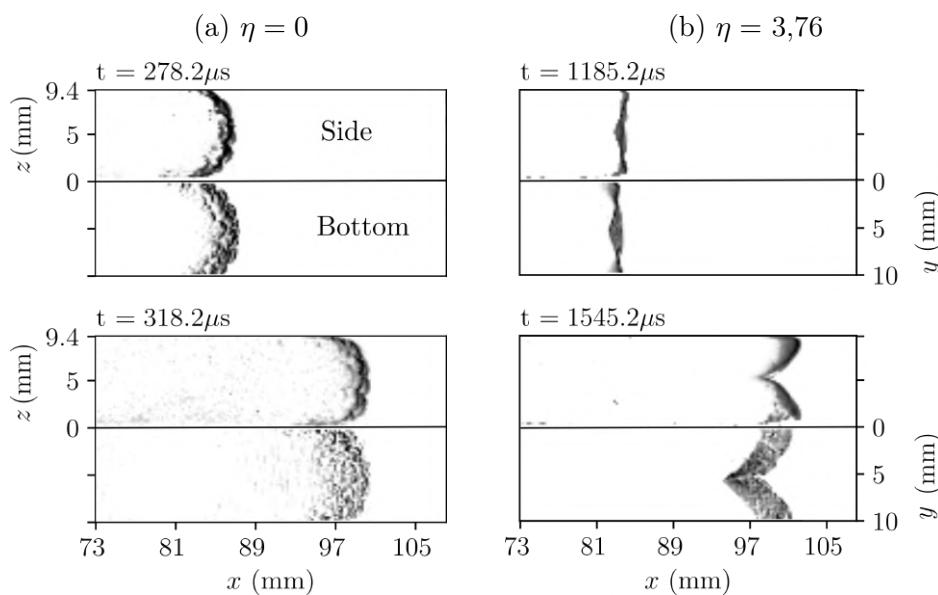


FIGURE 5.3 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  traversant la section située à 73 – 107 mm depuis le côté fermé.  $t$  indique le temps écoulé depuis l’allumage.

Une fois initié depuis le centre du canal, du côté fermé, un noyau de flamme sphérique se propage sous l’effet combiné de la réaction des gaz frais, de la détente des gaz brûlés et du confinement géométrique. Pour ce dernier, la présence d’une paroi du côté fermé provoque une augmentation de pression qui repousse la flamme vers le côté ouvert, augmentant sa surface de réaction, et ainsi son taux de réaction. À terme, ce phénomène résulte en une accélération abrupte. Des flammes laminares en forme d’ogive [81, 83, 85, 197, 198] sont observées pour  $x < 73$  mm.

Lorsque qu’il n’y a pas d’azote ( $\eta = 0$  sur la Fig. 5.3 (a)), de petites cellules formées par les instabilités de Darrieus-Landau commencent à se développer, favorisant un taux de réaction plus élevé qu’avec une dilution  $\eta = 3,76$ , ce qui empêche la flamme non diluée

de s'inverser pour former une flamme tulipe. Ce processus d'inversion, vraisemblablement piloté par un phénomène hydrodynamique [86] est par contre visible sur la Fig. 5.3 (b).

La visualisation simultanée depuis deux directions confirme tout d'abord les hypothèses de symétrie lors de cette phase de propagation. En outre, cette visualisation montre également que le développement d'instabilités représente le mécanisme principal d'augmentation de la surface de la flamme pour  $\eta = 0$ , alors que l'inversion de la flamme, après son aplanissement, est une caractéristique des cas dilués à l'azote. Pour les dilutions intermédiaires,  $\eta = 2$  et  $\eta = 2,5$ , la topologie est similaire à celle observée pour  $\eta = 3,76$ , à la différence que l'aplanissement et l'inversion se déroulent plus tôt, respectivement à  $\sim 643\mu\text{s}$  et  $\sim 777\mu\text{s}$  (non présenté ici).

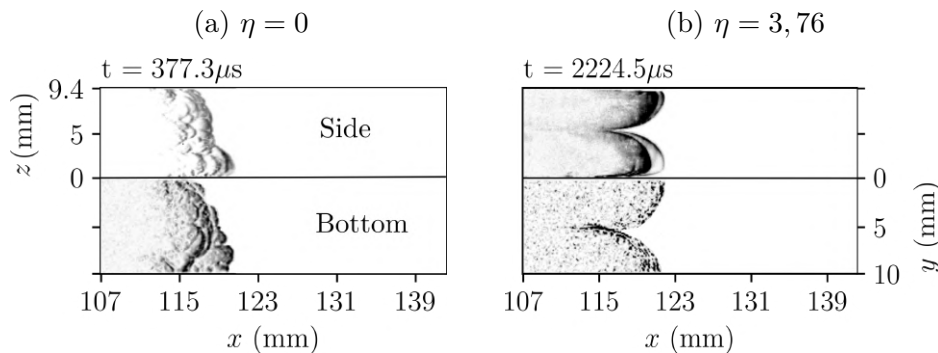


FIGURE 5.4 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$  traversant la section située à 107 – 140 mm depuis le côté fermé.  $t$  indique le temps écoulé depuis l'allumage.

La Fig. 5.4 présente la section suivante du canal,  $107 \leq x \leq 140$  mm, pour les mêmes dilutions que la Fig. 5.3. Comme mentionné plus haut, pour  $\eta = 0$  les instabilités empêchent l'inversion de la flamme, mais pas son aplanissement graduel avant qu'elle ne développe des asymétries (voir Fig. 5.4 (a)). La vue de côté (*side*) à  $t = 377,3\mu\text{s}$  suggère que la flamme se propage plus rapidement le long de la paroi -  $z = 0$  mm. La vue de dessous (*bottom*) nous donne une information complémentaire en révélant sa véritable structure : la flamme se propage préférentiellement dans un coin. C'est le début d'une forme d'inversion pour ce mélange. Au lieu de présenter une structure caractéristique d'une flamme "tulipe", la flamme se propage plus rapidement près des parois. Pour  $\eta = 3,76$  la vue de côté montre quatre lobes distincts brûlant près des parois. La vue de dessous nous permet de localiser la position de ces lobes dans les coins (voir Fig. 5.4 (b)) laissant le centre du canal avec du gaz frais. Cette zone qui n'a pas réagi s'allonge à mesure que la flamme se propage, jusqu'à ce qu'un seul ou plusieurs lobes se maintiennent. Ces asymétries se déclarent plus tôt avec un mélange moins dilué ( $\eta = 2$  and  $2,5$ ) et deviennent prédominantes plus en aval.

La section suivante du canal,  $140 \leq x \leq 174$  mm, est visible sur la Fig. 5.5 nous pouvons y voir une dynamique tri-dimensionnelle très intéressante pour toutes les dilutions étudiées. Pour  $\eta = 0$  à  $t = 431,8\mu s$  la vue de côté présente une flamme presque plane, mais la vue de dessous révèle une flamme courbée le long de l'axe  $y$ . Une topologie similaire est visible à  $t = 459,8\mu s$ . Pour les deux directions de visualisation, du gaz frais se retrouve piégé entre la paroi et la surface de la flamme, provoquant, à terme, la formation de lobes le long desquels les instabilités intrinsèques de petites échelles de la flamme continuent de se développer, montrant un haut niveau d'asymétries. La présence de cette traînée de gaz frais, et son élongation est visible sur les images suivantes ( $t = 459,8 - 487,8\mu s$ ). Les informations supplémentaires apportées par la seconde direction de visualisation révèlent la structure complexe impliquée dans l'accélération de la flamme et dévoilent qu'elle brûle asymétriquement le long des parois.

Il reste des signes de l'inversion apparue avec une dilution d'azote plus importante (Figs. 5.5 (b) et (c) vue de dessous). La vue de côté pour  $\eta = 2$  et  $2,5$  à  $t = 1246\mu s$  et  $1637,6\mu s$ , présente une combustion préférentielle près de la paroi inférieure. De petits lobes sont visibles sur la paroi supérieure, mais ils sont soit consommés/absorbés par le front de flamme grandissant depuis la paroi inférieure (voir Fig. 5.5 (b) ;  $t > 1394\mu s$ ), soit mélangés pour former un complexe de flamme plissée (voir Fig. 5.5 (c) ;  $t > 1757,6\mu s$ ).

Pour  $\eta = 3,76$ , la vue de côté montre une structure similaire à celle observée pour  $\eta = 2$ . Toutefois, de plus grandes structures plissent la surface de la flamme. Ce phénomène est dû au taux d'expansion plus faible,  $\sigma$ , diminuant les instabilités de Darrieus-Landau. Une fois encore, avec seulement les vues de côté des Figs. 5.5 (b) et (d) on pourrait conclure que l'augmentation de la dilution d'azote a peu d'influence sur la topologie de la flamme. Cependant la vue de dessous dévoile une flamme complètement différente, prouvant que l'effondrement de l'inversion décrite plus tôt intervient préférentiellement dans un coin plutôt qu'uniformément le long d'une paroi. Cette illustration témoigne bien de la plus-value de la visualisation simultanée développée lors de cette thèse.

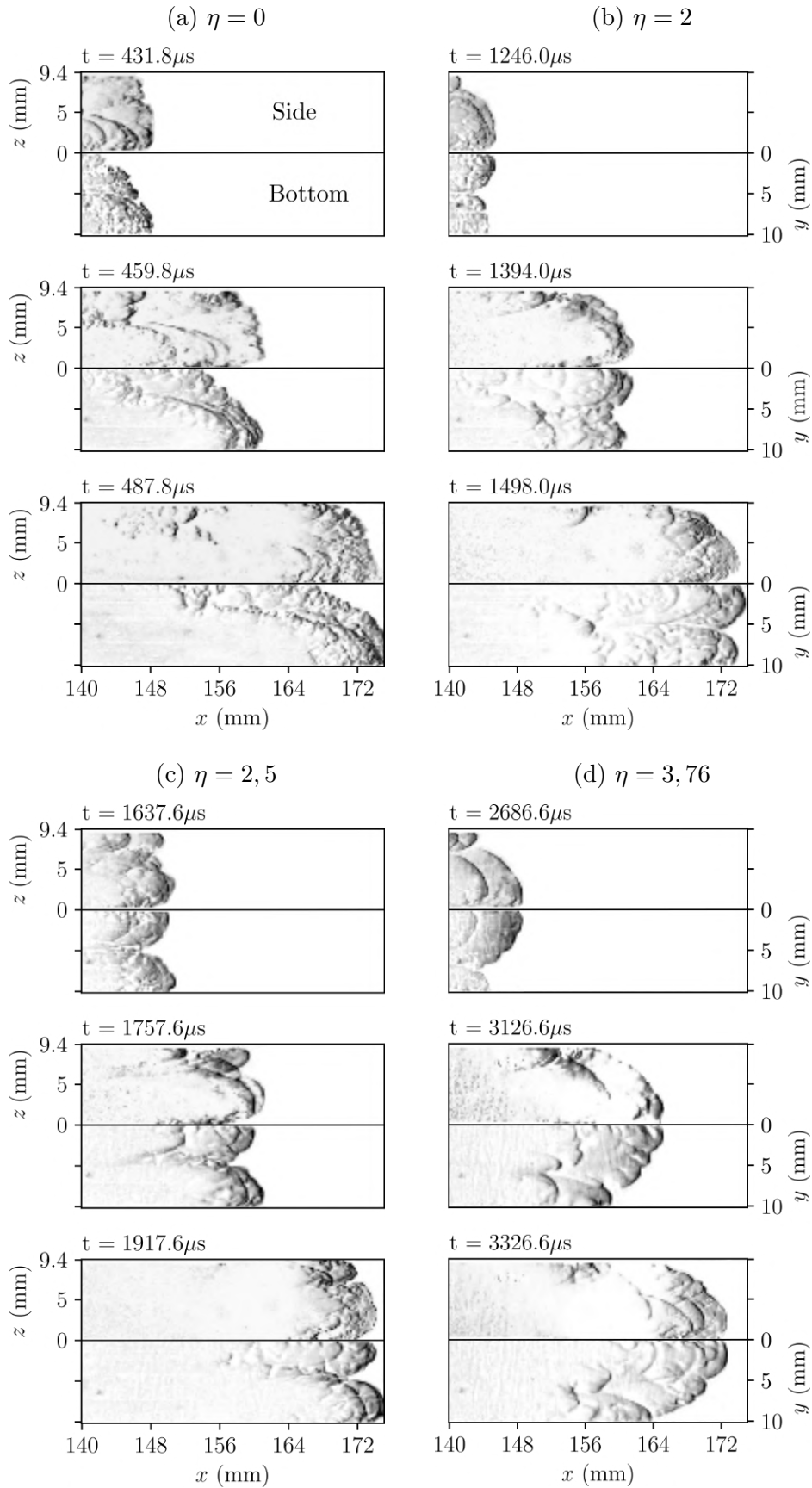


FIGURE 5.5 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  traversant la section située à 140 – 174 mm depuis le côté fermé.  $t$  indique le temps écoulé depuis l'allumage.

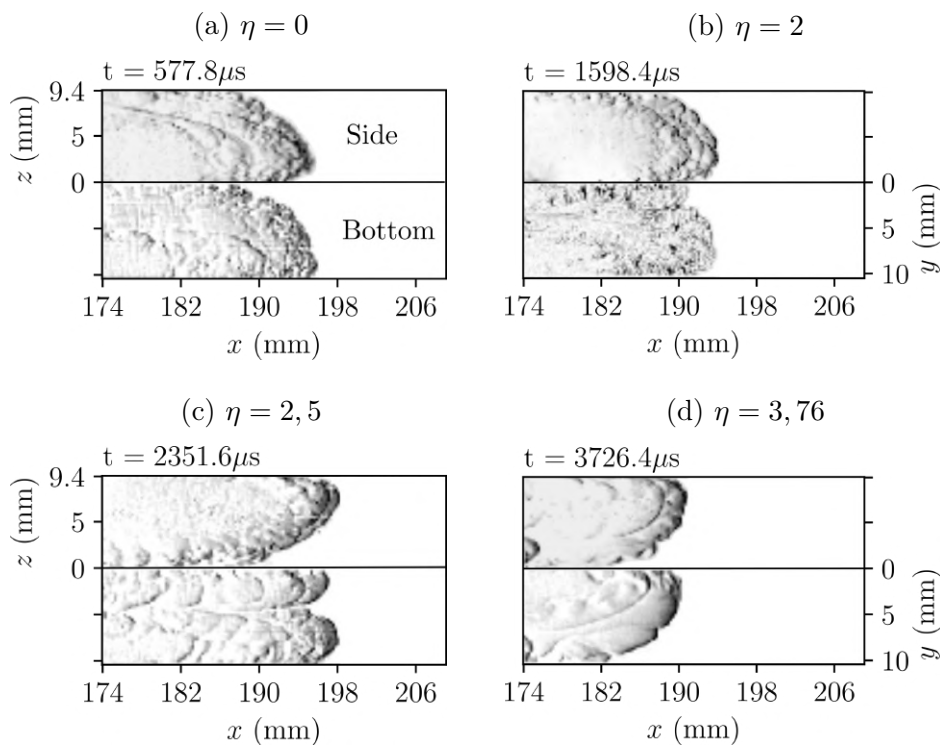


FIGURE 5.6 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  traversant la section située à 174 – 208 mm depuis le côté fermé.  $t$  indique le temps écoulé depuis l'allumage.

La Fig. 5.6 montre la section  $174 \leq x \leq 208$  mm pour quatre dilutions réalisées lors de cette campagne. Puisque la flamme ne semble pas évoluer significativement lors de cette section, un seul instant  $t$  est présenté ici. Malgré les différences observées précédemment pour les différentes dilutions, la topologie de la flamme est ici très similaire. Toutes les images révèlent plusieurs lobes et une propagation asymétrique. Il est toutefois à noter que la paroi le long de laquelle la flamme se propage est différente pour  $\eta = 0$  et 2 ( $z = 0$  mm), que pour  $\eta = 2,5$  et 3,76 ( $z = 9,4$  mm).

La section  $208 \leq x \leq 243$  mm est présentée sur la Fig. 5.7 uniquement pour  $\eta = 0$  et 3,76 car toutes les dilutions montrent une forme similaire. La flamme observée est, en l'occurrence, une flamme plissée et courbée, dont le devant de la flamme se propage désaxé par rapport au centre du canal, vers un coin. Seule la flamme sans azote ( $\eta = 0$ ) continue de piéger une partie de gaz qui n'a pas réagi entre la surface de la flamme et la paroi. Cette surface de la flamme très étirée amplifie l'accélération de la flamme et la génération d'ondes de pression en aval de celle-ci. Jusqu'à ce qu'il y ait transition vers la détonation, toutes les dilutions présentent des topologies similaires à celles visibles sur la Fig. 5.7.

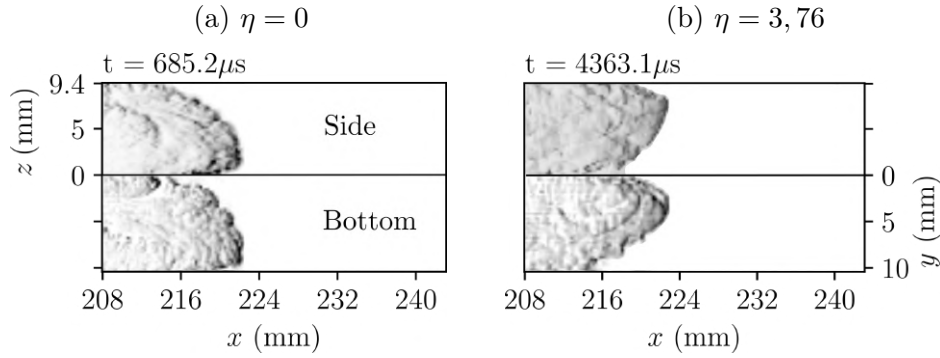


FIGURE 5.7 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  traversant la section située à 208 – 243 mm depuis le côté fermé.  $t$  indique le temps écoulé depuis l'allumage.

### 5.3 Évolution de la topologie de la flamme par rapport à la distance jusqu'à l'initiation de la détonation

Les différences de topologie de la flamme relevées entre les différents mélanges dans la section précédente peut être dues aux différences de vitesses de propagation. La distance jusqu'à la TDD varie avec le mélange, pour une section fixe les flammes ne sont donc pas rendues au même stade de propagation. Afin de comparer les topologies de la flamme en fonction de la dilution de manière plus pertinente, nous présenterons les différentes sections par rapport à la distance moyenne jusqu'à la TDD. Dans un premier temps, les positions de la flamme sont extraites avec la méthode décrite dans le chapitre 3, il est ensuite possible d'interpoler les positions et de calculer les vitesses de front. Ces résultats sont compilés sur la Fig. 5.8 en haut. À gauche est représentée l'évolution de la position en fonction du temps, et à droite celle de la vitesse, en fonction de la position.

Dans un second temps, la position de la flamme et le temps depuis l'allumage de la Fig. 5.8 sont normalisés avec, respectivement, les positions et temps moyens avant transition,  $\bar{x}_{\text{DDT}}$  et  $\bar{t}_{\text{DDT}}$ . Les positions normalisées sont présentées sur la Fig. 5.8, en bas. Les vitesses sont, elles, adimensionnées avec la vitesse du son dans les gaz brûlés  $c_b$ . Les essais avec un mélange dilué à l'air ( $\eta = 3,76$ ) sont mis de côté, car aucune transition vers la détonation n'a été observée. Les vitesses de détonation  $u_{\text{CJ}}$  sont elles aussi représentées en lignes colorées correspondant à chaque dilution.

Il est tout d'abord intéressant de relever que la reconstitution des positions et des instants des essais réalisés sur les différentes sections présente une évolution continue d'une section à l'autre. En effet, la dispersion est très faible pour une même dilution, à

l'exception de la dilution à l'air comme présenté dans l'analyse disponible en annexe D. La faible dispersion illustre la répétabilité des expériences.

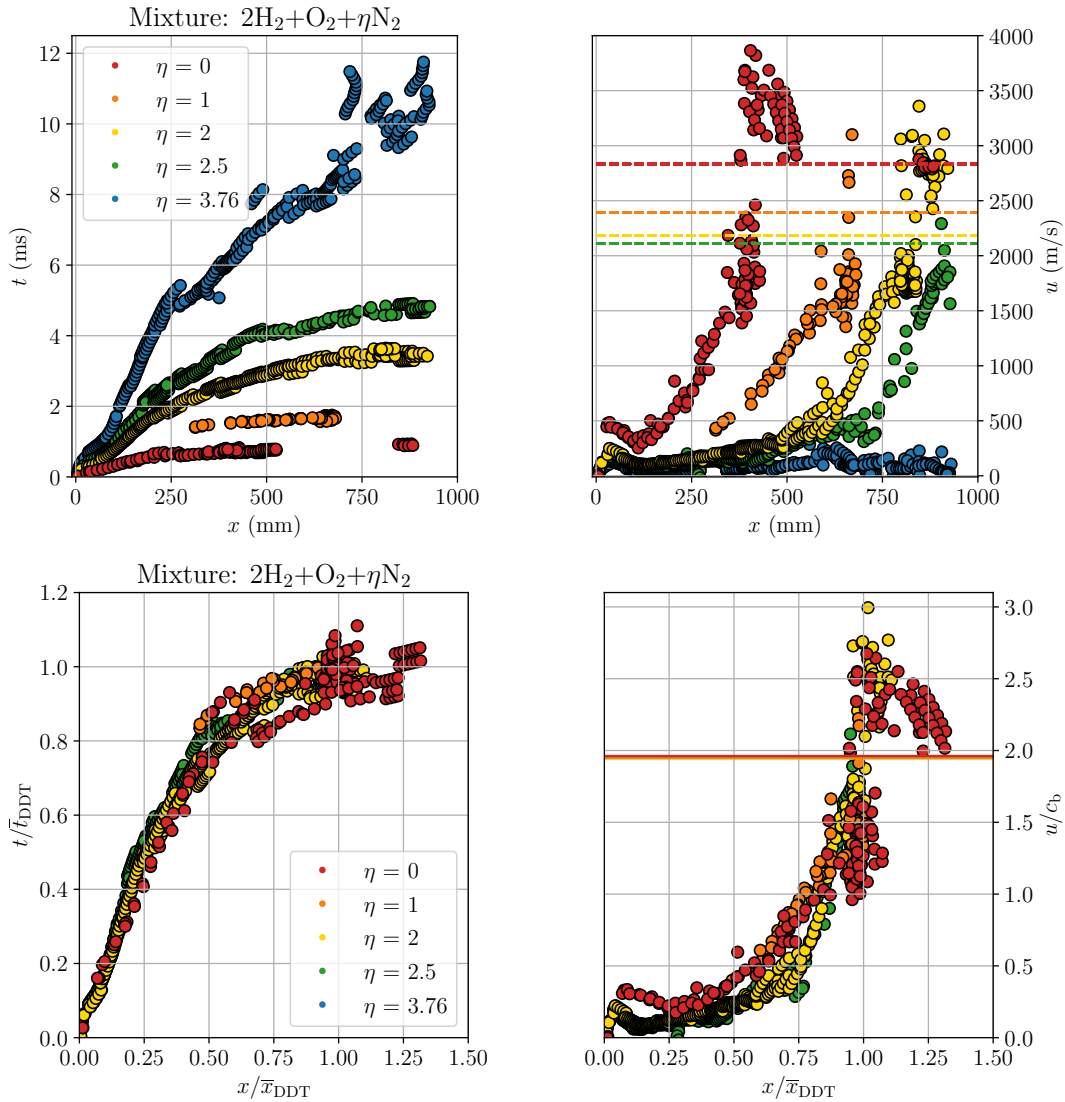


FIGURE 5.8 – En haut : diagrammes  $x - t$  issus de la reconstitution des différentes sections en grandeur physique. En bas : diagrammes  $x - t$  normalisés par la distance moyenne,  $\bar{x}_{\text{DDT}}$ , et le temps moyen,  $\bar{t}_{\text{DDT}}$ , avant transition vers la détonation. Les lignes horizontales représentent la vitesse de détonation CJ associée aux mélanges. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K. Pour  $\eta = 0$  :  $\bar{x}_{\text{DDT}} = 399,2$  mm,  $\bar{t}_{\text{DDT}} = 748$   $\mu\text{s}$ . Pour  $\eta = 1$  :  $\bar{x}_{\text{DDT}} = 674,0$  mm,  $\bar{t}_{\text{DDT}} = 1,680$  ms. Pour  $\eta = 2$  :  $\bar{x}_{\text{DDT}} = 826,0$  mm,  $\bar{t}_{\text{DDT}} = 3,532$  ms.

Sur le diagramme de droite de la Fig. 5.8 présentant l'évolution de la vitesse, on constate que la vitesse reste faible jusqu'à une phase d'accélération brutale intervenant plus ou moins tôt en fonction de la dilution. Ces données ne permettent cependant pas de constater de plateau de vitesse pouvant correspondre à une structure quasi-stationnaire comme décrite dans le chapitre 4, même avec une augmentation de la dilution d'azote.

### 5.3.1 $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,2$

Lorsque la flamme a parcouru une distance  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,2$ , on observe sur la Fig. 5.9 des structures très similaires entre  $\eta = 2$  et  $2,5$  alors que la structure de la flamme pour  $\eta = 0$  est différente. Cette dernière présente une flamme courbée recouverte de fines instabilités. À l'inverse, dans les cas dilués, on retrouve la flamme allongée, fortement asymétrique, piégeant du mélange frais quelques centimètres derrière elle, comme décrit dans la section 5.2. On remarque qu'à un même stade de l'évolution de la flamme cette traînée de gaz frais est plus longue pour une plus grande dilution  $\eta = 2,5$ , en comparaison à une situation avec dilution plus faible  $\eta = 2$ . Si l'on prend en compte les valeurs normalisées, la longueur de cette traînée est cependant la même pour ces deux dilutions ( $\Delta x \sim 0,03 \bar{x}_{\text{DDT}}$ ).

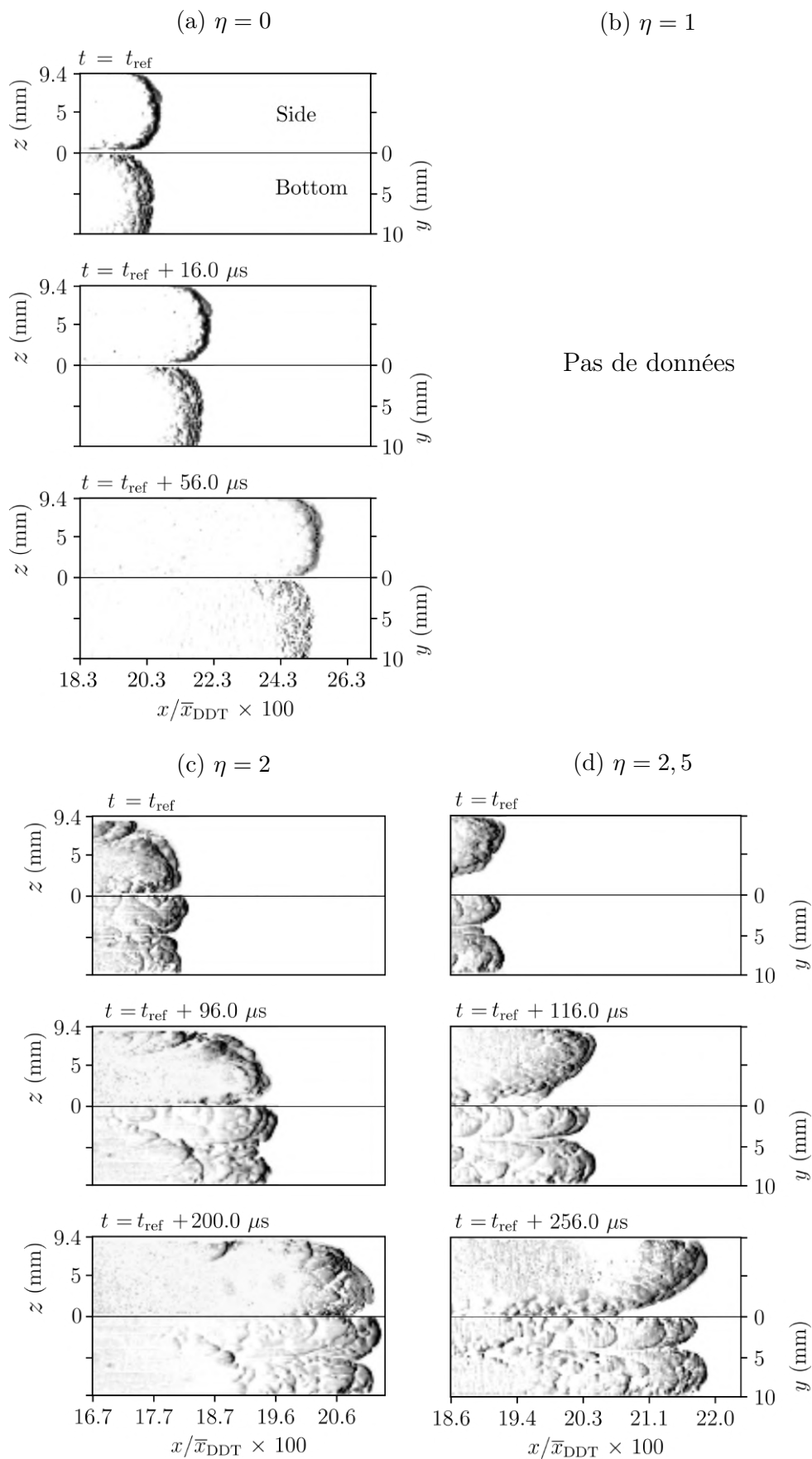


FIGURE 5.9 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  à une distance  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,2$

### 5.3.2 $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,5$

Si l'on compare les différentes dilutions à une étape située à  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,5$  sur la Fig. 5.10, on remarque que les trois cas avec dilution d'azote présentent toujours la même topologie, alors que la flamme sans dilution ( $\eta = 0$ ) présente une structure différente. Les flammes à  $\eta = 1$ ,  $\eta = 2$  et  $2,5$  sont courbées et en forme d'ogive, sa pointe située au centre du canal, plissées par les instabilités de combustion, alors que la flamme sans dilution est asymétrique et présente une traînée de gaz frais derrière elle. En revanche, la longueur de cette traînée est plus importante ( $\Delta x \sim 0,1 \bar{x}_{\text{DDT}}$ ) que dans la zone précédente.

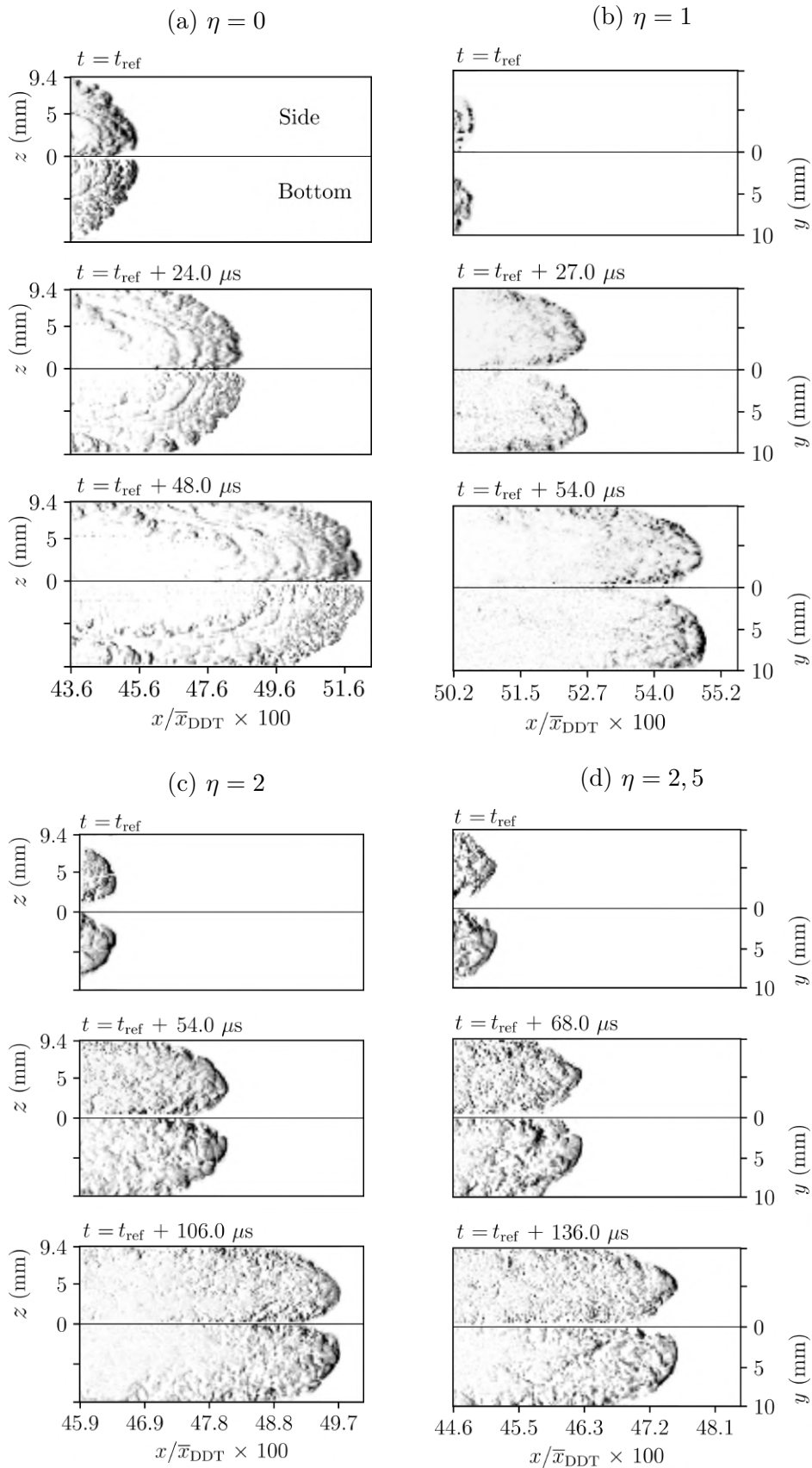


FIGURE 5.10 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes d' $2H_2+O_2+\eta N_2$  à une distance  $x/\bar{x}_{DDT} \sim 0,5$ .

### 5.3.3 $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,6$

La structure des flammes évolue peu entre  $0,45 < x/\bar{x}_{\text{DDT}} < 0,6$ , à l'exception de la flamme à  $\eta = 1$ . Alors que celle-ci suivait une dynamique proche des autres flammes diluées, son extrémité amont présente une forme plus arrondie et décentrée, piégeant une traînée de gaz frais préférentiellement dans un coin à  $z = 10$  mm et  $y = 10$  mm. La flamme à  $\eta = 1$  commence alors à se propager asymétriquement et tend progressivement à ressembler à la structure de la flamme à  $\eta = 0$ . En effet, les asymétries de la flamme à  $\eta = 0$  restent très importantes avec une combustion préférentielle le long de la paroi inférieure ( $z = 0$  mm). Dans cet exemple, sur la Fig. 5.11 (a), une traînée de gaz frais est également présente le long de la paroi supérieure ( $z = 9,4$  mm). En outre, pour  $\eta = 2$ , la vue de dessous présente une bifurcation au niveau de la pointe de la flamme qui n'est pas visible depuis la vue de côté. Cependant, celle-ci continue de se propager au centre du canal. Les ondes de pression commencent à devenir suffisamment intenses pour être vues sur les images obtenues avec  $\eta = 1$ . Ces ondes de pression sont aussi visibles sur les vidéos avec  $\eta = 0$ , mais les images statiques ne permettent pas de les distinguer, même sans soustraction de l'arrière-plan.

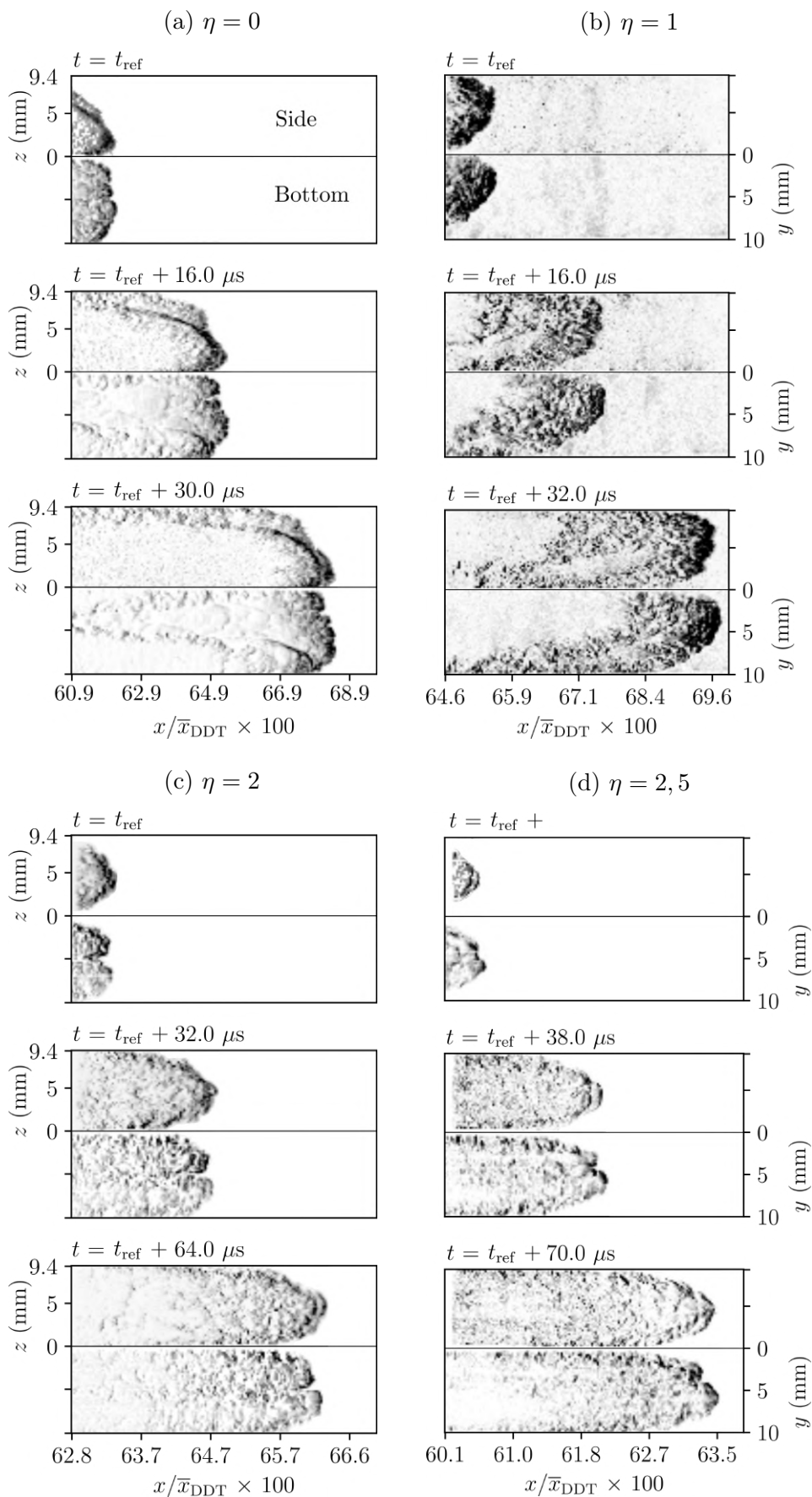


FIGURE 5.11 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  à une distance  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,6$

### 5.3.4 $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,8$

Pour mettre en évidence certaines particularités de l'écoulement, comme la formation des ondes de pression en aval de la flamme, le post-traitement a été modifié. Comme présenté lors du chapitre 3, l'arrière-plan n'est plus soustrait, sauf pour la Fig. 5.12 (d). Les autres étapes demeurent inchangées. Pendant cette étape de la propagation de la flamme sur la Fig. 5.12 à  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,8$  de la transition, l'accélération de la flamme génère des perturbations de pression qui commencent à apparaître, avant que ces perturbations ne coalescent en chocs. Ces perturbations sont nettement visibles pour un mélange avec  $\eta = 0$  car elles sont plus intenses et se trouvent dans une section moins endommagée par les essais successifs. Ces dernières sont repérables pour les mélanges avec dilution,  $\eta = 1$  et  $\eta = 2$ , mais elles sont quasiment invisibles pour les mélanges avec  $\eta = 2,5$ . Ce phénomène est dû au faible taux d'expansion du mélange et de la qualité optique des matériaux après avoir été soumis à des détonations de manière répétée.

Pour les deux mélanges à  $\eta = 2$  et  $\eta = 2,5$  la flamme garde la même topologie que lors des sections correspondant à  $0,45 < x/\bar{x}_{\text{DDT}} < 0,6$ . Alors que la flamme à  $\eta = 1$  adopte une structure de plus en plus similaire à la flamme à  $\eta = 0$ . En effet, la flamme à  $\eta = 0$  continue sa propagation asymétrique, brûlant plus rapidement dans un coin. Elle varie d'un essai à l'autre et entraîne une traînée de gaz frais localisée dans le coin opposé en commençant à former une flamme conique.

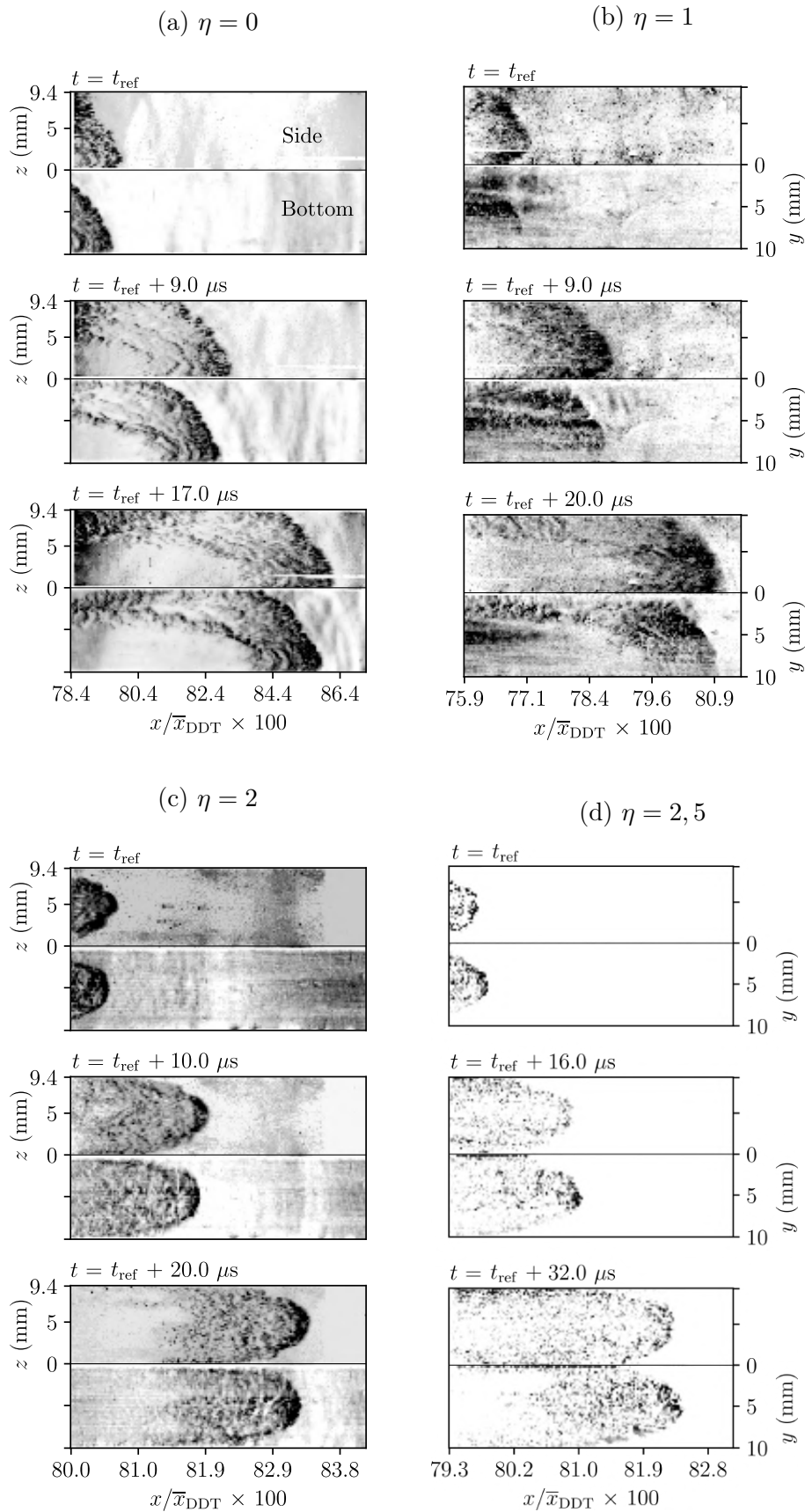


FIGURE 5.12 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  à une distance  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,8$ . La qualité des images est réduite suite à l'endommagement du polycarbonate issu des essais répétés.

### 5.3.5 $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,9$

Lors de la dernière phase d'accélération de la flamme, sur la Fig. 5.13, à  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,9$ , on distingue clairement le début de la zone de préchauffe pour les quatre mélanges. La formation de cette zone est très distinct entre les mélanges  $\eta = 0$  et 1, et ceux avec  $\eta = 2$  et 2,5.

Dans les cas avec  $\eta = 0$  et  $\eta = 1$ , la flamme reste asymétrique jusqu'à la transition, avec une forme conique et une longueur de la zone de préchauffe,  $Z_{\text{pc}}$ , importante ( $Z_{\text{pc}} \sim 0,03-0,035 \bar{x}_{\text{DDT}}$ ). Le choc précurseur formé plus loin de la flamme est précédé par une succession d'ondes de pressions se propageant plus vite dans le référentiel du laboratoire. Ces ondes de pression finissent donc par rattraper le choc précurseur et le renforce, facilitant la propagation de la flamme et raccourcissant progressivement la longueur  $Z_{\text{pc}}$ .

À l'inverse, la zone de préchauffe est plus petite avec les mélanges plus dilués,  $\eta = 2$  et  $\eta = 2,5$  ( $Z_{\text{pc}} \sim 0,005 \bar{x}_{\text{DDT}}$ ). Pour ces dilutions, la flamme maintient une forme symétrique avec sa pointe situé au centre du canal. Le choc précurseur, généralement courbé, est formé juste au devant de la pointe de la flamme. Dans les cas avec  $\eta = 2$ , le choc marquant le début de la zone de préchauffe a déjà eu le temps de s'aplanir, alors qu'avec  $\eta = 2,5$  ce choc est toujours courbé et la topologie de la flamme n'a, par contre, pas changée. À partir de cette phase, l'évolution de la flamme se déroule telle que présentée dans la prochaine section.

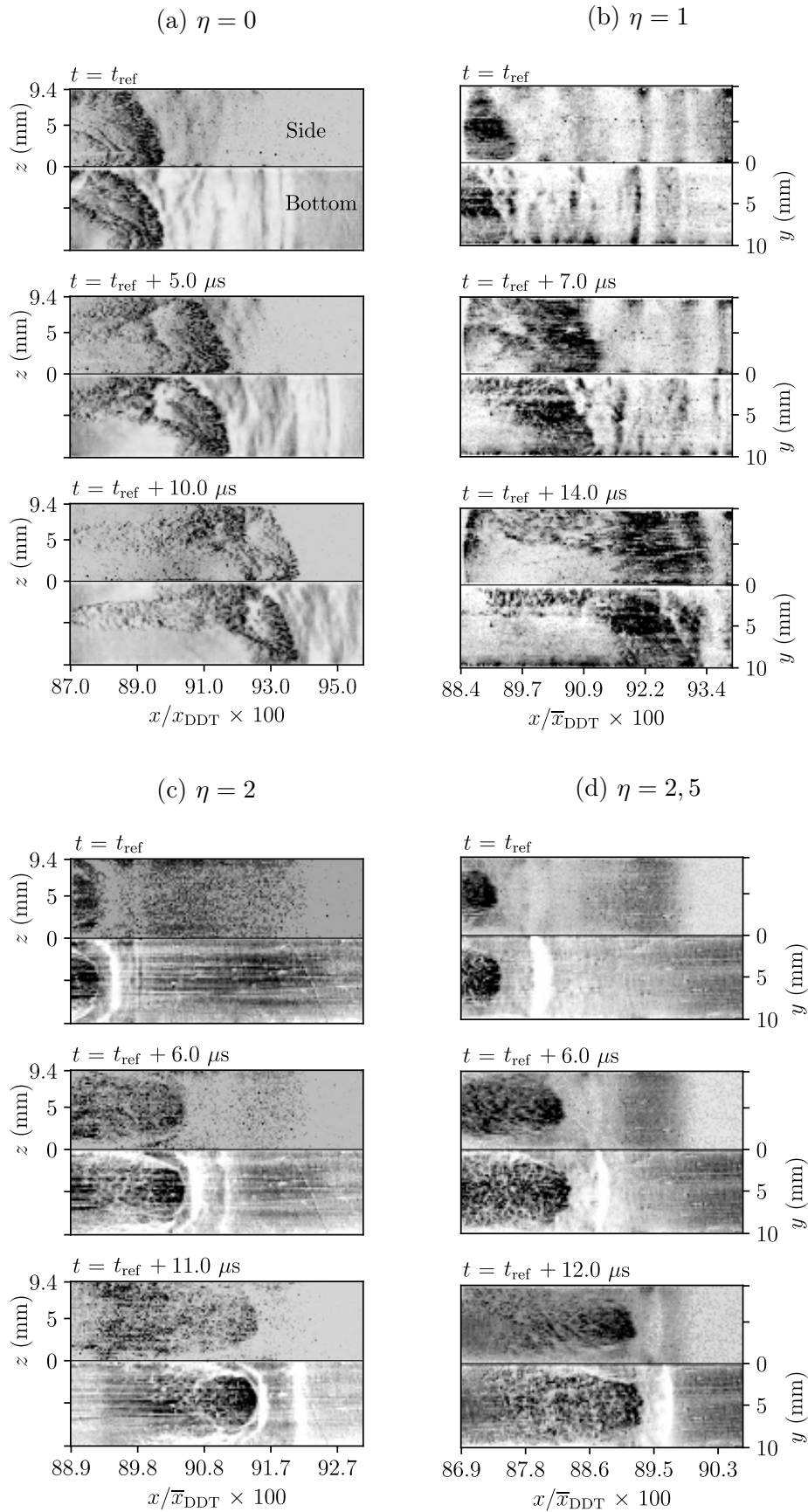


FIGURE 5.13 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes d' $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  à une distance  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0,9$ . La qualité des images est réduite suite à l'endommagement du polycarbonate issu des essais répétés.

L'observation des résultats obtenus depuis deux directions nous révèle la structure de la flamme. Le taux de dilution influe sur la propension de la flamme à s'inverser. Dans le cas  $\eta = 0$  les instabilités de combustion prennent le dessus sur le processus d'inversion, qui n'est alors ni lisse, ni symétrique. Ces observations laissent entendre que le processus impliqué n'est pas le même que celui de l'inversion vers une flamme "tulipe" présent avec les mélanges dilués. Pour  $\eta = 0$  la surface de la pointe de la flamme au centre du canal est plus importante car elle est plissée. En conséquence sa vitesse est plus importante, empêchant la périphérie de la flamme en proche paroi de devancer la pointe centrale de la flamme. L'inversion de la flamme se manifeste dans ce cas par une propagation asymétrique de la flamme dont la pointe se trouve décentrée pour brûler préférentiellement dans un coin du canal, accompagné par une traînée de gaz frais piégé par les gaz brûlés dans le coin opposé. La génération de la zone de préchauffe se déroule pendant la même phase de propagation pour un mélange avec  $\eta = 0$  et  $\eta = 1$ , la topologie de la flamme reste asymétrique respectivement à partir de  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} = 0,4$  et  $0,6$ .

À l'opposé, pour  $\eta = 2$  et  $2,5$  la phase d'inversion est lisse et symétrique, les instabilités de combustion étant encore faibles à ce stade. Lorsque les instabilités se développent, la flamme devient fortement asymétrique à cause du déséquilibre généré dans l'écoulement. Finalement, la structure de la flamme semble se stabiliser vers une topologie symétrique avec des instabilités de surface. Si les flammes avec  $\eta = 1$  semblent suivre une dynamique analogues aux mélanges  $\eta = 2$  et  $2,5$  lors de la stabilisation de la flamme, celle-ci tend finalement vers une structure similaire à la flamme avec  $\eta = 0$  présentant une pointe de flamme décentrée vers un coin du canal.

L'augmentation de surface de la flamme permet d'entretenir son accélération et de générer des ondes de pression au devant de la flamme à partir de  $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 0.8$ . Les distances entre le choc précurseur et la flamme, ainsi que la structure de la zone de préchauffe est alors dissemblable entre, d'une part,  $\eta = 0$  et  $1$ , et d'autre part  $\eta = 2$  et  $2,5$ . Suite à la formation de la zone de préchauffe l'initiation de la détonation est imminente, celle-ci se distingue en fonction de la dilution et parfois même au sein d'une même dilution. Les différents modes d'initiation observés pour  $\eta = 0, 1$  et  $2$  sont référencés dans la prochaine section.

## 5.4 Types d'initiations de la détonation en fonction de la dilution

Les Fig. 5.14 à 5.16 présentent les séquences de l'initiation de la détonation pour  $\eta = 0$ , alors que la Fig. 5.17 présente celles pour  $\eta = 1$ . Enfin la Fig. 5.18 présente la séquence observée pour  $\eta = 2$ . Tandis que dans les cas avec  $\eta = 2, 5$  on observe effectivement une transition vers la détonation, cette dernière se situe systématiquement près de la sortie du canal, en dehors de l'accès optique. La TDD ne peut donc pas être présentée pour le cas  $\eta = 2, 5$  puisque les données de la TDD ne peuvent pas être capturées.

### 5.4.1 $\eta = 0$

En tout, quatre types d'initiation de la détonation ont été relevés pour un mélange  $\eta = 0$  et sont présentés sur les Fig. 5.14 à 5.16.

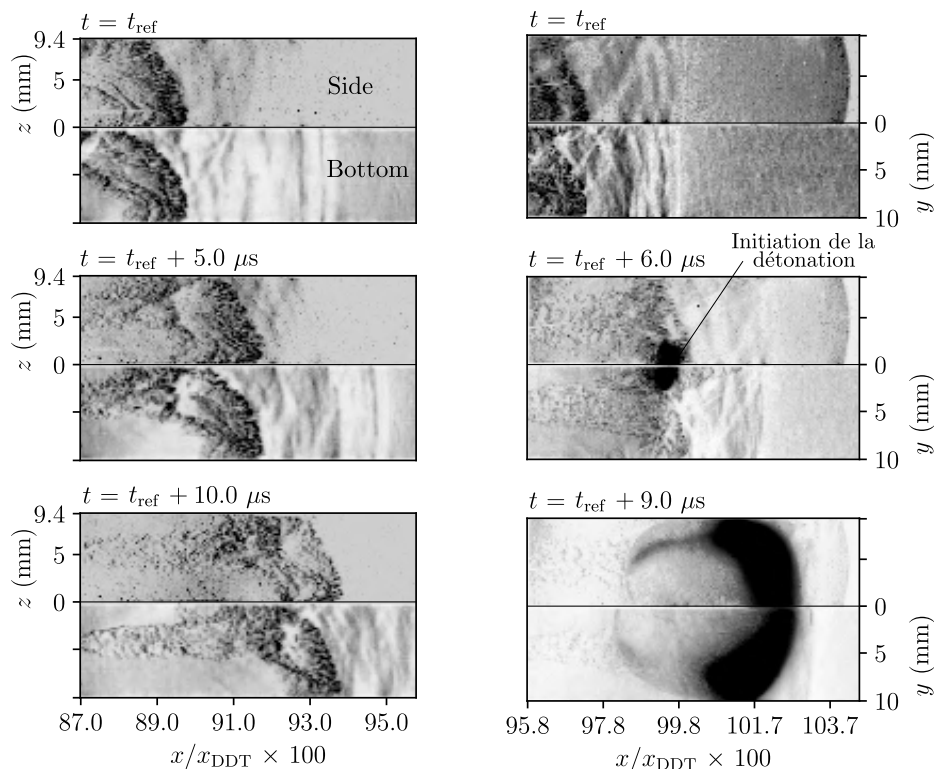


FIGURE 5.14 – Initiation de la détonation capturée par strioscopie simultanée pour un mélange stoechiométrique  $\text{H}_2\text{-O}_2$ . La séquence de TDD est présentée sur deux sections consécutives (voir axes des abscisses) ; à gauche  $x_{\text{DDT}} = 399$  mm, à droite  $x_{\text{DDT}} = 396$  mm.

La forme globale de la flamme reste inchangée entre la Fig. 5.7 (a) et la Fig. 5.14

(a) bien que la flamme se soit propagée sur 104 mm entre ces deux images. La région contenant les gaz frais s'est toutefois décalée vers le centre du canal, en rétrécissant sur la largeur (hauteur du canal) mais en s'agrandissant sur la longueur (dans la direction de la propagation). Sa forme est similaire à la structure en cornet de glace (*waffle cone*) observée dans [167] pour des tubes à section circulaire avec un diamètre plus grand. Le processus d'accélération mène à la formation d'ondes de pression, préchauffant et précomprimant les gaz frais en aval [90]. Ce mécanisme de rétroaction positif amplifie l'accélération de la flamme, qui peut ainsi rattraper ces chocs précurseurs. Alors que la flamme gagne du terrain sur la zone de préchauffe (voir Fig. 5.14 à droite;  $t = t_{\text{ref}}$ ), les conditions thermodynamiques deviennent favorables pour initier la détonation au bout de la pointe de la flamme loin derrière le choc, sur l'image suivante à  $t = t_{\text{ref}} + 6\mu\text{s}$ . L'explosion sphérique émanant du coin qui en résulte prend le dessus sur la zone de préchauffe et interagit avec la flamme et le gaz frais entraîné entre sa surface et la paroi. À terme, la flamme se couple avec le choc précurseur afin de former l'onde de détonation.

De manière surprenante, les vues de dessous et de côté ne montrent pas de différences significatives et semblent même pouvoir se superposer. Toutefois, les asymétries demeurent présentes. Cette observation démontre une nouvelle fois l'un des avantages de la visualisation simultanée. En effet, celle-ci offre la possibilité de localiser l'origine de l'explosion couplant la flamme et le choc : un coin. Alors que sur ces images il semble que l'explosion soit originaire de derrière le front de flamme, l'initiation se situe en réalité sur le bord de la flamme (voir Fig. 5.14 à  $t = t_{\text{ref}} + 6\mu\text{s}$ ). Ainsi, nos résultats suggèrent que cette initiation est provoquée par l'interaction de la flamme avec la multitude de chocs piégés entre la flamme, les parois et le choc précurseur. Enfin, il faut noter que le point de TDD se situe préférentiellement dans un coin, mais pas toujours le même. Le frottement visqueux sur la paroi peut potentiellement former un gradient de température dans la couche limite, favorable à l'initiation de la détonation. Ce phénomène est appelé mécanisme de Zel'dovich [108].

La Fig. 5.15 montre une initiation de détonation complètement différente, bien que la section et la dilution soient les mêmes. Confiner un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  est un challenge technique. À cause de sa haute diffusion massique, du mélange frais réussit à s'infiltrer dans les interstices à l'extérieur de la section du canal et brûle tant que la taille de l'espace reste de l'ordre de l'épaisseur thermique de la flamme laminaire. L'augmentation de pression générée par les ondes de pression issue de la flamme peut aussi permettre au polycarbonate de se déformer, favorisant la diffusion du mélange réactif. Un signe de ce phénomène est visible sur la Fig. 5.15 lorsqu'un front de réaction se propage de manière oblique le long d'un coin jusqu'au choc précurseur. Une interaction flamme-flamme semble

initier la détonation. En revanche, les mélanges avec dilution d'azote ne semblent pas présenter ce phénomène. Deux hypothèses permettent de l'expliquer. D'une part, cela peut être dû au fait que la flamme s'éteint dans cet interstice en raison de sa plus grande épaisseur de la flamme thermique. D'autre part, ce phénomène peut être dû au fait que l'augmentation de pression est moindre dans ces cas et possède un taux d'expansion plus faible. Cette initiation de la détonation est en revanche plus représentative d'un scénario réel d'accident. Ces résultats montrent l'effet direct de l'ajout d'un épaulement entre la version V-2DV du chapitre 4 et la version V-3 utilisée ici. Nous avons réussi à amoindrir la taille de cet interstice en corrigeant les défauts d'usinage de notre chambre. Ainsi, l'effet de ces défauts d'usinage sur la propagation de la flamme non diluée à l'azote est plus limité.

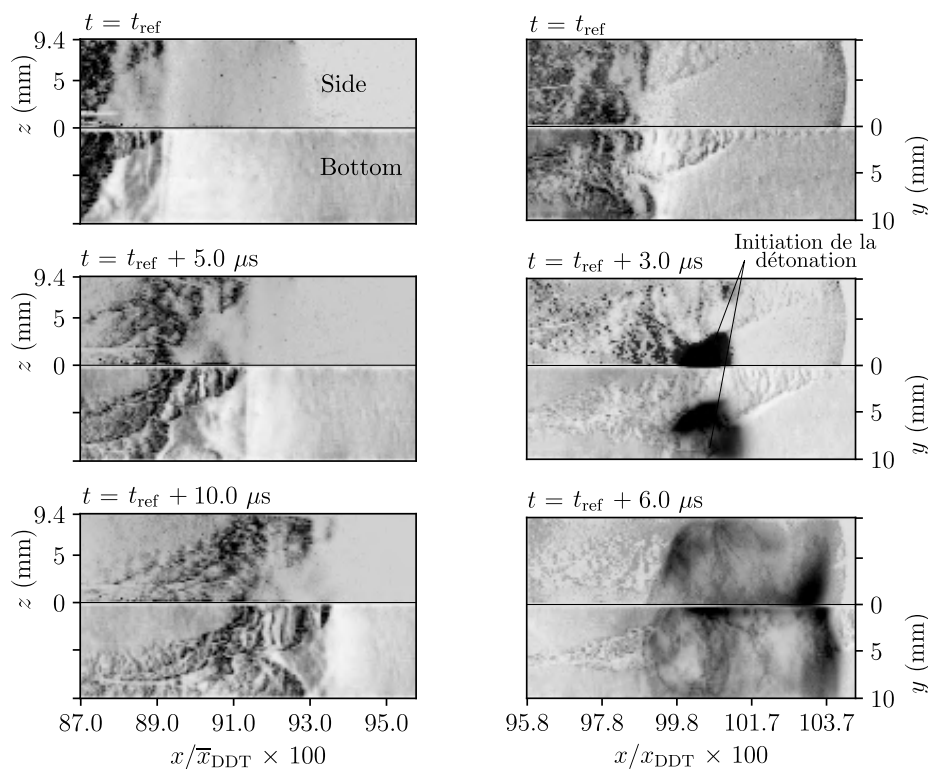


FIGURE 5.15 – Mode alternatif d'initiation de la détonation capturé par striescopie simultanée pour un mélange stœchiométrique  $H_2-O_2$ . La séquence de TDD est présentée sur deux sections consécutives (voir axes des abscisses) ; à gauche  $x_{DDT} = 399$  mm, à droite  $x_{DDT} = 401$  mm.

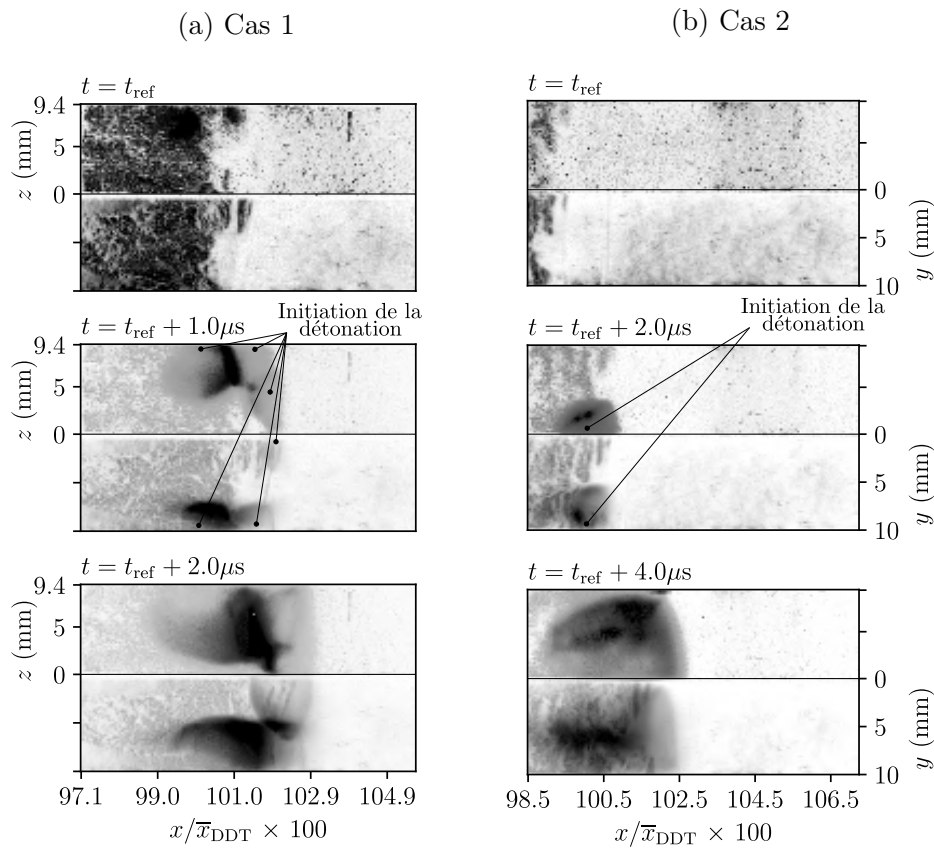


FIGURE 5.16 – Deux autres modes alternatifs moins fréquents d’initiation de la détonation capturés par strioscopie simultanée, pour un mélange stœchiométrique  $\text{H}_2\text{-O}_2$ . La séquence de TDD est présentée sur une même section ; à gauche  $x_{\text{DDT}} = 409$  mm, à droite  $x_{\text{DDT}} = 403$  mm.

L’initiation de la détonation pour un mélange  $\eta = 0$  intervient suivant les scénarios présentés sur les Fig. 5.14 et 5.15. Cependant, lors de plus rares occasions, cette initiation suit une dynamique un peu différente, comme illustrée pour deux cas sur la Fig. 5.16 avec les cas 1 et 2. Dans ces deux situations, la flamme, toujours de forme conique, rattrape le choc délimitant la zone de préchauffe. L’initiation se situe au niveau de la flamme, parfois même simultanément (trois initiations sur la Fig. 5.16 à gauche). L’interaction entre les chocs au sein des explosions sphériques est responsable de l’initiation de la détonation. Pour le cas 2, le mécanisme de transition semble être le même que celui décrit précédemment, sauf qu’il se différencie par la proximité de la flamme et du choc lors de l’initiation dans un coin. De plus, cette dynamique, plus rare sur ce canal V-3 est très similaire à celle observée systématiquement sur la version V-2DV présentée dans la section 4.3. Toutefois, dans cette version, la transition s’initie avant que la flamme et le choc n’aient le temps de fusionner pour former le complexe observé dans la section 4.2.2.

### 5.4.2 $\eta = 1$

Pour une dilution d'azote d' $\eta = 1$ , telle que présentée sur la Fig. 5.17, on observe une structure bien différente de celle présentée sur la Fig. 5.13 (b). Une structure analogue à celle observée sur la Fig. 5.16 est visible. Une flamme conique, avec une combustion préférentielle dans les coins, caractéristique de la forme en "V", est présente sur les vues de dessous et de côté, le tout suivi de poches de gaz frais. Cette forme plus raide ressemble davantage à une structure tétraédrique que conique. La flamme est ici aussi très proche du début de la zone de préchauffe et l'initiation de la détonation se déclenche peu de temps avant que la flamme ne la rattrape.

Cette initiation intervient donc suivant deux scénarios :

- (i) soit derrière la pointe de la flamme ( $x/\bar{x}_{\text{DDT}} \sim 1$  sur la Fig. 5.17 (a))
- (ii) soit entre le choc et la flamme, proche de la flamme (Fig. 5.17 (b)), de manière analogue au cas 2 de la Fig. 5.16.

Il ne semble pas y avoir de scénario préférentiel. Ces deux derniers ont une occurrence similaire. On remarque tout de même que la forme des explosions menant au couplage de la flamme et du choc, à  $t = t_{\text{ref}} + 4\mu\text{s}$  Fig. 5.17 (a), et à  $t = t_{\text{ref}} + 4\mu\text{s}$  Fig. 5.17 (b), est bien différente. Dans le premier cas cette forme correspond à un ellipsoïde (indiqué avec une ligne pointillé à gauche) du fait de son initiation dans des gaz partiellement brûlés et confinés. Dans le cas où l'initiation se situe proche du choc, l'explosion devient quasiment sphérique (indiqué avec une ligne pointillé à droite). Les mécanismes menant à l'initiation de ces explosions semblent similaires à ceux décrits pour  $\eta = 0$ .

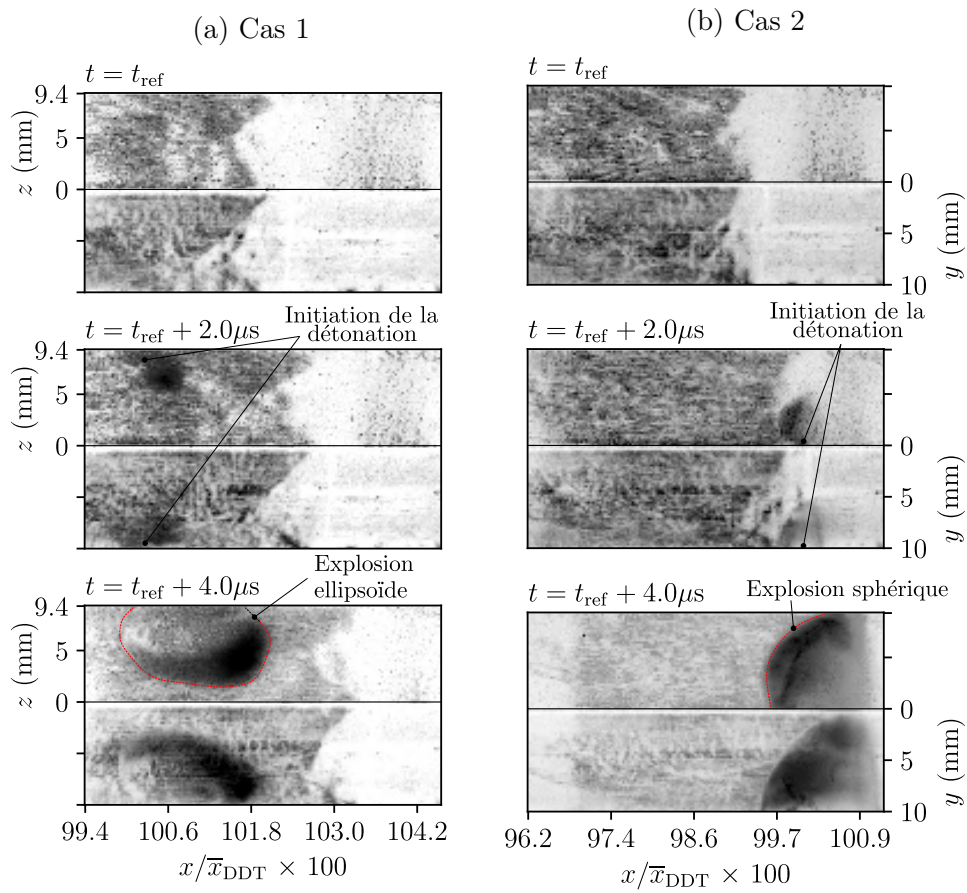


FIGURE 5.17 – Modes d'initiation de la détonation capturés par stioscopie simultanée, pour un mélange  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$  avec  $\eta = 1$ . La séquence de TDD est présentée sur une même section ; à gauche  $x_{\text{DDT}} = 668$  mm, à droite  $x_{\text{DDT}} = 690$  mm.

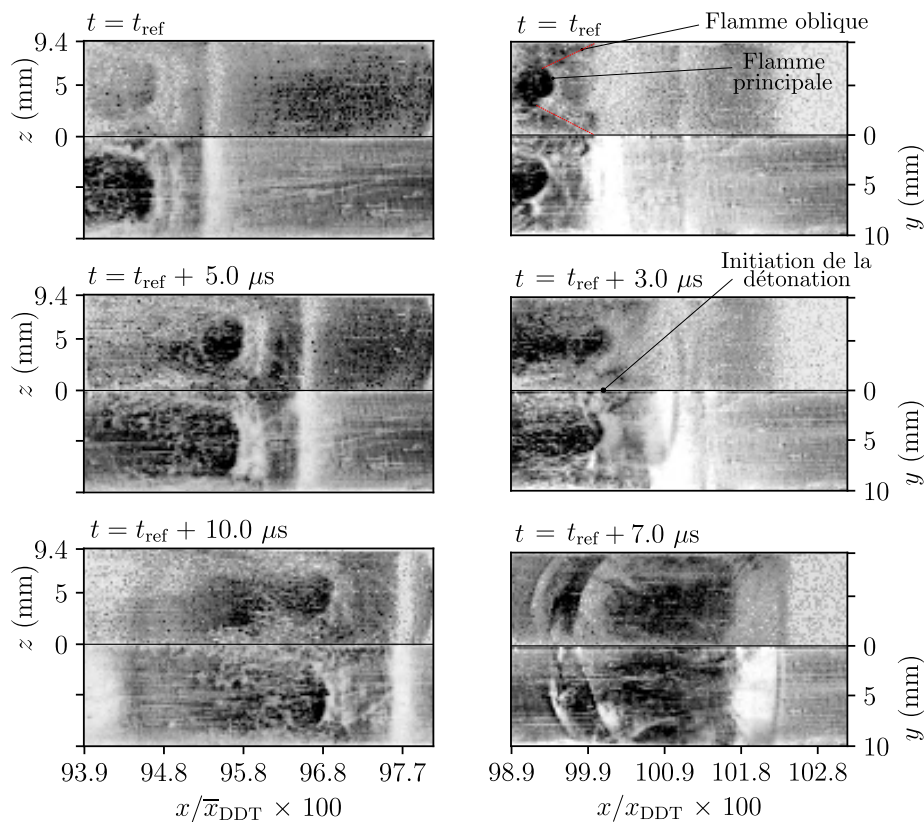
5.4.3  $\eta = 2$ 

FIGURE 5.18 – Deux autres modes alternatifs moins fréquents d’initiation de la détonation capturée par strioscopie simultanée, pour un mélange  $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$  avec  $\eta = 2$ . La séquence de TDD est présentée sur deux sections consécutives (voir axes des abscisses) ; à gauche  $x_{\text{DDT}} = 826$  mm, à droite  $x_{\text{DDT}} = 823$  mm.

La Fig. 5.18 montre une TDD typique pour  $\eta = 2$ , qui, comme attendu, se déroule plus loin de l’allumage, en comparaison à une situation avec un mélange sans dilution. Il est à noter, encore une fois, que la qualité de l’image est altérée par les essais successifs réalisés avant d’arriver à cette distance depuis l’allumage. En effet, cette zone a été exposée à des détonations complètement établies la plupart du temps. Par conséquent, les pressions et températures très importantes ont diminué la qualité optique du polycarbonate comme détaillé dans l’annexe D. La conséquence de cette diminution de la qualité optique est une diffusion importante du faisceau de lumière collimaté à travers le matériau, rendant la strioscopie de moins bonne qualité. Cependant, comme les étapes de TDD révèlent une dynamique différente, il nous semble toutefois important de présenter ces résultats.

Les différences les plus importantes sont :

- (i) La flamme n'est pas suivie par une traînée de gaz non réagis. À la place, une flamme en ogive plissée génère des ondes pression courbées, formant une zone de préchauffe entre la flamme et le choc précurseur. Ces résultats sont observables à  $t = t_{\text{ref}}$  sur la Fig. 5.18 à gauche.
- (ii) À  $t = t_{\text{ref}}$  sur la Fig. 5.18 à droite, le choc initialement courbé s'aplatit. Le préchauffage induit par celui-ci lors de son interaction avec les coins initie des flammes secondaires obliques symétriques dans la couche limite qui rejoignent la flamme principale plissée, se propageant, à terme, au centre du canal.
- (iii) Ce complexe flamme-choc commence à rattraper graduellement le choc précurseur, mais l'initiation de la détonation commence en proche paroi, près du choc, avant que la flamme et le choc ne se rejoignent (voir  $t = t_{\text{ref}} + 3\mu\text{s}$ ).

Alors que les interactions flamme / choc / couche limite semblent être les mécanismes principaux initiant la détonation pour les mélanges testés dans ce canal, la nature de cette interaction est différente dans le cas dilué  $\eta = 2$ . La flamme secondaire oblique se propage plus rapidement dans les coins à travers la zone de préchauffe. Incapable de brûler au-delà de cette zone, celle-ci bifurque vers le centre du canal, comprimant une nouvelle fois cette zone avant la TDD. Le scénario général menant à la transition était plus répétable dans les cas avec  $\eta = 2$  que pour ceux avec  $\eta = 0$  et  $\eta = 1$ , un seul scénario pour  $\eta = 2$  est donc présent ici.

Enfin, pour  $\eta = 2, 5$  la topologie de la flamme avant de quitter le champ de visualisation est analogue à celle observée sur la Fig. 5.18 ;  $t = t_{\text{ref}}$  à gauche.

Dans les cas avec  $\eta = 0$  et  $\eta = 1$  l'initiation de la détonation se produit sur le contour d'une flamme conique ou tétraédrique, à une distance plus ou moins proche du début de la zone de préchauffe. Par contraste, dans les cas avec  $\eta = 2$ , la détonation s'initie systématiquement sur le contour de la flamme secondaire au début de la zone de préchauffe (voir Fig. 5.18 ;  $t = t_{\text{ref}} + 3\mu\text{s}$ ) lorsque celle-ci rattrape le choc en brûlant préférentiellement dans la couche limite.

## 5.5 Initiation de la transition sur la section transversale du canal

La section 5.4 expose les différents modes d'initiation de la détonation en fonction de la dilution d'azote. Même dans le cas d'un mélange identique (c.-à-d.  $\eta = 0$  et  $\eta = 1$ ) plusieurs modes d'initiations existent fournissant de nouvelles évidences de la stochasticité du phénomène. Examiner la répartition spatiale de l'initiation de la détonation sur la section transversale peut nous aider à comprendre l'origine des différents scénarios de TDD observés.

Les informations complémentaires issues de la seconde direction de visualisation nous ont permis de tracer la répartition spatiale de l'initiation de la détonation pour ce canal et pour différentes dilutions. Comme nous l'avons montrée pour le canal V-2DV, dans la section 4.3, la localisation de la transition est préférentiellement située dans les coins, et exclusivement sur les parois. Cette fois-ci nous pouvons constater que la tendance est similaire pour des mélanges plus dilués sur la Fig. 5.19. Ainsi, l'intervention d'un gradient favorable dans la couche limite et la friction induite par l'écoulement dans les angles semblent favoriser la transition pour les dilutions testées.

Si les échantillons sont similaires pour chaque mélange (22 tests pour  $\eta = 0$  et 2 ; 20 tests pour  $\eta = 1$ ), leur répartition sur la section du canal est très différente. La carte obtenue pour  $\eta = 0$  est similaire à celle de la section 4.3 obtenue dans un autre canal. Pour ce canal V-3 l'occurrence de l'initiation est moins homogène que dans le précédent canal V-2DV. En revanche la répartition spatiale de l'initiation est similaire entre les deux canaux. Avec  $\eta = 1$  l'initiation de la détonation semble suivre une répartition spatiale analogue à  $\eta = 0$ , bien que la face située à  $z = 0$  mm soit plus favorisée. Pour le dernier mélange avec  $\eta = 2$  une répartition complètement différente est observée. Avec cette dilution la détonation s'initie principalement sur la paroi située à  $z = 10$  mm avec une forte proportion dans le coin  $y = 0$  mm ;  $z = 10$  mm qui recense presque 50 % des cas d'initiation.

Ces résultats suggèrent qu'il existe une corrélation entre la répartition spatiale de l'initiation de la détonation et le nombre de scénarios de TDD possibles. En effet, le mélange avec  $\eta = 0$  présente au moins trois scénarios différents et une répartition spatiale plus étendue. Dans le cas  $\eta = 2$ , un seul scénario de TDD est observé, et sa répartition spatiale est plus restreinte. De plus, avec  $\eta = 0$  et 1 les scénarios de TDD sont similaires, ainsi que leur répartition spatiale de l'initiation. Il faut noter que pour ces deux dilutions, dont la flamme est fortement asymétrique avant la TDD, un lien entre position de la pointe de la flamme et localisation de la TDD n'a pas été établi. Si la flamme se propage préférentiellement

dans un coin/une paroi, l'initiation de la détonation n'est pas nécessairement localisée dans ce même coin/paroi.

Chaque carte de la Fig. 5.19 est issue de positions différentes le long du canal, la distance  $x_{\text{DDT}}$  varie en fonction du mélange (voir Fig. 5.8). Ces différences de positions peuvent aussi expliquer les répartitions spatiales variées observées entre chaque dilution. Le lien entre la diversité de modes d'initiation et leur répartition est une hypothèse plausible. Cependant, pour conclure avec certitude, un échantillon plus important de tests doit être réalisé pour confirmer la corrélation observée.

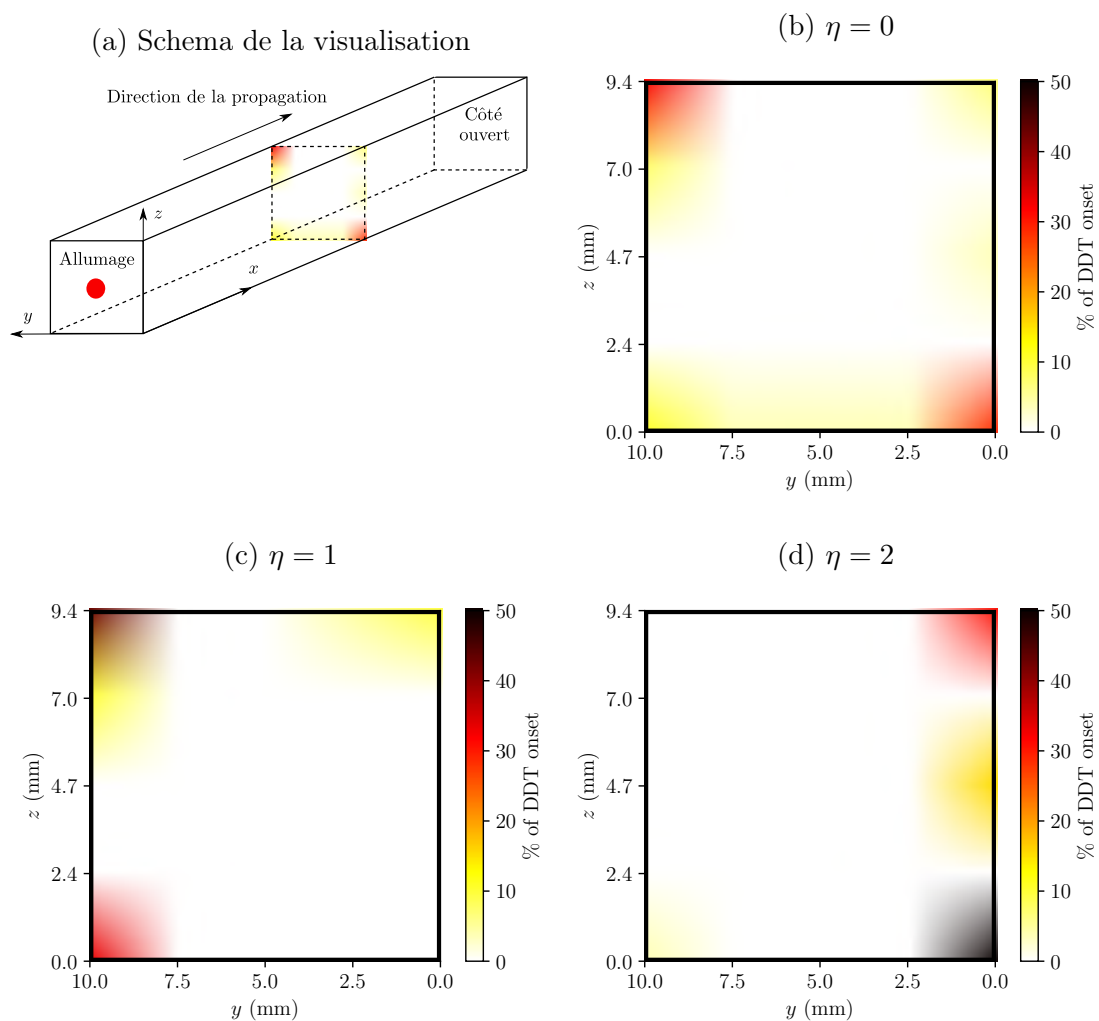


FIGURE 5.19 – Répartition spatiale de l'initiation de la détonation sur la section du canal pour un mélange  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ . Taille de l'échantillon : 22 tests pour  $\eta = 0$  et 2, 20 tests pour  $\eta = 1$ . Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K.

## 5.6 Synthèse partielle

Pour la première fois une caractérisation complète de l'accélération de la flamme et l'initiation de la détonation ont pu être menées depuis deux directions orthogonales dans un canal. Les résultats de ce chapitre mettent une nouvelle fois en avant l'avantage de pouvoir visualiser une flamme depuis plusieurs directions. La complexité des asymétries présentes lors des premières phases d'accélération et celles observées pour des mélanges  $\eta = 0$  et 1 pendant la TDD donnent de nouvelles perspectives d'analyse. En outre, le diagnostic strioscopique permet d'observer l'évolution de la formation des ondes de pression jusqu'à la transition. La strioscopie révèle qu'en fonction de la dilution d'azote (y compris pour une même dilution) il n'existe pas une initiation de la détonation, mais plusieurs. Les mécanismes physiques sous-jacents semblent toutefois être les mêmes. Les cartographies de l'initiation de la détonation montrent en effet que celles-ci sont toujours localisées sur les parois et dans les coins. Cependant, seulement des diagnostics plus poussés ou l'étude numérique de haute résolution peuvent révéler les mécanismes sous-jacents impliqués.

Ces données amènent de nouvelles questions pour apporter un éclairage sur ces résultats :

- Comment la position de la flamme évolue-t-elle par rapport à celle de la zone de préchauffe ?
- Est-il possible d'obtenir une estimation de la surface de la flamme ? Existe-t-il une corrélation avec l'accélération de la flamme ?
- Comment la distance avant transition vers la détonation évolue-t-elle en fonction du taux d'expansion du mélange (ou de son énergie d'activation) par rapport aux canaux avec obstacles ?
- À quelle position le long du canal la transition s'initie-t-elle ? Peut-on la corréler avec des modèles déjà existants ?

Après avoir présenté les résultats principaux de cette étude, nous les analysons plus en détail en proposant des pistes de réponses à ces questions dans le chapitre suivant.



# Mécanismes d'accélération : plissement de la flamme et ondes de pressions

---

Grâce aux données collectées lors des campagnes expérimentales présentées au chapitre 5 nous allons étudier, en fonction de la dilution d'azote : (i) l'évolution de l'accélération de la flamme et du choc ; la distance flamme-choc, ou longueur de la zone de préchauffe ; (ii) le taux d'accélération de flamme nécessaire pour initier la détonation ; (iii) la dispersion des distances jusqu'à l'initiation de la détonation ainsi que leur répartition autour de la moyenne ; (iv) l'évolution de la surface de la flamme par rapport à la distance jusqu'à l'initiation de la détonation. Enfin, nous finirons avec la présentation d'un modèle scalaire permettant de reproduire qualitativement les dernières phases de la TDD.

## 6.1 Analyse des diagrammes $x-t$

Outre l'observation de la structure tri-dimensionnelle de la flamme, nos résultats permettent également d'analyser les diagrammes  $x-t$ . Sur la partie gauche de la Fig. 6.1 est représenté le diagramme  $x-t$  de l'évolution de la flamme pour les différentes dilutions d'azote testées. Sur la partie droite de la Fig. 6.1 sont représentées les positions  $x$  mises à l'échelle par rapport au diamètre hydraulique du canal  $D_h = 4ab/2(a + b)$  (pour un canal rectangulaire de section  $a \times b$ ), en fonction du temps  $t$  adimensionné par rapport à la quantité  $D_h/\sigma S_L$ , avec  $\sigma$  le taux d'expansion, et  $S_L$  la vitesse de flamme laminaire (calculée à partir des conditions initiales). Les résultats montrent que la dispersion pour les différentes dilutions est faible jusqu'à  $x \sim 20D_h$ , puis, à partir de cette valeur, on observe une bifurcation des différentes dilutions. Il s'agit de la position présentée sur la Fig. 5.6. Ces observations suggèrent plusieurs choses : (i) à partir de ce stade, les phénomènes pilotés par la vitesse de flamme laminaire et le taux d'expansion deviennent mineurs devant un autre mécanisme ; (ii) du fait de la présence d'ondes de pression, les conditions au devant de la flamme ne correspondent plus aux conditions initiales qui ont permis le calcul de la masse volumique et de la vitesse de flamme laminaire.

Cette dernière hypothèse semble être corroborée par le fait que le mélange  $\eta = 0$  bifurque en premier sur la Fig. 6.1 de droite, et que ce mélange présente des perturbations de pression dans cette même section. Pour comprendre la rétroaction entre les ondes de pression et l'accélération de la flamme, il semble nécessaire d'étudier l'évolution temporelle de la position de ces deux ondes. Dans la suite de ce chapitre, le code couleur utilisé pour les différentes dilutions d'azote reste le même que celui de la Fig. 6.1.

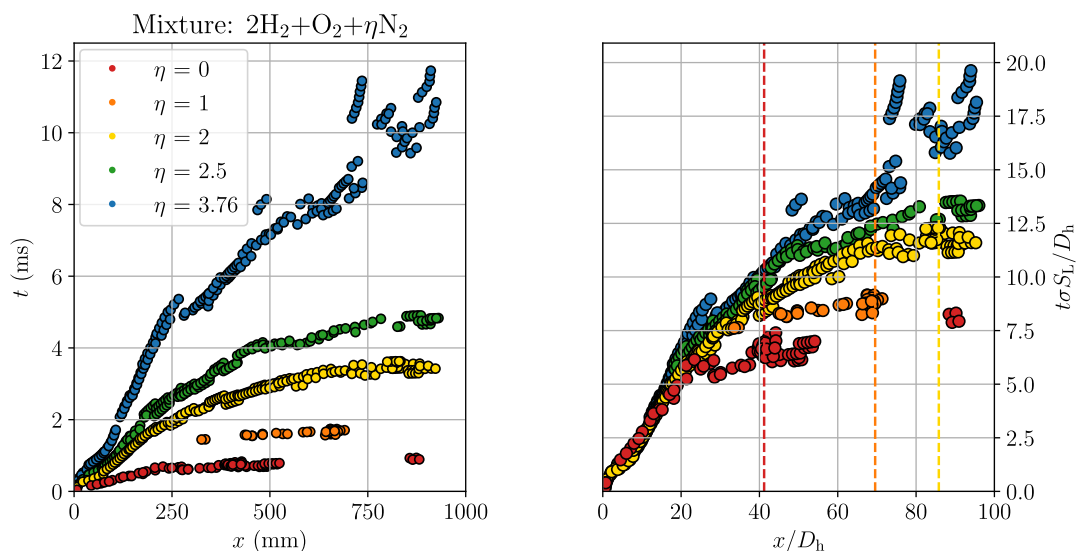


FIGURE 6.1 – Diagrammes  $x-t$  pour un mélange stœchiométrique de  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ . À gauche :  $x$  et  $t$  en dimensions physiques ; À droite :  $x$  et  $t$  adimensionnés par le diamètre hydraulique  $D_h$  (position) et par  $D_h/\sigma S_L$  (temps). Avec  $\sigma$  le taux d'expansion et  $S_L$  la vitesse de flamme laminaire. Les lignes verticales colorées en pointillés indiquent la position moyenne de l'initiation de la détonation,  $\bar{x}_{DDT}$ , pour chaque mélange.

### 6.1.1 Évolution de la vitesse de la flamme et du choc précurseur

Du fait d'une fenêtre d'observation courte et de la vitesse importante de la flamme lors de la génération d'ondes de pression, il est très difficile de mesurer une évolution temporelle de la vitesse et donc une accélération. Pour être capable d'étudier l'évolution de la position du choc précurseur et de celle de la flamme, il a donc fallu recombinaire plusieurs essais issus de sections successives, afin de reconstituer une évolution globale. À cette fin, la procédure suivante a été mise en place. Nous nous focalisons sur deux types d'ondes, la flamme, et le choc précurseur délimitant le début de la zone de préchauffe. Pour ce faire, seulement les temps depuis l'allumage de la flamme sont ajustés, pour avoir une évolution de la position de la flamme continue. La position des flammes, celle des chocs, ainsi que l'écart temporel entre la flamme et le choc ne sont pas modifiés. Si le résultat permet d'obtenir une évolution de la position du choc continue, la reconstitution globale

est gardée, sinon un autre jeu d'essais est sélectionné. Les positions sont ainsi approximées avec une courbe de tendance polynomiale de degré 5 et dérivée pour obtenir les vitesses et les accélérations des deux ondes. La méthodologie employée permet d'obtenir la vitesse et l'accélération de la flamme. Cependant, il s'agit d'une reconstitution de plusieurs essais basés sur la position des flammes. Les vitesses et accélérations obtenues pour le choc précurseur avec cette méthode sont donc à prendre avec plus de précaution. L'erreur entre la courbe de tendance et les données expérimentales reste inférieur à 1%.

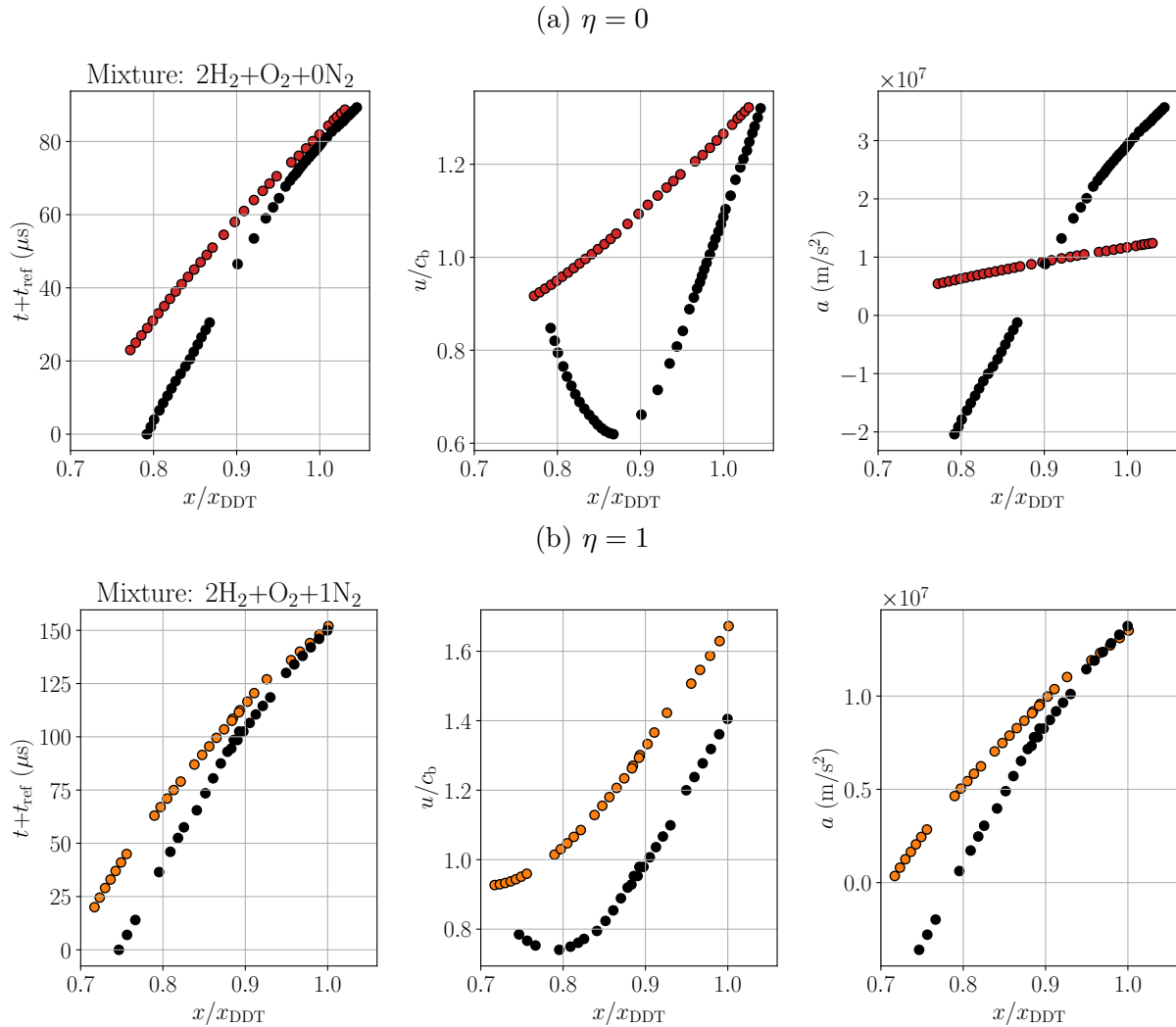


FIGURE 6.2 – Reconstitution de l'évolution de la position de la flamme (symboles de couleurs) et du choc précurseur (symboles en noir) pour des mélanges  $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ .

La topologie de la flamme correspond à celle des images des Fig. 5.12 et 5.13. Sur les quatre types de mélanges utilisés, l'évolution du choc et de la flamme diffèrent significativement suivant deux groupes de mélanges : d'un côté, un groupe constitué des mélanges avec  $\eta = 0$  et 1, représentés sur les Fig. 6.2 (a) et (b)); de l'autre, un second groupe constitué des mélanges avec  $\eta = 2$  et 2,5, représentés sur les Fig. 6.3 (a) et (b)). En effet,

pour le premier groupe de mélanges, la zone de préchauffe se forme à une distance plus importante de la flamme avant que celle-ci ne la rattrape juste avant la transition. Pour le second groupe, la zone de préchauffe se forme plus près de la flamme. Le plus faible taux d'expansion des mélanges dilués explique que l'intensité des perturbations de pression formées par la flamme n'est pas assez importante pour former des chocs plus tôt. Les mêmes disparités sont visibles dans l'évolution des vitesses. Pour  $\eta = 0$  et 1 la vitesse de la flamme est toujours plus importante que celle du choc. Le choc commence par décélérer dans les deux cas avant de ré-accélérer à des taux élevés,  $\sim 3 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> pour  $\eta = 0$  et  $\sim 1,25 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> pour  $\eta = 1$  juste avant la transition. Cependant, dans les deux cas la flamme a un taux d'accélération similaire,  $1,2-1,25 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> juste avant la transition.

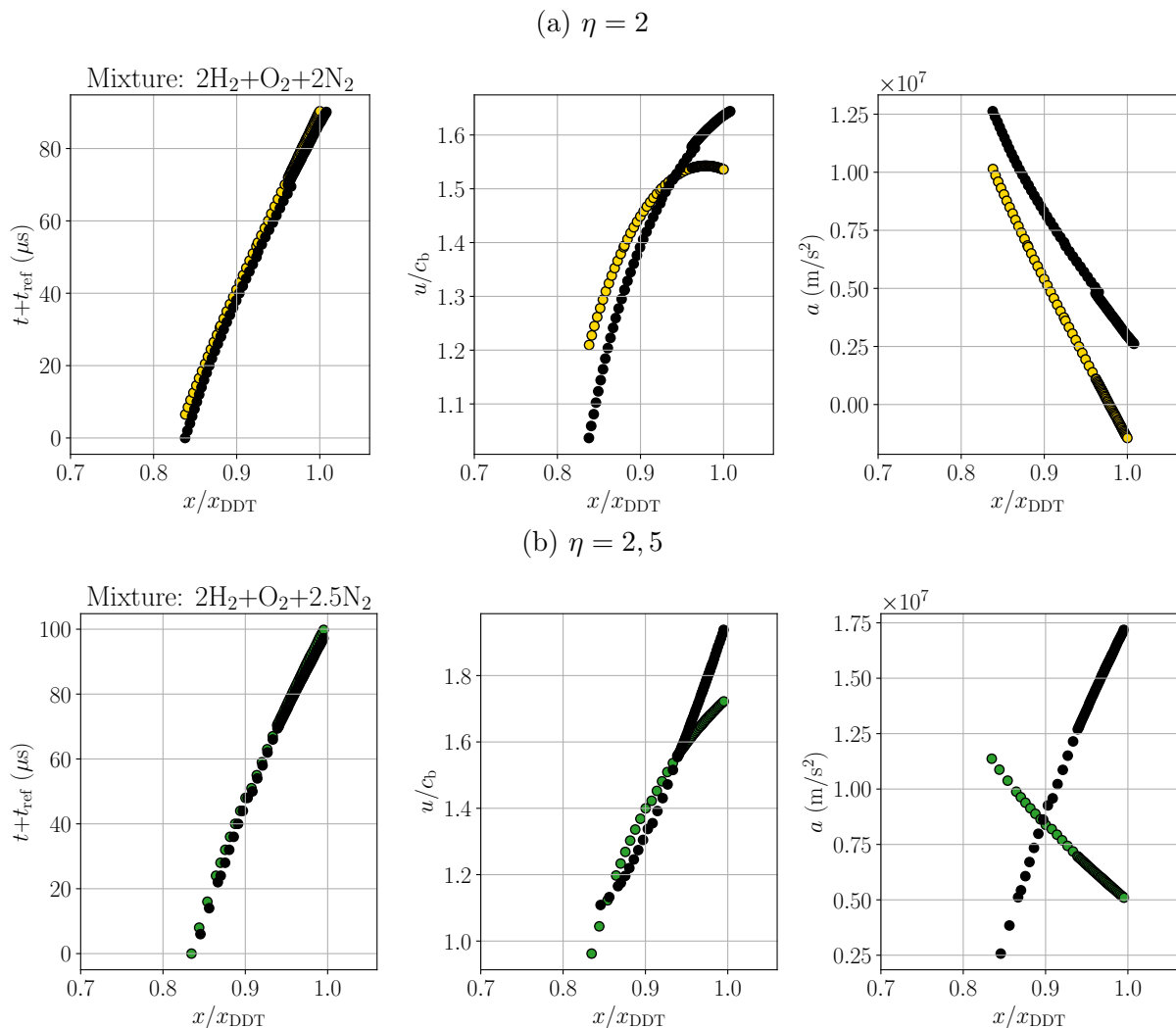


FIGURE 6.3 – Reconstitution de l'évolution de la position de la flamme (symboles de couleurs) et du choc précurseur (symboles en noir) pour des mélanges  $2\text{H}_2+\text{O}_2+\eta\text{N}_2$ .

Pour  $\eta = 2$  et  $2,5$  le choc se propage plus vite que la flamme à partir de  $x/x_{\text{DDT}} = 0,92$  et  $0,94$ . Pour ces cas plus dilués, il y a une nette diminution de l'accélération de la flamme. Toutefois, la tendance pour le choc est différente. L'accélération diminue pour  $\eta = 2$  mais augmente pour  $\eta = 2,5$ . Si ces évolutions sont contre-intuitives c'est qu'elles cachent un phénomène présent dans le processus de TDD observé avec  $\eta = 2$  sur la Fig. 5.18. En effet, lorsque le choc et la flamme se déplacent à des vitesses similaires, une flamme secondaire se propage préférentiellement dans la couche limite depuis la flamme principale en ogive jusqu'au choc précurseur. La diminution de l'accélération de la flamme rapportée ici est celle de la flamme principale en forme d'ogive, qui, à ce stade n'est plus la flamme pilotant la consommation de réactif. À  $x/x_{\text{DDT}} = 0,9$  l'accélération est très différente pour les deux dilutions, respectivement  $0,5 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> et  $0,8 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> pour  $\eta = 2$  et  $2,5$ . Si l'on compare l'accélération maximum de la flamme pour chacun des mélanges de ce second groupe, on obtient  $1 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> et  $1,3 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup>. On retrouve ici les ordres de grandeur d'accélération observés avec  $\eta = 0$  et  $1$ .

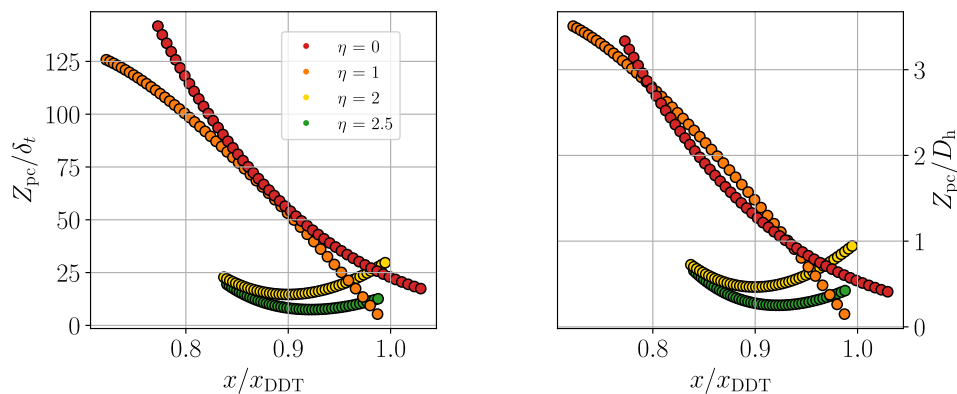


FIGURE 6.4 – Évolution de la distance entre la flamme et le choc,  $Z_{pc}$ , adimensionnée par l'épaisseur de la flamme thermique,  $\delta_t$  (à gauche) et par le diamètre hydraulique,  $D_h$  (à droite), en fonction de la distance depuis la TDD.

Les graphiques de la Fig. 6.4 permettent de mettre en évidence les disparités entre ces deux groupes de mélanges, respectivement  $\eta = 0$  et  $1$  d'un côté, et  $\eta = 2$  et  $2,5$  de l'autre. Ces figures permettent de comparer la distance séparant le choc précurseur et la flamme,  $Z_{pc} = x_{\text{shock}} - x_{\text{flame}}$ , en fonction de la distance adimensionnée  $x/x_{\text{DDT}}$ . Pour les deux cas  $\eta = 0$  et  $1$ , la zone de préchauffe adimensionnée par l'épaisseur de la flamme thermique,  $Z_{pc}/\delta_t$ , est plus grande, respectivement 120 et 100 à  $x/x_{\text{DDT}} = 0,8$ . Pour ces dilutions, cette distance diminue progressivement à mesure que la flamme accélère, jusqu'à atteindre 25 et 2 juste avant l'apparition d'un point d'allumage au bout de la surface de la flamme. Pour les mélanges plus dilués, la zone de préchauffe, plus petite, se forme au plus près de la flamme, et plus loin dans le canal,  $Z_{pc}/\delta_t \sim 25$  ( $\eta = 2$  et  $2,5$ ),

à  $x/x_{\text{DDT}} = 0,83$ . La flamme principale se rapproche progressivement du choc, jusqu'à ce que la vitesse du choc dépasse celle de la flamme centrale et que  $Z_{\text{pc}}$  augmente. Ce phénomène est une conséquence directe de l'allumage secondaire dans la couche limite qui ralentit le taux de combustion de la flamme centrale tout en continuant de promouvoir la propagation du choc. Dans l'article [162], Kuznetsov et al. observent l'évolution de la température post-choc en fonction de  $Z_{\text{pc}}/\delta_t$ . Les auteurs constatent alors que l'initiation de la détonation peut s'effectuer à une température plus faible si  $Z_{\text{pc}}/\delta_t$  est suffisamment long. Au contraire, si la longueur  $Z_{\text{pc}}/\delta_t$  est plus faible, une température post choc plus importante est nécessaire pour aboutir à l'initiation d'une détonation. La même tendance est observée avec les quatre dilutions de la Fig. 6.4, mais une analyse sur l'ensemble des essais réalisés est nécessaire pour le confirmer. Pour comparaison, la distance  $Z_{\text{pc}}$  est adimensionnée par le diamètre hydraulique  $D_h$  sur la Fig. 6.4 à droite. Juste avant l'initiation de la détonation,  $Z_{\text{pc}}$  est toujours inférieur à  $D_h$  pour toutes les dilutions.

### 6.1.2 Dispersion de la distance, $x_{\text{DDT}}$ , et de la vitesse, $u_{\text{DDT}}$ , jusqu'à l'initiation de la détonation

Dans le domaine de la transition vers la détonation, plusieurs données sont essentielles pour des aspects de sécurité : la distance,  $x_{\text{DDT}}$ , et le temps,  $t_{\text{DDT}}$ , jusqu'à la TDD ainsi que la vitesse de la flamme,  $u_{\text{DDT}}$ , juste avant la transition. Profitant du nombre d'essais que nous avons réalisés, ce paragraphe présente la distribution de ces valeurs pour les échantillons testés. L'objectif de cette démarche est d'identifier la fonction de répartition de la distance jusqu'à l'initiation de la détonation, pour ouvrir la voie au traitement statistique de ces données. En effet, si les recherches dans le domaine fournissent de nombreuses données sur les distances jusqu'à l'initiation de la détonation, pour différentes géométries ou mélanges, l'étude de la répartition de cette distance est encore méconnue. Parce que le phénomène de TDD est intrinsèquement stochastique, mieux comprendre la dispersion de ces données est primordial pour prévenir les incidents.

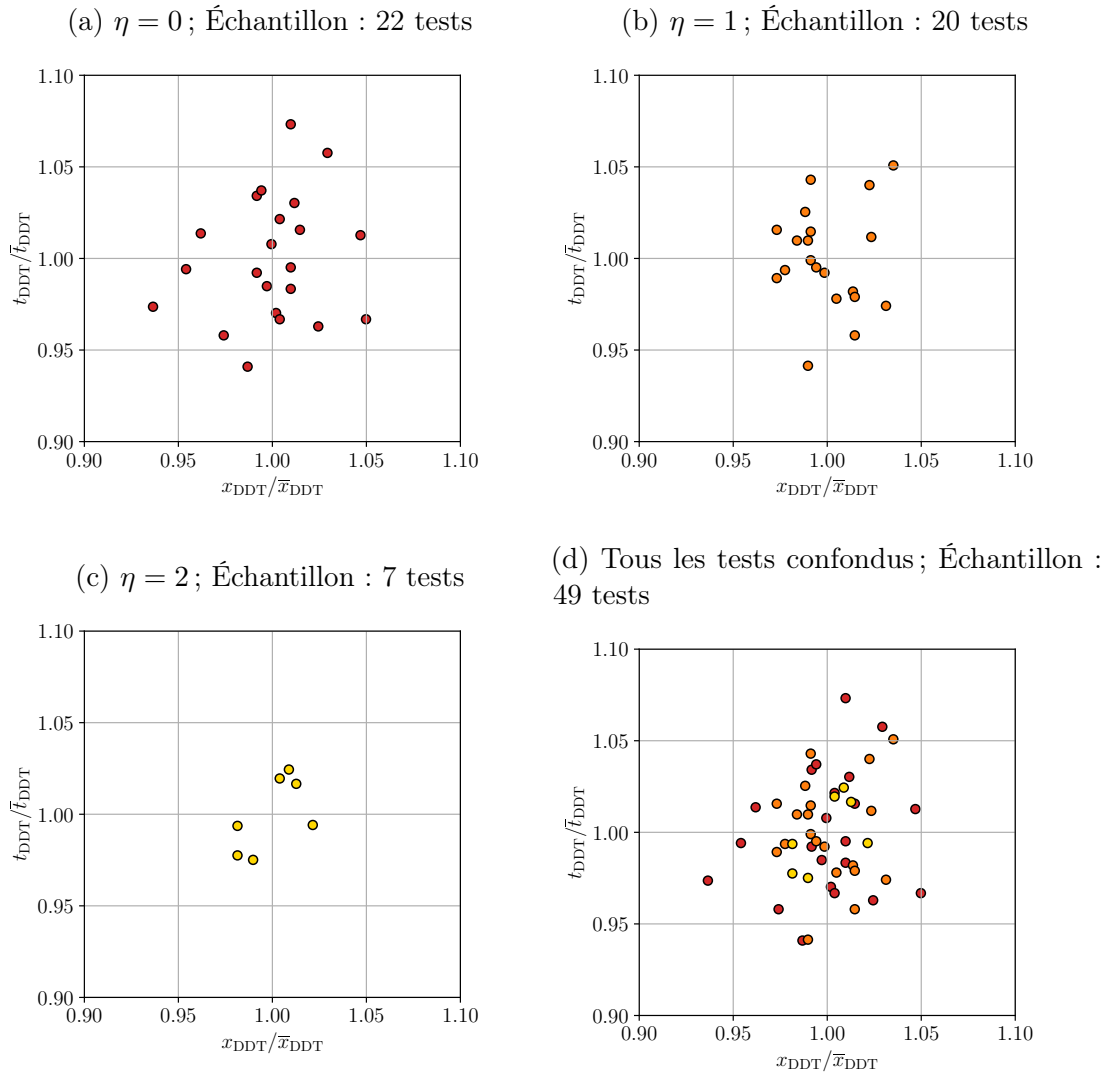


FIGURE 6.5 – Distribution de la distance et du temps jusqu'à la TDD autour de la valeur moyenne. Pour  $\eta = 0$  :  $\bar{x}_{\text{DDT}} = 399,2$  mm,  $\bar{t}_{\text{DDT}} = 748$   $\mu\text{s}$ . Pour  $\eta = 1$  :  $\bar{x}_{\text{DDT}} = 674,0$  mm,  $\bar{t}_{\text{DDT}} = 1,680$  ms. Pour  $\eta = 2$  :  $\bar{x}_{\text{DDT}} = 826,0$  mm,  $\bar{t}_{\text{DDT}} = 3,532$  ms. Conditions initiales :  $T = 300$  K,  $p = 100$  kPa. L'échantillon pour  $\eta = 2$  est réduit, car seul  $x_{\text{DDT}}$  a pu être enregistré systématiquement.

La Fig. 6.5 représente les dispersions spatiales et temporelles de la position et du temps de la TDD, pour chaque mélange Fig. 6.5 (a), (b) et (c), puis pour l'ensemble des mélanges Fig. 6.5 (d). Ces figures mettent en évidence que les dispersions sont pour : (i)  $\eta = 0$ ,  $-7\%/+5\%$  en position,  $-7\%/+8\%$  en temps ; (ii)  $\eta = 1$ ,  $\pm 3\%$  en position,  $-6\%/+5\%$  en temps ; et (iii)  $\eta = 2$ ,  $\pm 2,5\%$  en position,  $\pm 2,5\%$  en temps. C'est avec un mélange  $\eta = 0$  que la dispersion est la plus importante, allant jusqu'à  $-7\%/+5\%$  de la position moyenne jusqu'à la TDD, et  $-7\%/+8\%$  du temps moyen jusqu'à la TDD.

Les essais réalisés avec  $\eta = 2$  disposent d'un échantillon plus faible, car même si 22 tests ont permis de capturer la TDD avec ce mélange, le temps de référence n'a pu être

enregistré que pour 7 tests à cause de difficultés avec le système d'acquisition. En revanche, l'étude de la fonction de répartition ne se base que sur la position de la TDD et utilise l'ensemble de l'échantillon de ce mélange (22 tests) pour un total de 64 tests tous mélanges confondus. En représentant la fonction de répartition empirique de la distance jusqu'à la transition sur la Fig. 6.6, il est possible de retrouver la loi de répartition s'approchant le plus de celle obtenue expérimentalement. Nous recherchons alors la correspondance la plus proche (par la méthode des moindres carrés) entre la loi de répartition empirique et des distributions standard continues, en l'occurrence celles disponibles dans la librairie *scipy.stat*. Il semblerait que la distribution des distances avant transition mesurées suit une loi de type double Gamma définie par la loi de répartition suivante :

$$P(X \leq x) = \int_{-\infty}^x f(z, a) dz \quad (6.1)$$

avec,

$$f(z, a) = \frac{1}{2\Gamma(a)} |z|^{a-1} \exp(-|z|) \quad (6.2)$$

et la fonction  $\Gamma$  définie par :

$$\Gamma(a) = \int_0^{\infty} z^{a-1} e^{-z} dz \quad (6.3)$$

Avec  $P(X \leq x)$  la probabilité que la variable aléatoire  $X$  soit inférieure à  $x$ . Dans notre cas, il s'agit de la probabilité que la distance jusqu'à la transition ( $X$ ) soit inférieure à la quantité  $(x_{\text{DDT}} - \bar{x}_{\text{DDT}}) / \bar{x}_{\text{DDT}}$ . Dans l'équation 6.2,  $a$  correspondent au paramètre de la fonction, qui prend ici la valeur  $a = 1,59$ . Il faut aussi tenir compte du paramètre de position ( $loc = 0$ ) et du paramètre d'échelle ( $scale = 0.01$ ) pour tracer la fonction de répartition.

La loi de répartition obtenue à partir des données empiriques,  $x_{\text{DDT}}$ , issues de 64 tests peut être amenée à changer. Celle-ci peut aussi être dépendante du mélange ou de la géométrie. En effet, une grande quantité d'essais doivent être conduits pour confirmer cette loi, ou tester l'application du théorème central limite. Connaître la loi de répartition de  $x_{\text{DDT}}$  permet, à partir de sa position moyenne  $\bar{x}_{\text{DDT}}$ , d'en calculer les moments statistiques (p. ex. l'écart-type) essentiel pour l'estimation des risques liés à la TDD.

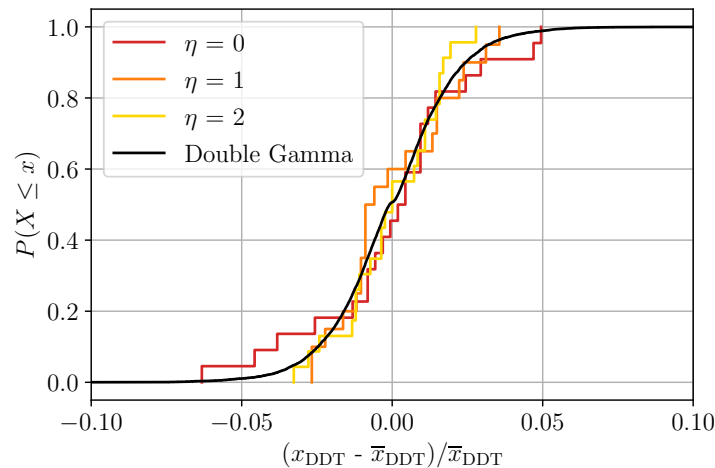


FIGURE 6.6 – Loi de répartition empirique de la distance jusqu'à la transition. En noir : double gamma distribution correspondant à la répartition de l'ensemble des essais.

Concernant la vitesse avant transition, la Fig. 6.7 présente deux graphiques. Sur la figure de gauche (a) sont représentés les ratios de la vitesse de la flamme et de la vitesse du son dans les gaz brûlés,  $c_b$ , peu de temps avant l'initiation de la détonation, en fonction de la distance avant la transition, et ce, pour les trois mélanges  $\eta = 0, 1$  et  $2$ . Sur la figure de droite est représentée la dispersion de la vitesse de la flamme autour de la vitesse moyenne,  $\bar{u}$ , par rapport à la distance  $x/x_{\text{DDT}}$ . Puisque nous considérons les données sur des sections individuelles, les vitesses sont obtenues à partir de la dérivation d'un polynôme de degré 1 associé à la position de la flamme. Ainsi, les vitesses obtenues sont des constantes.

La Fig. 6.7 (a) met en évidence une séparation entre les différents mélanges. Pour le mélange  $\eta = 0$  la transition vers la détonation s'effectue alors que la flamme atteint une valeur autour de  $1,2c_b$ , bien que cette valeur monte jusqu'à  $1,6c_b$ . En revanche, les mélanges  $\eta = 1$  et  $2$  présentent des points plus groupés, entre  $1,25-1,5c_b$  et  $1,5-1,78c_b$  respectivement. Cela suggère une tendance : plus le mélange est dilué, plus la flamme doit se propager vite relativement à la vitesse du son dans les gaz brûlés. Cette nécessité d'un ratio de vitesse plus important pour un mélange plus dilué peut venir du fait que le préchauffage effectué par les ondes de pression successives est moins efficace dans le cas de mélanges avec un taux d'expansion plus faible.

Une fois encore, c'est le mélange  $\eta = 0$  qui présente la plus grande dispersion autour de la moyenne comme l'illustre la Fig. 6.7 (b). Ici, la variation de vitesse est comprise entre  $-10\%$  à  $+23\%$  de la vitesse moyenne, alors que la déviation maximale pour les autres mélanges est de  $\pm 10\%$  maximum.

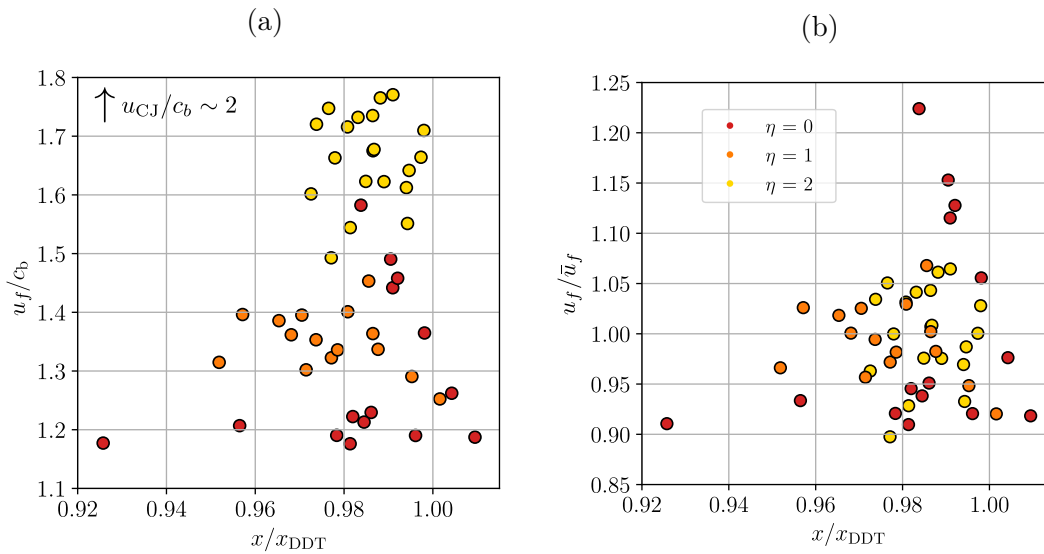


FIGURE 6.7 – Vitesse de la flamme juste avant la TDD. À gauche : adimensionnée par la vitesse du son dans les gaz brûlés  $c_b$ . À droite : Dispersion autour de la vitesse moyenne. Pour  $\eta = 0$  :  $c_b = 1445$  m/s. Pour  $\eta = 1$  :  $c_b = 1227$  m/s. Pour  $\eta = 2$  :  $c_b = 1122$  m/s.

### 6.1.3 Distances jusqu'à la TDD, $x_{\text{DDT}}$ , et limites de la TDD.

L'objectif de cette section est de comparer nos résultats avec ceux disponibles dans la littérature concernant la distance jusqu'à la TDD en fonction des propriétés chimiques des mélanges, tel que le taux d'expansion  $\sigma$  ou le nombre de Zel'dovich  $\beta$ . En effet, jusqu'à présent, les recherches sur cette question sont encore peu nombreuses pour les flammes d'hydrogène dans des canaux étroits sans obstacle.

De nouvelles données issues de la campagne d'essai précédente (campagne décrite dans le chapitre 5) sont présentées dans la Fig. 6.8. Sur le graphique de gauche, le lecteur trouvera une représentation synthétique de la distance jusqu'à la TDD en fonction du taux d'expansion  $\sigma$ . La distance jusqu'à la TDD présentée dans ce graphique est adimensionnée par le diamètre hydraulique du canal  $D_h = 2ab/(a + b)$ , avec  $a$  la hauteur et  $b$  la largeur du canal. Une courbe de tendance polynomiale de degré deux est représenté en ligne pointillé avec l'équation associé. Cette équation peut permettre de déterminer à priori la position de la TDD pour un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  dans un canal de même longueur et de section similaire. La même méthode est appliquée sur la Fig. 6.8 à droite, pour présenter l'évolution des positions  $\bar{x}_{\text{DDT}}$  expérimentales (rectangles de couleurs) en fonction de la taille des cellules de détonation,  $\lambda$ , issue de [62]. De plus, une extrapolation de  $\bar{x}_{\text{DDT}}$  est réalisée pour un mélange avec  $\eta = 3,76$  représenté par un triangle. Pour ce mélange, dont la taille de cellule est d'environ 10 mm à conditions ambiantes la TDD

n'est théoriquement pas possible car  $\lambda$  est trop proche de  $D_h$ . Pour les deux courbes de tendances présentées sur la Fig. 6.8 le coefficient de corrélation est supérieur à 0,99, alors qu'il n'est que de 0,98 si la courbe de tendance utilisée est une droite. Pour  $\eta = 2,5$ , la proximité de  $\bar{x}_{\text{DDT}}$  avec le côté ouvert du canal peut induire des effets de bords (réflexion d'onde de chocs) et diminuer la position  $\bar{x}_{\text{DDT}}$ .

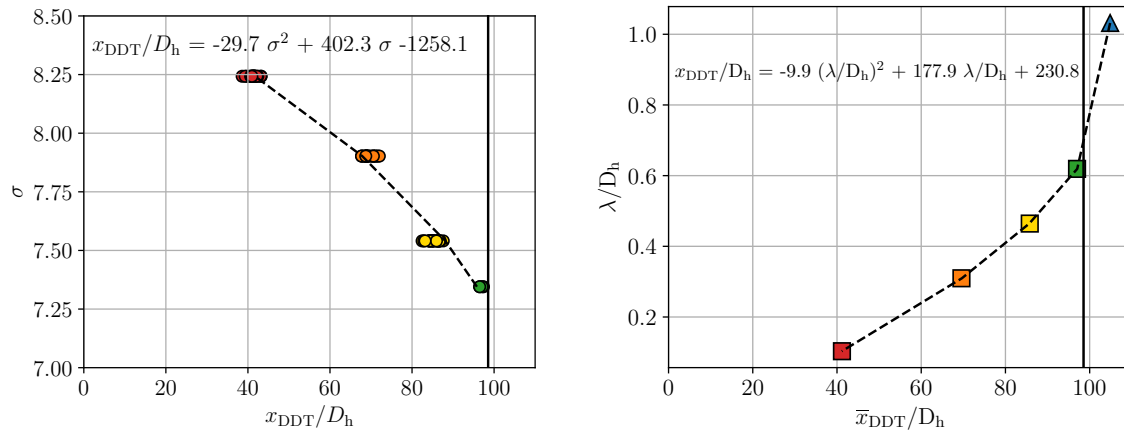


FIGURE 6.8 – À gauche : distance jusqu'à la TDD normalisée,  $x_{\text{DDT}}/D_h$ , en fonction du taux d'expansion,  $\sigma$ , où  $D_h = 2ab/(a + b)$  est le diamètre hydraulique pour un canal de section  $A = a \cdot b$ . À droite : distance jusqu'à la TDD moyenne normalisée  $\bar{x}_{\text{DDT}}/D_h$  expérimentaux (rectangles) et extrapolé (triangle), en fonction de la largeur de cellule de détonation (issue de [62]) adimensionnée par le diamètre hydraulique  $\lambda/D_h$ . La ligne pointillée représente la fin de l'accès optique du canal sur les deux figures. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ .

La Fig. 6.9 présente l'occurrence de la TDD dans un espace taux d'expansion- nombre de Zel'dovich ( $\sigma - \beta$ ). Les résultats mettent en lumière que  $x_{\text{DDT}}$  est inversement proportionnel à  $\sigma$ , c.-à-d., que des mélanges avec un  $\sigma$  élevé sont plus enclins à transiter proches de leur point d'allumage. D'autre part, deux régions distinctes sont visibles entre les carrés pleins (cas avec TDD) et le carré vide (cas sans TDD). Il s'agit de la délimitation des régions où la transition a été observée dans notre canal.

La délimitation entre l'occurrence ou non de la TDD que nous observons dans un canal sans obstacle a également été étudiée pour des canaux avec obstacles [75]. En comparaison, la délimitation entre l'occurrence ou non de la TDD, observée par ces chercheurs est rapportée sous forme de trait continu. La zone grisée représente le domaine pour lequel la TDD n'est pas observée dans les canaux avec obstacles.

Ainsi, pour un canal étroit sans obstacle de 1-m de long, nos résultats montrent que la limite entre les cas avec TDD ou non est multipliée par deux par rapport aux canaux avec obstacles ; la présence d'obstacles favorise, comme anticipée, les mécanismes de la TDD.

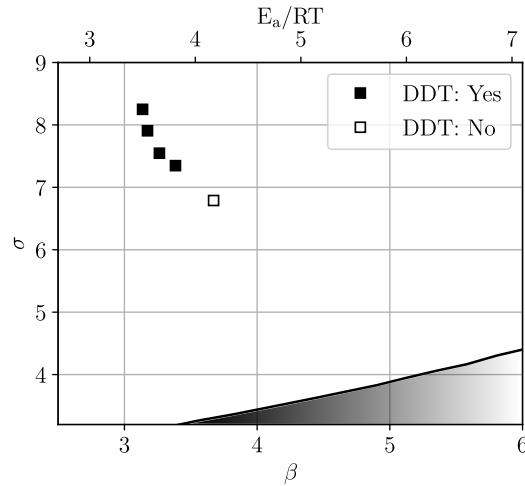


FIGURE 6.9 – Occurrence de la TDD sur une carte taux d’expansion,  $\sigma$  - nombre de Zel’dovich,  $\beta$  (et activation d’énergie réduite  $E_a/R_u T_b$ ); la région plus sombre indique l’absence de TDD rapporté dans [75] pour des canaux avec obstacles. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K.

#### 6.1.4 Comparaison des distances jusqu’à la TDD expérimentale avec les modèles existants

L’influence du taux d’expansion et de l’énergie d’activation réduit (ici représenté avec le nombre de Zel’dovich) sur la distance jusqu’à la TDD est déjà bien établi. Leur lien permet de développer des modèles semi-empiriques pour exprimer la distance jusqu’à la TDD en fonction de la géométrie et des propriétés chimiques du mélange. Nous en retiendrons deux, applicables pour des tubes. Le premier, présenté par Silvestrini et al. [199] se lit :

$$\frac{x_{\text{DDT}}}{\varnothing} = \frac{1}{0.0061(\sigma - 1)} \left( \frac{0.15}{\varnothing} \right)^{0.4} \ln \left( 0.077 \frac{u_{\text{CJ}}}{\sigma S_L} \right) \quad (6.4)$$

Avec  $\varnothing$  le diamètre du tube,  $\sigma$  le taux d’expansion,  $u_{\text{CJ}}$  la vitesse de détonation stationnaire CJ et  $S_L$  la vitesse de flamme laminaire à conditions initiales. Les constantes 0,0061, 0,4 et 0,077 sont déterminées grâce à une corrélation empirique avec des résultats expérimentaux sur des combustibles tel que l’hydrogène, le propane, l’éthylène et le méthane, utilisant de l’air comme comburant, dans des tubes de différents diamètres. La constante 0,15 est un terme correctif pour normaliser le diamètre des différents tubes utilisés pour la corrélation. Le second, présenté par Dorofeev [91], s’écrit :

$$\frac{x_{\text{DDT}}}{\varnothing} = \frac{\chi}{C} \left[ \frac{1}{\kappa} \ln \left( \chi \frac{\varnothing}{d} \right) + K \right] \quad (6.5)$$

Dans cette deuxième expression,  $C$ ,  $\kappa$  et  $K$  sont des constantes (ici  $C = 0,2$ ,  $\kappa = 0,4$  et  $K = 5,5$ , tel que suggérées par Landau et Lifshitz [93] pour calculer l'épaisseur de couche limite). Le taux de blocage,  $BR$ , est défini comme le ratio entre la dimension des obstacles et la hauteur du canal ( $BR = L_{\text{obs}}/L_{\text{canal}}$ ). Le paramètre  $d$  permet de prendre en compte ce taux de blocage si celui-ci est inférieur à 0,1 pour que l'expression reste valide. Nous utilisons ce paramètre pour tenir compte de l'effet de la rugosité du canal sur la distance jusqu'à la TDD. Enfin,  $\chi$  représente le ratio entre l'épaisseur de la couche limite et le diamètre du tube, il s'exprime par la relation :

$$\chi = \left[ \frac{c_b}{\psi(\sigma - 1)^2 S_L} \left( \frac{\delta}{\phi} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{1}{2m+7/3}} \quad (6.6)$$

Dans cette dernière expression,  $c_b$  correspond à la vitesse du son dans les gaz brûlés et  $\delta$  représente l'épaisseur de la flamme laminaire déterminée par  $\delta = \nu/S_L$ ,  $\nu$  étant la viscosité dynamique des gaz brûlés. Les paramètres  $\psi$  et  $m$  sont des constantes déterminées en utilisant des données expérimentales (nous utilisons  $\psi = 2,1$  et  $m = -0,18$ , valable pour un taux de blocage inférieur à 0,1).

Ces deux modèles étant développés pour des tubes, nous utilisons le diamètre hydraulique du canal à la place du diamètre  $\phi$  du tube dans les expressions 6.4 à 6.6 afin d'effectuer une première tentative de comparaison.

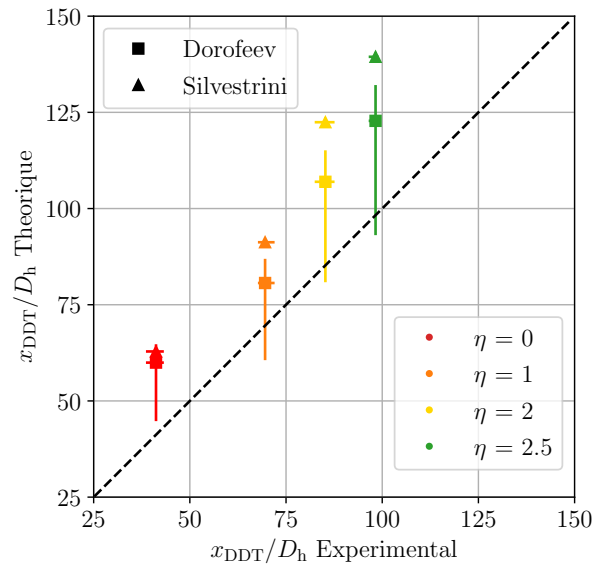


FIGURE 6.10 – Comparaison de la distance expérimentale et théorique [91, 199] de la distance jusqu'à la TDD,  $x_{DDT}$ , dimensionnée par le diamètre hydraulique,  $D_h$ .

Sur la Fig. 6.10 nous représentons les valeurs  $x_{\text{DDT}}/D_h$  obtenues expérimentalement et celles calculées avec les deux modèles. La ligne diagonale pointillée en noir de coefficient directeur égal à l'unité visualise la correspondance parfaite entre expériences et modèles. Les lignes horizontales colorées représentent la dispersion des données expérimentales. Les lignes verticales colorées, associées à chaque dilution pour le modèle de Dorofeev, représentent la sensibilité de la prédiction théorique du modèle vis-à-vis du paramètre  $d$ . Ce paramètre  $d$  représente la rugosité du canal, nous le faisons varier entre 0,01 et 1  $\mu\text{m}$ , sachant que la rugosité du polycarbonate coulé (moyenne arithmétique) est de l'ordre de 0,03 $\mu\text{m}$ . Les rectangles de couleur sur la Fig. 6.10 correspondent à la prédiction du modèle de Doroveef pour cette valeur de rugosité théorique du polycarbonate. Plus le paramètre  $d$  est faible, plus la prédiction théorique de  $x_{\text{DDT}}$  est importante. On remarque que pour une valeur faible de  $d$  le modèle de Doroveef et de Silvestrini donne une prédiction de  $x_{\text{DDT}}$  similaire. En effet le modèle de Silvestrini considère les parois comme étant lisses, la rugosité n'est donc pas prise en compte.

Les prédictions théoriques et résultats expérimentaux correspondent mieux (visualisé par la ligne diagonale pointillée en noir) avec le modèle de Dorofeev pour une valeur de  $d = 0,5\mu\text{m}$ , supérieure à l'ordre de grandeur de la rugosité du polycarbonate coulé. Le modèle étant établi pour des tubes et non des canaux, la couche limite se comporte de manière différente entre les deux géométries. Cette rugosité équivalente de 0,5 $\mu\text{m}$  représente l'impact de la géométrie de la section transversale sur la couche limite par rapport à une rugosité théorique de 0,03 $\mu\text{m}$ .

## 6.2 Estimation de la surface de la flamme

Les résultats présentés jusqu'ici étendent nos connaissances sur le domaine de la TDD dans les canaux étroits sans obstacle avec un mélange d'hydrogène. Ces résultats sont mis en lumière dans les diagrammes  $x-t$  et tirent parti du grand nombre d'essais réalisés grâce à la chambre conçue spécifiquement pour ce travail de thèse. Cependant, à notre connaissance, aucun autre travail de recherche n'a tiré parti de la visualisation simultanée de la flamme pour estimer la surface de la flamme. Nous allons donc présenter dans cette section de ce manuscrit les avantages qu'apporte le type de chambre de combustion que nous avons développé.

### 6.2.1 Méthodologie de calcul de la surface de la flamme

L'intérêt du diagnostic strioscopique simultané est de révéler la structure tri-dimensionnelle de la flamme. On peut aussi, à l'aide d'un traitement simple, obtenir une estimation de la surface de la flamme, un paramètre très important pour le développement de modèles semi-empiriques, ou de sous-maillage pour les simulations numériques. Avec l'avancée des traitements numériques, plusieurs méthodes existent, en commençant par une visualisation stéréoscopique et une calibration pour obtenir un nuage de points [200] puis une surface grâce à la méthode de triangulation de Delaunay [201]. Depuis, la technique s'est développée et permet, à présent, de réaliser de la tomographie [202], de la reconstruction par nappe laser [203] ou de la reconstitution à partir du signal infrarouge [204].

Si les méthodes de reconstruction de flammes existent depuis de nombreuses années, il s'agit de flammes de diffusion stationnaires, et non de flammes de prémélange se déplaçant à grande vitesse. À notre connaissance, il n'existe pas de reconstruction tri-dimensionnelle de flammes prémélangées se propageant dans un canal sans obstacle. Cependant il existe des tentatives réalisées dans un canal avec obstacles [205] et dans des tubes [167]. Le sujet étant très vaste, nous ne rentrerons pas dans les détails, mais nous présenterons une technique simple pour obtenir une **première** estimation de la surface de la flamme.

Les images issues par strioscopie fournissent une information intégrée le long de la largeur du canal. Il n'est donc pas possible d'utiliser les techniques par stéréoscopie les plus courantes. Mais l'avantage de travailler avec deux plans perpendiculaires est que l'on peut combiner les informations collectées depuis les deux directions. À partir d'une image recomposée en suivant la procédure décrite dans la section 3.4.1, nous aboutissons à une image similaire à la Fig. 6.11. Cette image est découpée en trois zones. La première zone, tout à droite, correspond à la zone de gaz frais, délimitée par une frontière en bleu. Celle tout à gauche, correspond à la zone des gaz brûlés, délimitée par une frontière rouge. L'homogénéité de la strioscopie dans ces deux zones permet d'affirmer que ces zones ne comportent pas de gradients élevés, et donc qu'elles ne contiennent pas de zones de réaction. La flamme est donc contenue quelque part entre ces deux frontières bleues et rouges, à une position exacte difficile à déterminer.

Puisque l'information est intégrée sur la largeur du canal, ses frontières ne sont pas des lignes, mais elles peuvent être projetées pour former des surfaces. Sachant cela, nous faisons l'hypothèse que la flamme se situe à l'intersection des surfaces ainsi générées depuis les deux directions orthogonales. Cela permet d'extraire les points communs aux projections de ces surfaces frontières issues des deux caméras visualisant la scène. Une reconstitution de la scène et du nuage de points est présentée sur la Fig. 6.12 en haut. Ce nuage de

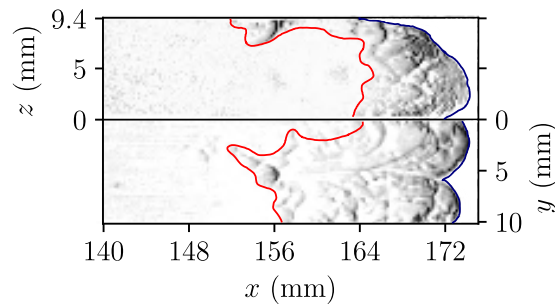


FIGURE 6.11 – Détection de la surface de la flamme. Délimitation des zones d'intérêt. En bleu : délimitation de la zone des gaz frais ; En rouge : délimitation de la zone des gaz brûlés.

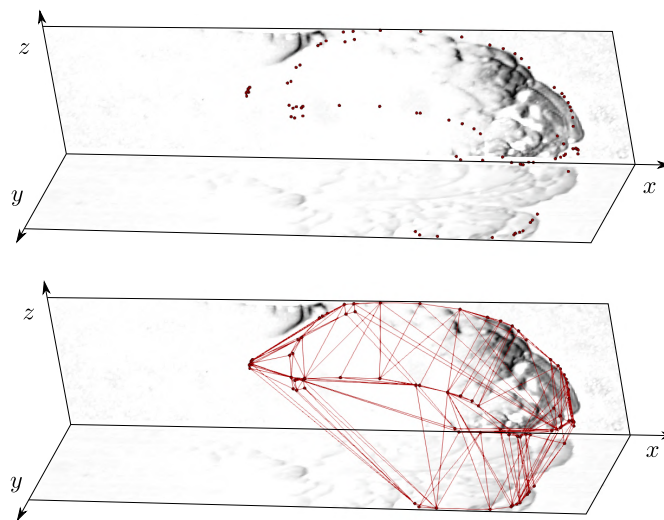


FIGURE 6.12 – Détection de la surface de la flamme. Visualisation du nuage de points, et du maillage construit par la méthode *Convex Hull*.

points permet de construire un maillage avec la méthode *ConvexHull* de la librairie *scipy* de *Python* pour ensuite extraire une surface. Le maillage généré par cette méthode est représenté sur la Fig. 6.12 en bas.

Cette méthode simple comporte un certain nombre de limites : (i) la première est qu'elle ne tient pas compte des structures plus fines de la flamme, notamment dues aux instabilités ; (ii) la génération du maillage avec cette méthode ne reconstitue qu'une enveloppe convexe du nuage de points, et ne prend pas en considération la forme concave de la flamme visible dans le plan  $x$ - $y$ . Cependant, une première estimation grossière de la surface de la flamme permet de comprendre certains aspects que nous détaillerons dans la prochaine section.

### 6.2.2 Estimation expérimentale

La surface de la flamme est un paramètre clé dans l'accélération de la flamme, mais il est difficilement mesurable. Grâce à la visualisation simultanée de la flamme, nous proposons une première tentative simple, mais toutefois approximative, pour donner une estimation de cette surface. Le challenge principal est d'extraire une surface de ce nuage de points. En générant un maillage convexe, qui forme une enveloppe de ces points, une première approximation est possible.

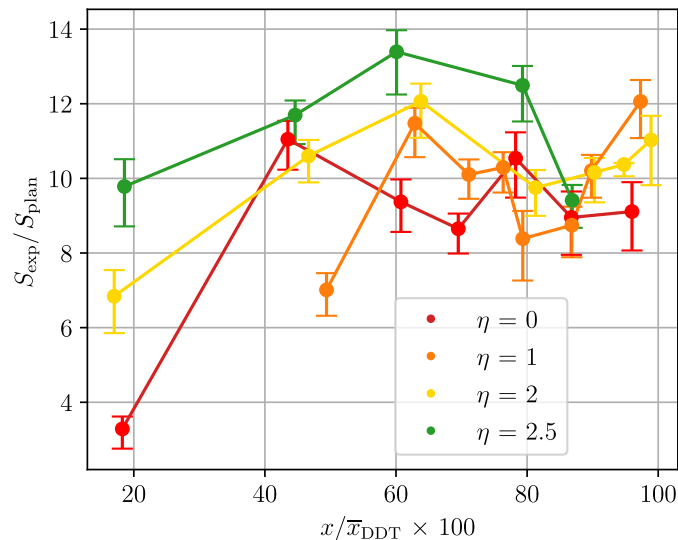


FIGURE 6.13 – Évolution du ratio de la surface de la flamme expérimentale et de la surface de la flamme plane en fonction de la distance relative jusqu'à la TDD. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ . Les barres d'erreurs représentent la variation de surface calculée en fonction de la distance des points projetés utilisés pour construire le nuage de points (1 à 20 pixels).

Les surfaces ainsi calculées sont présentées sur la Fig. 6.13. Cette figure montre l'évolution du ratio de la surface de la flamme expérimentale,  $S_{\text{exp}}$  et la surface d'une flamme plane,  $S_{\text{plan}}$ , dans un canal de même dimension en fonction de la distance jusqu'à la TDD. Les barres d'erreurs représentent la variation de surface calculée en fonction de la distance des points projetés utilisés pour construire le nuage de points (1 à 20 pixels).

Si la différence de surface est notable entre les dilutions pour  $x/x_{\text{DDT}} \sim 0,2$ , les valeurs tendent rapidement entre  $S_{\text{exp}}/S_{\text{plan}} = 8$  et 14, pour finalement être autour de 10 juste avant la transition.

Ces premières estimations ne permettent pas nécessairement de conclure en l'absence de données exactes sur la surface de la flamme. Toutefois, cette méthode ouvre la voie vers une compréhension plus fine du degré de pliage de la flamme lors du processus de

TDD. À défaut de pouvoir comparer ces données à d'autres données expérimentales, ou numériques, nous allons estimer ces surfaces en suivant un modèle théorique déjà existant. Il sera intéressant, dans un second temps, de pouvoir estimer la fiabilité de l'estimation expérimentale en comparant les résultats issus de ces deux méthodologies indépendantes.

### 6.2.3 Estimation théorique : Modèle de Deshaies et Joulain

Dans leur article [11], Deshaies et Joulain proposent un modèle pour imiter la propagation d'une flamme plissée en utilisant un paramètre dépendant du temps : le degré de pliage,  $\Sigma(t) = S_{\text{theo}}/S_{\text{plan}}$ . Celui-ci est assimilable au rapport de la surface de la flamme instantanée et de sa surface dans le cas d'une flamme plane. Le modèle, suivant [11] permet d'exprimer la vitesse de la flamme en fonction du degré de pliage tel que :

$$u_f = \frac{dx_f}{dt} = u_+ + \Sigma(t)S_L(T_+, p_+) \quad (6.7)$$

Avec  $u_f$  la vitesse de la flamme dans le repère du laboratoire,  $u_+$ ,  $T_+$  et  $p_+$ , la vitesse, la température et la pression de l'écoulement juste au devant de la flamme. Enfin,  $S_L(T_+, p_+)$  renvoie à la vitesse de flamme laminaire évaluée avec les conditions de l'écoulement juste au devant de la flamme. Deshaies et Joulain considèrent l'écoulement comme unidirectionnel et la flamme comme une discontinuité plane. Grâce aux équations d'Euler 1-D, aux relations de saut de Rankine-Hugoniot pour un gaz parfait, isentropique de part et d'autre de la discontinuité, les auteurs expriment simplement l'évolution de la vitesse de flammes à partir d'une fonction imposé  $\Sigma(t)$  exprimant le degrés de pliage de la flamme. Nous utilisons une démarche inverse, nous déterminons la valeur de cette fonction  $\Sigma(t)$  en utilisant les données expérimentales de l'évolution de la vitesse de la flamme.

À partir des vitesses de chocs et de flammes extraites sur la Fig. 6.2, et des relations de choc normal de Rankine-Hugoniot, il est possible de calculer les conditions au devant de la flamme, en assumant que les conditions restent constantes entre le choc et la flamme, et donc, d'obtenir la grandeur  $\Sigma(t)$ . Cette dernière hypothèse n'est pas nécessairement vraie. En effet, la pression peut augmenter entre le choc précurseur et la flamme. La grandeur  $\Sigma(t)$  est présentée sur la Fig. 6.14 sous l'appellation  $S_{\text{theo}}/S_{\text{plan}}$ .

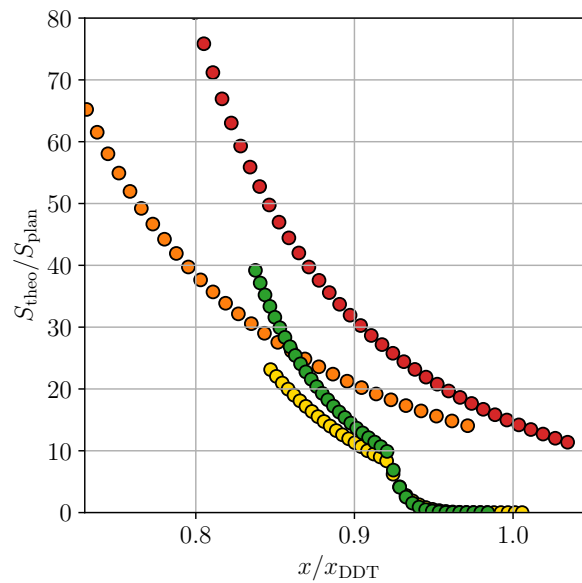


FIGURE 6.14 – Ratio de la surface théorique et plan de la flamme en fonction de la distance jusqu'à la TDD suivant Éq.6.7.

Alors que l'on s'attend à observer une augmentation de la surface de la flamme à mesure qu'elle se rapproche du point de transition, c'est la tendance inverse qui est observée, bien qu'il y ait une compétition entre augmentation de surface et effets de compressibilité. Toutefois, la valeur du ratio de surface avant la transition est comprise autour de 10. Pour  $\eta = 2$  et  $2,5$  le calcul de  $S_L$  ne donne pas de solution viable après  $x/x_{DDT} \sim 0,92$ . La valeur de  $\Sigma(t)$  chute brutalement vers 0 à partir de cette position pour ces dilutions. La température post-choc est devenue trop importante à ce stade, en effet, elle est proche de la température d'auto-inflammation ce qui rend les résultats de Cantera non physiques. Cela semble correspondre à la position à partir de laquelle la distance flamme-choc est minimale (voir Fig. 6.4) et qu'une flamme secondaire est visible en proches parois. Une analyse plus ciblée est nécessaire pour confirmer cette hypothèse. La valeur retenue pour calculer  $\Sigma(t)$  est donc la dernière valeur raisonnable. Toutefois, avant la transition, il apparaît que les estimations issues du modèle théorique de Joulain sont du même ordre de grandeur que les valeurs calculées avec la méthodologie d'estimation de surface expérimentale que nous avons développée.

Cependant, certaines limites à l'utilisation du modèle théorique pour estimer la surface de flamme sont aussi à relever. En effet, si le ratio de surface loin derrière la TDD est aussi important, cela est dû à la sensibilité de la vitesse de la flamme laminaire à la température. En ne considérant que le choc précurseur, on néglige toute la série de chocs intermédiaires constituant la zone de préchauffe. C'est donc au plus proche du point de transition, soit lorsque le choc et la flamme sont les plus rapprochés ( $\eta = 0$  et  $1$ ), soit

lorsque la flamme n'accélère presque plus et ne génère plus d'ondes de pression ( $\eta = 2$  et 2,5), que les estimations du modèle théorique sont les plus fiables. Pour rappel, le lecteur trouvera une illustration des positions relatives du choc et de la flamme dans les Fig. 6.2 à 6.4.

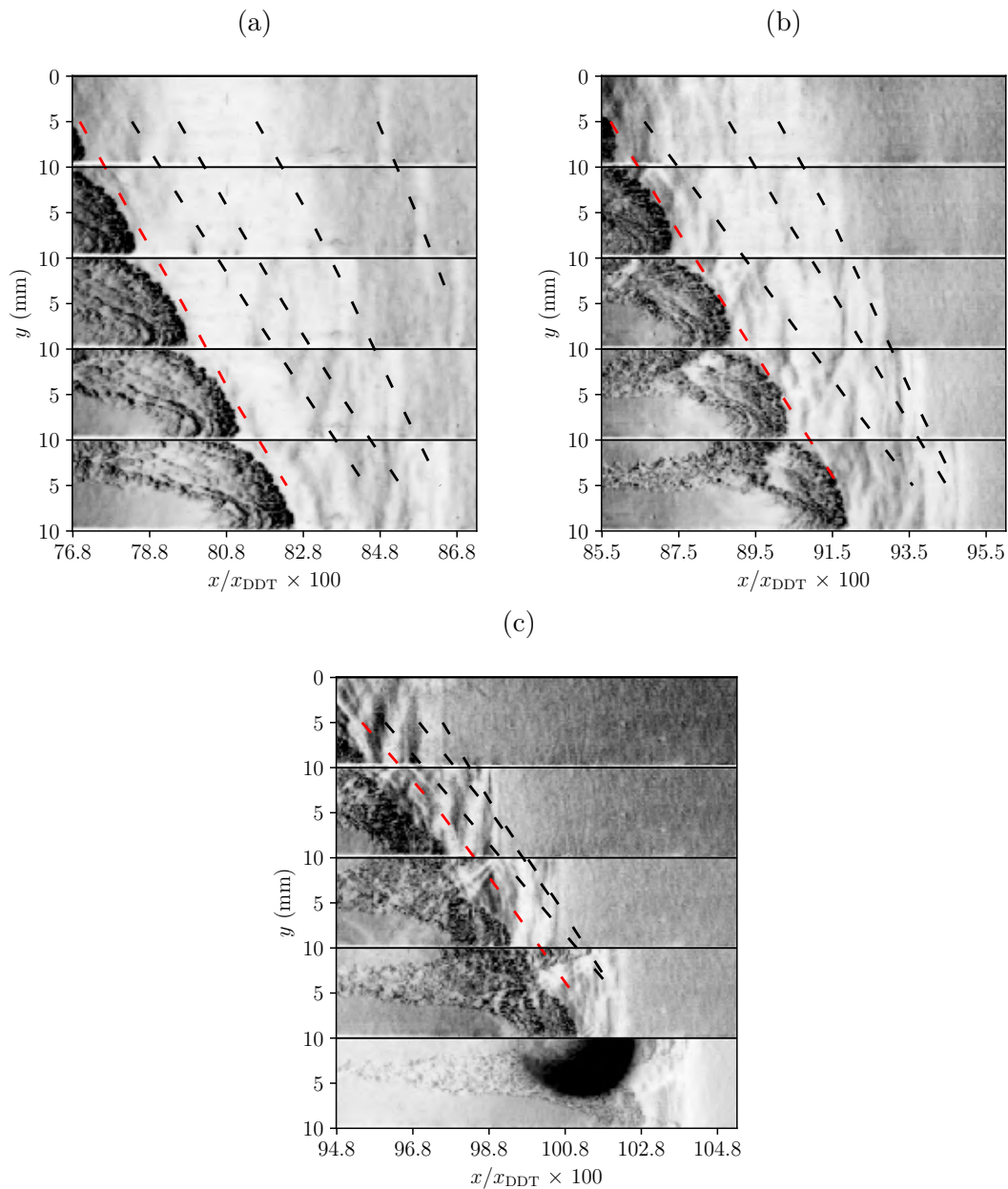


FIGURE 6.15 – Diagramme  $x-t$  de trois sections d'essais successives avec un mélange  $\eta = 0$ . En traits pointillés noirs : perturbations de pressions prises en compte dans la correction du modèle théorique. En traits pointillés rouges : évolution de la flamme. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$

Pour corriger cette estimation théorique, il faut tenir compte de l'ensemble des ondes de pression qui jouent un rôle dans l'augmentation de la température au devant de la flamme.

Pour ce faire, nous utilisons les mêmes essais que ceux qui ont permis la reconstitution présentée sur la Fig. 6.2 (a). Le mélange  $\eta = 0$  présente les discontinuités les plus faciles à détecter, et ce, dans une zone du canal encore préservée des essais successifs. Ces essais sont présentés sous forme de diagrammes  $x-t$  sur la Fig. 6.15. Les chocs successifs sont marqués par les lignes noires en pointillé et la flamme par les traits rouges en pointillé. Sur ces images, le train d'ondes situé entre le choc précurseur et la flamme est très visible. Les ondes de pression générées par la flamme, qui agit comme un piston, se propagent de plus en plus vite dans le repère du laboratoire. La propagation de plus en plus rapide des ondes de pression est facilitée par l'écoulement induit et l'élévation de la vitesse du son (due à l'élévation de température) issue du passage des chocs précédents. Les premiers chocs sont ainsi rattrapés par les derniers et fusionnent pour former un nouveau choc précurseur plus rapide. Puisque nous considérons des intervalles de temps courts et des distances réduites, nous considérons les vitesses comme étant constantes sur ces intervalles.

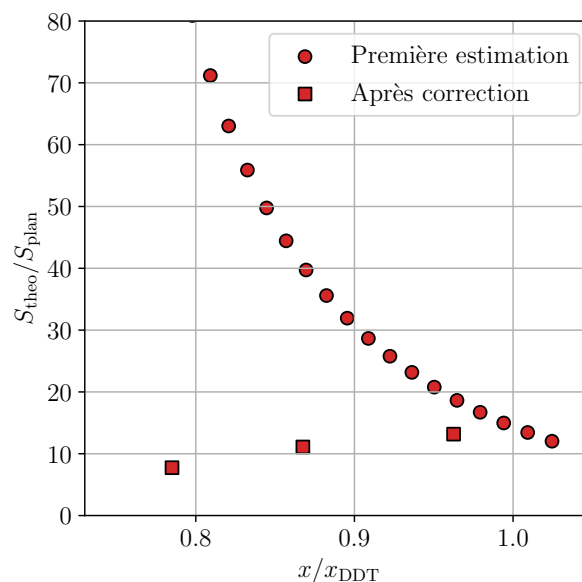


FIGURE 6.16 – Ratio de la surface théorique et plan de la flamme en fonction de la distance jusqu'à la TDD suivant Éq. 6.7. Les ronds rouges représentent la première estimation pour  $\eta = 0$  issue de la Fig. 6.14. Les carrés rouges représentent la valeur corrigée en prenant en compte l'impact du train d'ondes entre le choc précurseur et la flamme.

La Fig. 6.16 compile les résultats du ratio de surface obtenu pour chacun des trois essais présentés sur la Fig. 6.15, par des carrés rouges. La première estimation du modèle est reproduite avec les ronds rouges. Grâce à la correction des conditions de l'écoulement au devant de la flamme apportée, le ratio  $S_{theo}/S_{plan}$  passe de plus de 80 à 17 pour  $x/x_{DDT} \sim 0,79$  et de 40 à 16 pour  $x/x_{DDT} \sim 0,86$ . La valeur de ce ratio reste cependant très proche de la valeur obtenue avant correction juste avant la TDD : celle-ci passe de

$\sim 17$  à  $\sim 13$ . Le résultat après correction montre l'implication du train d'ondes situé entre le choc précurseur et la flamme dans l'élévation de température et de vitesse de l'écoulement au devant de la flamme. Il est important de noter que les valeurs de  $\Sigma(t)$  obtenues expérimentalement à partir de la visualisation simultanée et celles obtenues via la théorie développé par Deshaies et Joulain est de l'ordre de 10 juste avant l'initiation de la détonation. Cette valeur,  $\Sigma(t) = 10$ , correspond à la valeur critique trouvée par Deshaies et Joulain à partir de laquelle il n'existe plus de solutions auto-similaires pour leur modèle [11].

Cependant, ce train d'ondes n'est pas nécessairement le seul phénomène à intervenir dans les conditions de l'écoulement au devant de la flamme. En effet, la chaleur due aux frottements du fluide joue aussi un rôle dans l'élévation de température et de pression de l'écoulement pour des canaux étroits. À partir du moment où les gaz frais sont en mouvement, une partie de cette énergie cinétique se transforme sous forme d'énergie thermique. Dans le but d'affiner l'évaluation des conditions entre la flamme et le choc, il est nécessaire d'avoir un modèle (au moins 1-D) instationnaire prenant en compte les pertes. Nous présentons ce type de modèle et son apport sur la compréhension du processus de TDD dans le paragraphe suivant.

### 6.3 Modèle scalaire de la transition

Les travaux présentés dans cette section sont issus d'une étude réalisée en collaboration avec L.M. Faria chargé de recherche à l'ENSTA ParisTech, CNRS, INRIA, Université Paris-Saclay, et ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Proceedings of the Combustion Institute* [172]. Dans cette section, les observations expérimentales de la dynamique de la TDD sont comparées à un modèle théorique simple prenant en compte des pertes génériques (c.-à-d. la courbure et le frottement) récemment appliqué pour la dynamique de la détonation [206]. En effet, les pertes par frottement jouent certainement un rôle dans notre canal étroit. Ce modèle admet deux solutions d'ondes stationnaires : (i) une structure typique de la détonation pour laquelle la réaction chimique est initiée directement derrière le choc précurseur ; (ii) une *zone de réaction* située *plus loin* derrière le choc précurseur. En l'occurrence, la solution (ii), généralement instable, transite toujours vers la solution (i) lorsqu'elle est perturbée. La nature de cette transition comporte des similarités avec les observations expérimentales de TDD réalisé dans ces travaux de thèse.

### 6.3.1 Modèle avec pertes génériques

Zel'dovich défend dans son article [64] qu'il est possible de décrire mathématiquement une onde de détonation dans un canal étroit à partir d'un modèle 1-D. Il suggère que les parois du canal dissipent l'énergie et/ou la quantité de mouvement. Ce phénomène peut être pris en compte dans les équations d'Euler réactives avec un terme de source empirique. Les modèles développés sur cette base ne sont valides que si la vitesse de l'onde est suffisamment rapide. En effet, dans ce cas, les termes de transport ne sont significatifs que dans la couche limite. Zone où l'on peut espérer remplacer une description complète multidimensionnelle, avec les équations de Navier-Stokes, par un modèle unidimensionnel d'Euler avec des pertes comme suit :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \\
 \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho u^2 + p] &= -f, \\
 \frac{\partial}{\partial t} \rho \left[ e + \frac{|u|^2}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \rho u \left[ h + \frac{|u|^2}{2} \right] &= 0, \\
 \frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u Y_k}{\partial x} &= W_k \dot{\omega}_k, \quad k = 1, \dots, N,
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

les pertes génériques prennent la forme de la fonction  $f = P/(2A\phi)\tilde{c}_f\rho|u|u = c_f\rho|u|u$  avec  $P$  représentant le périmètre du canal,  $A$  la surface de sa section transverse,  $\phi$  sa porosité et  $\tilde{c}_f$  correspond à un coefficient de frottement adimensionnel associé à la rugosité des parois du canal. Il est possible d'obtenir a priori le coefficient de frottement  $c_f = P/(2A\phi)\tilde{c}_f$  ( $\text{m}^{-1}$ ) puis de le comparer avec le coefficient de frottement caractéristique du canal.

Dans les Eq. 6.8,  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $e$ ,  $h$ ,  $x$  et  $t$  sont respectivement la masse volumique du mélange, sa vitesse axiale dans le repère du laboratoire, sa pression, son énergie interne spécifique, son enthalpie spécifique (dont la contribution de la chimique), les coordonnées spatiales et temporelles. La fraction molaire, la masse moléculaire et le taux de consommation/production spécifique par unité de masse de l'espèce  $k$  sont  $Y_k$ ,  $W_k$  et  $\dot{\omega}_k$ .

Il est encore possible de simplifier le problème en assumant que l'onde est faiblement non linéaire. Cette dernière hypothèse permet de ramener le système d'Euler avec pertes à une simple équation de Burgers (voir chapitre 6 de la référence [207]). Dans leur recherche [206], les auteurs proposent un modèle simple pour étudier, d'un point de vue qualitatif, certains aspects de la détonation en présence d'une courbure ou de pertes par frottement.

Le modèle scalaire utilisé<sup>1</sup>, dans le référentiel du laboratoire, est :

$$\underbrace{u_t}_{\text{unsteady term}} = - \underbrace{\left(\frac{u^2}{2}\right)_x}_{\text{convective}} + \underbrace{f(x, u_s)}_{\text{heat release}} - \underbrace{c_f u |u|}_{\text{friction losses}}, \quad (6.9)$$

où,

$$f = \frac{1}{a\sqrt{4\pi\beta}} \exp \left[ -\frac{(x - x_s + u_s^{-\alpha})^2}{4\beta} \right] \quad (6.10)$$

représente l'énergie libérée par la réaction chimique. La variable  $x_s$  correspond à la position du front, et  $u_s$  aux conditions post-choc. Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  imitent le rôle de l'activation d'énergie et de la libération de chaleur. La constante  $a = 4(1 + \operatorname{erf}(u_s^{-\alpha}/2\sqrt{\beta}))$  est une constante de normalisation de telle sorte que  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x, u_s) dx = \text{constante}$  pour n'importe quelle valeur de  $u_s$ . La valeur de  $u_s$  et de  $\dot{x}_s$ , la vitesse du choc, sont liés par les relations de saut de Rankine-Hugoniot, avec l'hypothèse d'un écoulement aval au repos ( $u = 0$ )  $\dot{x}_s = u_s/2$ . La variable  $u$  peut être considérée comme analogue à une pression dans le système physique réel, et  $c_f$  est un paramètre qui décrit l'amplitude des pertes par frottement. Nous allons maintenant montrer que ce simple modèle est capable de reproduire qualitativement les structures observées lors du processus de TDD dans le chapitre 5.

### 6.3.2 Reproduction qualitative du processus de TDD

#### Existence de deux solutions d'ondes stationnaires

Une conséquence mathématique de l'inclusion du terme de perte  $c_f u |u|$  dans l'Éq. 6.9 (ou dans les équations d'Euler réactif [129, 211, 212]) est l'existence d'une classe d'ondes se propageant à une vitesse significativement plus faible que la vitesse CJ qui existe en parallèle de la solution ZND. Cette dernière, bien qu'intrinsèquement instable, semble jouer un rôle important dans le processus de TDD. Un exemple des deux solutions admises par l'Éq. 6.9 (pour  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.1$  et  $c_f = 0.1$ ) est visible sur la Fig. 6.17. La Fig. 6.18 présente ces deux solutions avec la distribution spatiale de la contribution de chaque terme de l'Éq. 6.9,  $u_{\text{termes}}$ , sur la structure de l'onde. Pour plus de détails sur la méthodologie

1. Dans [208], les auteurs suggèrent des liens entre le problème d'allumage induit par le choc dans le contexte de l'analogie de Fickett [209] et la TDD. Ici, à la place, nous étudions la transition entre deux solutions stationnaires en utilisant une variante du modèle de Rosales-Majda [210].

numérique utilisée, les solutions stationnaires et non-stationnaires, leur stabilité linéaire et leur dépendance à  $c_f$  le lecteur peut se référer à [206].

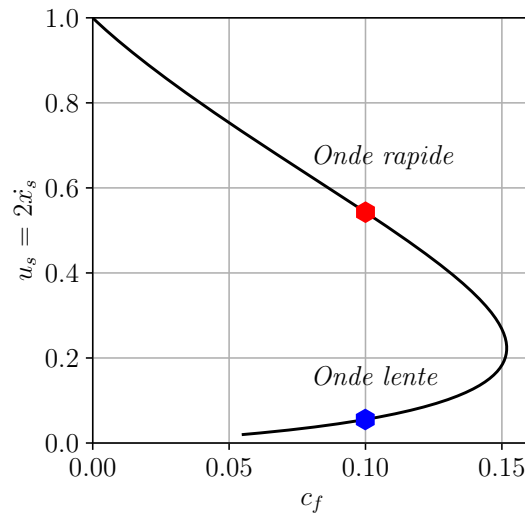


FIGURE 6.17 – Solutions stationnaires admises par l'Eq 6.9 -  $x_s$  est la vitesse de l'onde ;  $c_f$  est le coefficient de frottement.

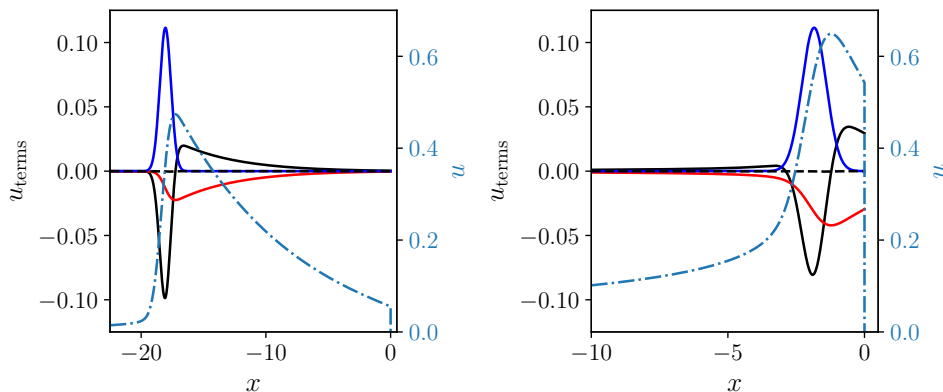


FIGURE 6.18 – Structures des deux ondes solution de l'Eq 6.9. À gauche : l'onde lente, à droite : l'onde rapide. Variable scalaire  $u$  (ligne pointillée et continue), termes instationnaires  $u_t$  (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.

Il existe des différences notables dans la structure des deux ondes. Celles-ci sont particulièrement saillantes lorsque l'on regarde l'intensité du choc précurseur de ces deux ondes, la localisation de la zone de réaction, et le pic atteint par la variable scalaire  $u$ . L'onde rapide montre la structure typique d'une détonation où la réaction chimique est activée directement derrière le choc (c.-à-d. le pic de libération de chaleur situé à  $x = -1,86$ ) ; alors que pour l'onde lente, la zone de réaction se situe bien plus loin derrière ce choc à  $x = -18,08$ . Les termes équilibrant l'équation jusqu'à l'initiation de la réaction

chimique pour les deux ondes sont les termes de convection et de pertes par frottements. Cependant, étant donné que pour l'onde *lente* le choc précurseur n'est pas assez intense pour initier la réaction chimique immédiatement derrière lui, l'effet combiné du frottement et de la convection entraîne une lente augmentation graduelle de  $u$  qui culmine finalement avec un dégagement de chaleur.

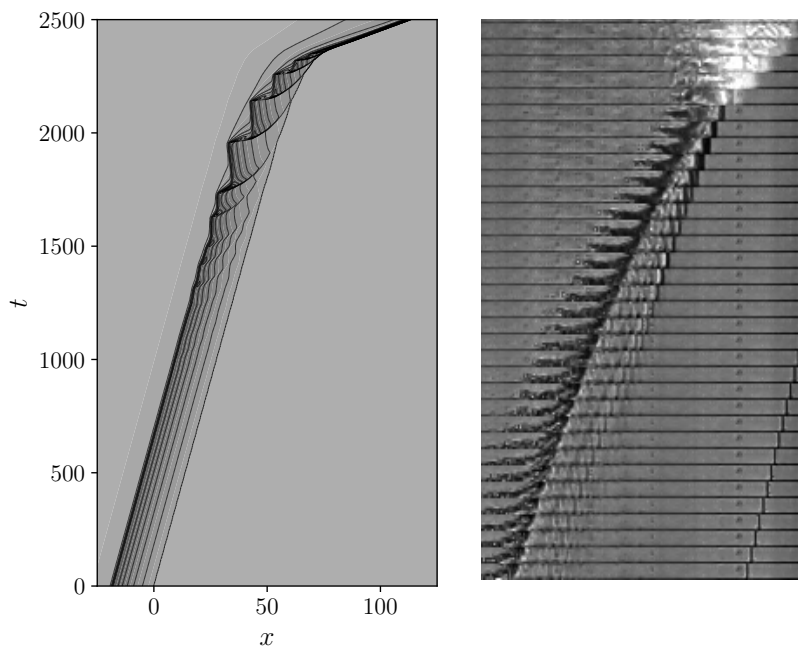


FIGURE 6.19 – Comparaisons qualitatives de la dynamique de TDD : À gauche : modèle scalaire avec pertes. À droite : observations expérimentales.

## Transition

Comme présentée dans le chapitre 5, le processus de TDD peut être découpé en plusieurs phases. D'abord, il y a un régime de propagation lent, avec une vitesse de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde. Lors de cette phase, la propagation du front est pilotée par les phénomènes de transport (c.-à-d. de chaleur et de masse), et n'est pas capturée par le modèle composé d'équations non-visqueuses avec pertes. La flamme accélère ensuite, générant un front plus rapide se propageant à des vitesses soniques. À partir de ce point, la flamme rattrape les perturbations de pression qu'elle génère, permettant ainsi de renforcer successivement les chocs précurseurs jusqu'à la formation éventuelle d'une onde de détonation. Pour analyser la transition, nous avons calculé l'évolution temporelle de l'Éq 6.9 avec la solution de l'onde *lente* comme conditions initiales. La Fig. 6.19 montre le résultat du modèle comparé aux résultats expérimentaux issus d'une campagne d'essais non présentée dans cette thèse, mais réalisée dans une configuration similaire avec un mélange  $\eta = 0$ . Le résultat présenté ne concerne que la zone où l'on s'attend à ce que

le modèle soit valide. On remarque que le résultat numérique montre une transition très similaire à celui observé expérimentalement. Une onde initialement faible émane de la zone de réaction vers le choc précurseur, puis s'intensifie graduellement ramenant la zone de réaction plus proche du choc précurseur jusqu'à ce qu'il transite vers la solution de l'onde *rapide*. Étant donnée la simplicité du modèle scalaire utilisé il est plutôt remarquable d'observer que les dernières étapes de la TDD sont bien capturées.

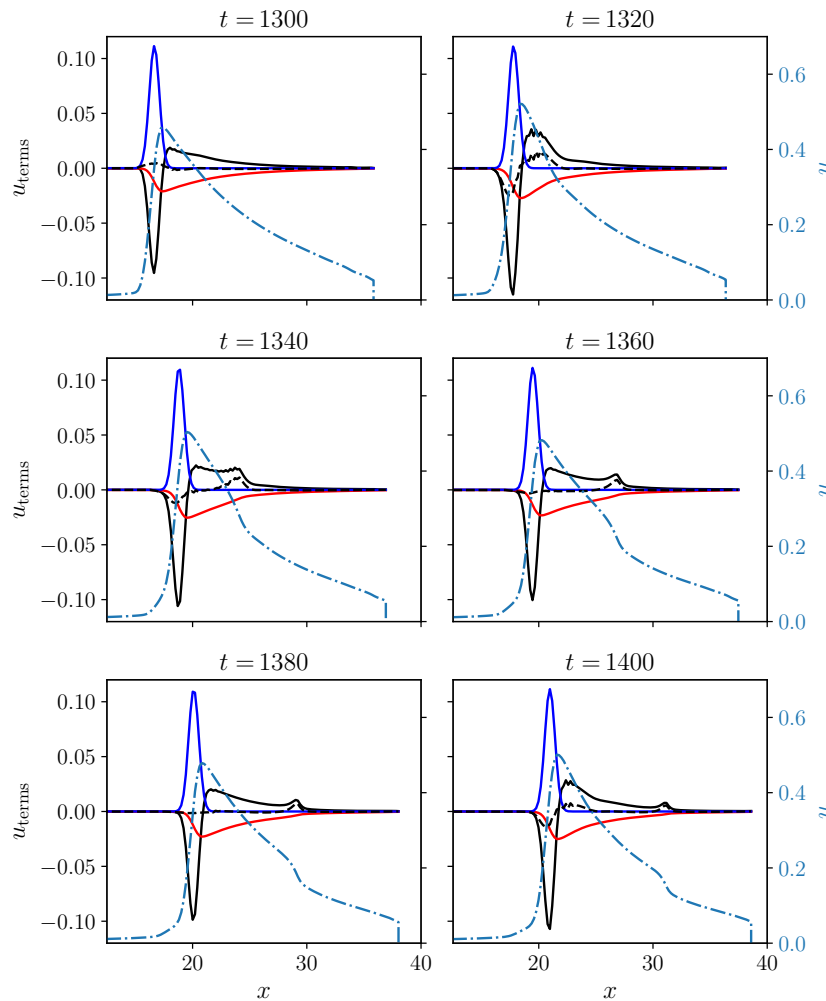


FIGURE 6.20 – Structure de l'onde pendant les premières phases. Variable scalaire  $u$  (ligne pointillée et continue), termes instationnaires  $u_t$  (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.

Grâce à la simplicité du modèle, nous pouvons observer le mécanisme de TDD plus en détail. La Fig. 6.20 montre que le développement initial des instationnarités dans la zone de réaction ( $u_t > 0$ ) résulte dans la formation d'une impulsion de la variable scalaire  $u$  qui se propage vers le choc ( $1300 < t < 1400$ ). Ce déséquilibre entraîne des boucles de rétroaction positive. À terme, celles-ci génèrent davantage d'instabilités dans la zone de réaction et forment de nouvelles impulsions (voir  $t = 1400$  à  $x \sim 20$ ).

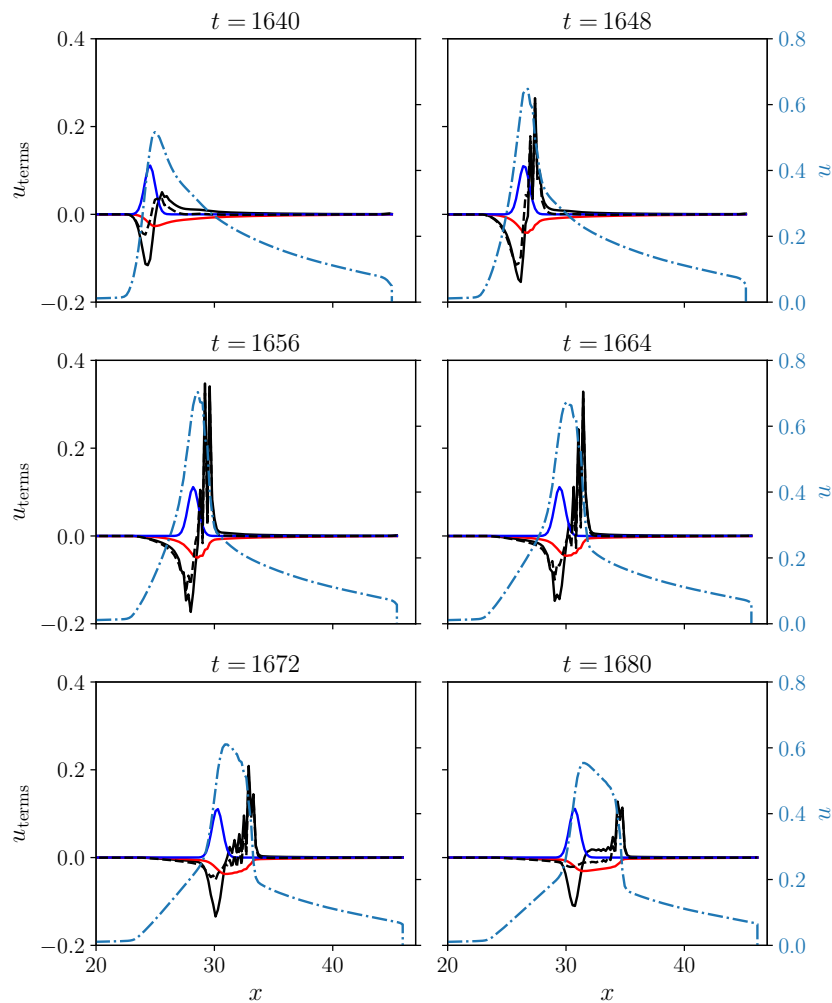


FIGURE 6.21 – Structure de l’onde pendant la phase intermédiaire. Variable scalaire  $u$  (ligne pointillée et continue), termes instationnaires  $u_t$  (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.

Au cours du temps, les instationnarités continuent d’augmenter et de générer des impulsions de plus en plus importantes (l’échelle de l’axe des ordonnées est modifiée sur la Fig. 6.21). Les pertes par frottements augmentent aussi en raison des plus grandes valeurs de  $u$  obtenues. À ce stade, les perturbations initiales se propageant vers le choc précurseur sont désormais devenues des chocs, en accord qualitatif avec les observations expérimentales.

Sur la Fig. 6.22 les dernières étapes de la transition sont présentées. Les instationnarités sont toujours présentes dans la zone de réaction. Elles nourrissent le choc précurseur d’un flot continu de chocs intermédiaires. La zone de réaction se rapproche progressivement du choc précurseur ( $2000 < t < 2300$ ), avant de finalement converger vers la solution de l’onde *rapide* à  $t = 2450$ . Après 50 unités de temps,  $t = 2500$ , les instationnarités de la zone de

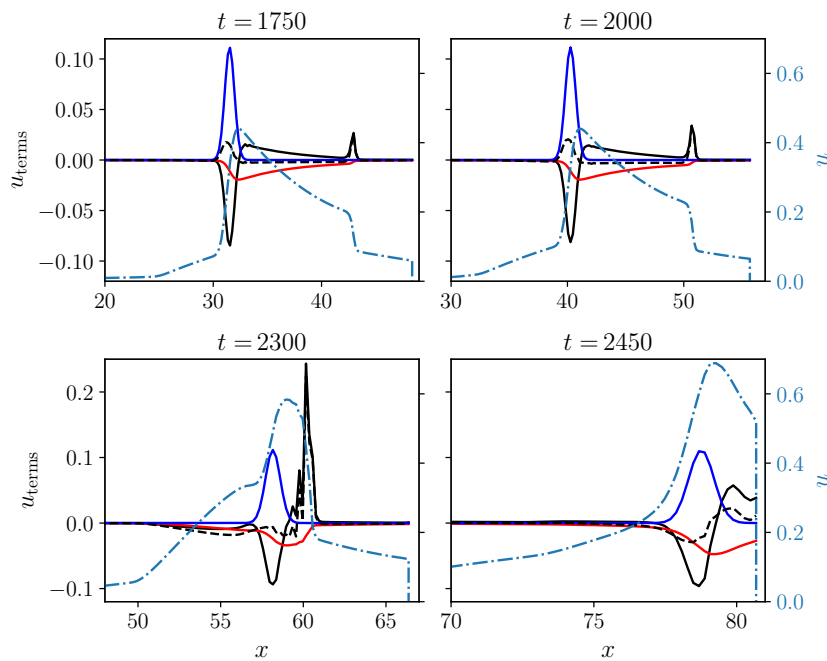


FIGURE 6.22 – Structure de l’onde pendant la phase finale. Variable scalaire  $u$  (ligne pointillée et continue), termes instationnaires  $u_t$  (ligne pointillée), bilan des termes (lignes continues) : convection en noir ; frottement en rouge ; dégagement de chaleur en bleu.

réaction disparaissent et la structure devient celle présentée sur la Fig. 6.18. Les bilans des termes montrés dans les Fig. 6.20 - 6.22 suggèrent qu’en raison de la nature instable de la structure observée avant transition (la présence de pertes augmente l’instabilité de l’onde), une fois que cet état est engagé, n’importe quelle perturbation résultante en une fluctuation de dégagement de chaleur causée par des fluctuations de la zone de réaction peut mener à la TDD. Ces fluctuations peuvent être issues physiquement : (i) de l’interaction entre l’écoulement-, la couche limite-, les chocs transverses- et la flamme, (ii) des instabilités intrinsèques de la flamme, ou bien (iii) des interactions entre les chocs et la couche limite. Dans le cas de la simulation numérique, ces instabilités sont déclenchées par les erreurs de discrétisation.

Les similarités observées pour la TDD dans un canal lisse et étroit expérimentalement et via un modèle scalaire 1-D simple ont pu être présentées. Ces résultats suggèrent que la transition d’une flamme rapide, quasiment supersonique, vers une détonation se produit via une série d’impulsions intermittentes générées au niveau de la zone de réaction et qui se propagent vers le choc précurseur. Lorsque ces impulsions atteignent le choc elles semblent réduire le temps d’induction, permettant de réduire la distance entre le choc et la zone de réaction. Après plusieurs cycles de ce processus, la distance entre le choc et la zone de réaction devient de l’ordre de la longueur d’induction, initiant alors une détonation. Une amélioration du modèle pour prendre en compte les effets diffusifs, et donc les premières

étapes de propagation de la flamme, permettrait alors de capturer qualitativement les mécanismes de la TDD de l'allumage jusqu'à l'initiation de la détonation.

## 6.4 Synthèse partielle

Lorsque la flamme accélère, elle génère des ondes de pression qui forment des chocs permettant d'amener l'écoulement au devant de la flamme à des conditions favorables pour la TDD. Au travers des diagrammes  $x - t$  nous avons pu caractériser l'accélération associée à la formation de ces chocs. De plus, ces diagrammes mettent en évidence, via la distance flamme-chocs ainsi que la vitesse de ces derniers, les disparités entre les modes de transition observés au chapitre précédent. Ces disparités sont aussi visibles au travers des différentes vitesses de flamme relatives à la vitesse des gaz brûlés, juste avant la transition. Un taux de dilution plus important implique un taux d'expansion plus faible. En conséquence, les perturbations de pression ont plus de mal à former des chocs et une zone de préchauffe. Il s'agit peut-être de la raison pour laquelle la flamme doit se propager plus vite relativement à la vitesse du son dans les gaz brûlés afin de pouvoir transiter vers la détonation.

L'information complémentaire obtenue à l'aide de la seconde direction de visualisation permet aussi, pour la première fois, d'estimer la surface d'une flamme de prémélange se propageant dans un canal à vitesse supersonique. Nos résultats expérimentaux permettent de corroborer une analyse théorique sur le plissement de la flamme lors des dernières phases d'accélération avant la transition, et ce, malgré des hypothèses fortes qu'il sera nécessaire d'affiner. Ces résultats montrent que la surface de flamme est de l'ordre de 10 fois plus importante que la surface de flamme plane dans le même canal.

L'estimation expérimentale innovante de la surface de la flamme qui est mesurée dans cette thèse est du même ordre de grandeur que l'estimation théorique réalisée par Deshaies et Joulin [11], lorsque la flamme et le choc sont suffisamment proches. La concordance des estimations expérimentales et théoriques tend à soutenir la validité de l'approche expérimentale. Les valeurs raisonnables de surfaces de flamme obtenues avec notre méthode justifient de conduire une analyse plus approfondie afin d'en faire un apport intéressant sur le plan fondamental.

Par ailleurs, la différence entre les deux estimations peut être réduite lorsque le choc et la flamme sont plus éloignés si l'on prend en compte l'effet du train d'ondes situé entre le choc et la flamme. Ainsi, la correspondance, après correction, prouve une nouvelle fois

que pour parvenir à réaliser des prédictions fiables sur l'accélération de la flamme, il est important d'estimer correctement les conditions en pression, température et vitesse au devant de la flamme. Le rôle majeur des ondes de pression et de la zone de préchauffe formée sur les conditions au devant de la flamme est à nouveau démontré avec un modèle scalaire. Celui-ci illustre comment une onde de réaction lente peut transiter vers une onde rapide sous l'effet de perturbations formées dans la zone de réaction en se propageant vers le choc précurseur.



# Conclusions et perspectives

La présente thèse avait pour objectif de caractériser la structure tri-dimensionnelle de l'accélération de la flamme d'hydrogène, depuis l'allumage jusqu'à la transition à la détonation. À cette fin, les travaux expérimentaux conduits visaient à concevoir et à mettre à l'épreuve une chambre de combustion innovante ainsi qu'un système optique permettant de réaliser une strioscopie simultanée depuis deux directions orthogonales.

Les recherches présentées dans ce manuscrit ont permis d'aboutir à l'élaboration d'une nouvelle chambre de combustion d'1 m de long, de section carrée d'environ 100 mm<sup>2</sup>, fermée du côté allumage et ouverte à la sortie. Cette chambre a rendu possible la caractérisation de la propagation de flammes d'H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> diluées à l'azote, à pression et à température ambiantes. Grâce à cette chambre, couplée avec un nouveau banc d'essai permettant d'effectuer une strioscopie simultanée depuis deux directions orthogonales, l'aspect tri-dimensionnel de l'évolution de la flamme et les chocs que celle-ci génère dans un canal ont été révélés pour la première fois. En outre, les images obtenues dans les deux directions, depuis l'allumage de la flamme jusqu'à sa transition vers la détonation, mettent en saillance plusieurs constats. Les résultats majeurs relevés dans cette thèse sont présentés ici suivant l'ordre des étapes de propagation de la flamme.

## Premières étapes de la propagation

- Le développement des instabilités de la flamme diffère en fonction de la dilution d'azote, ce qui modifie sensiblement la structure de la flamme. Ces instabilités influent sur : (i) les échelles de temps associées à l'inversion de la flamme ; (ii) la capacité de la flamme à maintenir une structure en forme d'"ogive" ou de "tulipe".
- Les conditions aux limites, la position relative de l'allumage et la longueur du canal sont des paramètres importants pour prédire les phases d'inversion de la flamme et son comportement oscillatoire. Et ce, d'autant plus si le taux d'expansion est faible (dilution à l'azote importante).
- La flamme se propage avec une forme symétrique après l'allumage. En revanche, la topologie de la flamme est fortement asymétrique par la suite ; d'une part, en raison des inversions provoquées par l'interaction de la flamme avec l'écoulement et les parois, et, d'autre part, à cause des instabilités de combustion. Pour des dilutions faibles,  $\eta = 0$  et 1, la flamme reste fortement asymétrique jusqu'à l'initiation de la détonation. Lorsque l'on augmente la dilution,  $\eta = 2$  et 2,5, la topologie de la flamme,

bien que fortement plissée et étirée, reprend une forme globalement symétrique. Dans la cas d'un mélange avec de l'air,  $\eta = 3,76$ , la topologie de la flamme reste asymétrique et fortement perturbée par l'interaction des ondes acoustiques réfléchies depuis les extrémités (côtés ouvert et fermé).

Pilotée par les effets diffusifs, la première phase de propagation de la flamme est très sensible aux interactions entre les parois et les conditions limites en fonction de la dilution d'azote. En impactant son inversion et son comportement oscillatoire, les variations d'accélération de flammes sont difficilement prévisibles, tout comme l'écoulement généré par celle-ci.

### Formation des ondes de choc

- Les ondes de pression produites par l'accélération de la flamme sont visibles pour les dilutions correspondant à  $\eta = 0, 1, 2$  et  $2,5$ . Elles coalescent pour former des ondes de choc pré-comprimant et préchauffant les réactifs entre le choc et la flamme. Ces ondes de pression visibles sont plus nombreuses à mesure que le taux d'expansion augmente.
- Dans le cas  $\eta = 0$ , deux canaux similaires ont permis d'identifier des structures flamme-choc différentes qui sont présentes jusqu'à l'initiation de la détonation. La première structure est associée à la propagation quasi-stationnaire d'un choc initiant une combustion derrière celui-ci dans la couche limite, appelé *strange wave*. La seconde structure présente aussi un allumage spontané dans la couche limite, mais celle-ci n'est pas stationnaire. Dans ce cas, la flamme et le choc finissent par former une structure complexe entrelacée. La structure de la *strange wave* semble métastable, car la détonation s'initie spontanément sur une gamme de longueurs plus large. La formation et la propagation de la *strange wave* sont stochastiques. L'existence de ces deux types de complexes flamme-choc est certainement due à un comportement de la couche limite différent ; comportement qui est attribué à l'assemblage des canaux et aux matériaux.
- La dynamique entre la flamme et les chocs se distinguent entre les dilutions à  $\eta = 0$  et  $1$  et à  $\eta = 2$  et  $2,5$ . Dans le premier cas, pour une faible dilution, le choc précurseur est formé loin devant la flamme qui le rattrape progressivement jusqu'à la TDD sous l'action du train d'ondes généré entre le choc précurseur et la flamme. Dans le second cas, le choc précurseur se forme juste devant la flamme et provoque l'allumage d'une onde spontanée dans la couche limite. Celle-ci forme alors une flamme secondaire (oblique), plus rapide que la flamme principale (dans le centre du canal). Le choc précurseur est désormais promu par la propagation de la flamme secondaire. En

conséquence, la distance entre le choc et la flamme principale s'accroît.

- Le modèle scalaire [172] a permis de reproduire qualitativement et correctement la dynamique de la TDD. Des instationnarités se forment dans la zone de réaction, et se propagent vers le choc précurseur, intensifiant celui-ci. Ce mécanisme favorise la diminution du temps d'induction jusqu'au couplage entre la zone de réaction et le choc.

Le caractère asymétrique de la topologie de la flamme a pu être prouvé. La symétrie est pourtant une hypothèse permettant de réduire les domaines de calcul et donc leur coût. Si cette hypothèse reste valide lors des premières phases d'accélération et, pour certains mélanges, avant la transition, les flammes observées dans ce manuscrit présentent toutes une forme asymétrique à un stade de leur propagation.

### Initiation de la détonation

- Les accélérations maximales des flammes menant à la TDD sont de l'ordre de  $1\text{--}1,3 \times 10^7 \text{ m/s}^2$ . Les différents chocs se propagent, eux, à vitesse constante. Cependant, les chocs successifs formés entre le choc précurseur et la flamme rattrapent le choc précurseur et l'accélèrent à chaque interaction.
- Les distances expérimentales jusqu'à la TDD recueillies dans nos études ont été comparées aux prédictions des modèles semi-empiriques [91, 199] développés pour des tubes. Ce modèle, qui prend en compte la rugosité, permet d'obtenir des résultats plus précis. Néanmoins, lorsque l'on cherche à appliquer ce modèle à des canaux, les effets des coins du canal sur la couche limite ne peuvent pas être considérés. La présente thèse postule qu'une caractérisation précise de la rugosité du canal permettrait d'isoler la rugosité effective induite par l'écoulement dans les angles. Cependant, développer un nouveau modèle semi-empirique semblable, adapté à un canal, est plus complexe à cause de l'absence de symétrie par rotation dans une section carrée.
- Nos résultats ont permis d'identifier une loi de répartition de la distance jusqu'à la TDD. Les résultats obtenus avec les configurations 1-DV et 2-DV suggèrent que la rugosité est un paramètre important qui pilote la distance jusqu'à la TDD et sa répartition, eux-mêmes liés à la stochasticité du phénomène. Il est à noter que ces travaux nécessitent d'être corroborés avec un échantillon plus important.
- La technique de visualisation simultanée depuis deux directions permet d'évaluer pour la première fois la surface de la flamme lors de sa propagation dans un tube. Une approximation expérimentale montre que la surface de la flamme est entre 8 à 13 fois plus grande qu'une flamme plane avant la TDD. L'élongation de la surface de la

flamme est le paramètre majeur pilotant son accélération. Les mécanismes liés à son étirement sont : (i) l'interaction avec les parois ; (ii) le développement des instabilités intrinsèques et celles issues des interactions flamme-écoulement ; (iii) l'effet de la couche limite. L'introduction de cette méthode de mesure ouvre ainsi la voie à de nouvelles expérimentations permettant d'isoler l'effet de chaque mécanisme. Cette nouvelle méthode permet aussi de corréler les mesures de surfaces expérimentales à celles issues des simulations numériques 3-D, qui demeurent encore rares dans cette configuration sans obstacle.

- Le second avantage majeur de la visualisation simultanée est la possibilité de localiser le point d'initiation de la détonation sur la section du canal. Les expériences de cette thèse ont confirmé l'implication des parois et des angles dans l'origine de la TDD, impact qui était jusqu'alors supposé dans la littérature [138]. Dans un canal de cette dimension, la turbulence ne semble pas avoir le temps de se développer complètement. Toutefois, l'écoulement complexe produit dans les angles à l'interface entre les couches limites adjacentes reste sûrement le siège d'un fort degré d'instationnarités qui favorisent le transport de réactifs et la TDD.
- L'initiation de la détonation a toujours été observée derrière le choc précurseur, en proches parois. Elle émerge soit : (i) au niveau du choc, lorsque la flamme rattrape le choc précurseur ; (ii) au niveau de la flamme, dans la zone de préchauffe ; (iii) derrière le devant de la flamme, dans une poche de réactif cernée par des produits de combustion.

L'allumage spontané du mélange réactif pré-chauffé et pré-choqué peut entraîner la formation d'ondes spontanées sur une paroi du canal. Si les conditions le permettent, cette onde déclenche une explosion qui couple la flamme et le choc pour former une détonation. Si l'état du fluide dans la zone de préchauffe ne remplit pas les critères nécessaires à la TDD, cette onde spontanée continue de se propager en formant des ondes de choc obliques jusqu'au choc précurseur. L'état thermodynamique formé derrière ce complexe flamme/choc permet alors l'initiation spontanée d'une explosion terminant le processus de TDD.

**Valorisation du banc d'essai pour de futures études** L'opérabilité de l'installation permet de conduire une étude statistique poussée de la distance avant la TDD. Sujet peu présent dans la littérature mais d'intérêt sachant que le phénomène est stochastique. Obtenir la loi de répartition de la distance jusqu'à la TDD est primordial dans l'évaluation des risques industriels. Cette loi est sûrement dépendante du type de carburant, du rapport de forme du canal et de la rugosité du canal. Une étude complète permettrait de classer plus distinctement les différents scénarios de TDD possibles. La mesure de la surface de la

---

flamme peut être améliorée en tenant compte du plissement de la flamme ainsi qu’avec des méthodes de construction de maillages concaves. Toutefois, deux caméras ne suffisent pas pour effectuer une reconstruction 3-D précise. Ce type de visualisations reste donc pour le moment cantonné aux flammes stationnaires. La polyvalence de l’installation conçue pendant cette thèse permet de mettre en place tout type de canaux ou de diagnostics optiques (BOS, interférométrie, PIV,...) pour réaliser des études depuis deux directions orthogonales en simultané.

Pour améliorer la qualité des visualisations la stratégie de conduite des campagnes d’essais doit être modifiée. La caractérisation de la propagation de la flamme, notamment sa vitesse et celles des chocs, et ce, depuis l’allumage jusqu’à la TDD, peut être enregistrée avec une résolution moyenne sur un champ plus large. Capturer un champ plus large permet de réduire le nombre d’essais nécessaires pour filmer chaque section. En réduisant le nombre d’essais, la qualité des parois transparentes est moins affectée. La baisse de résolution et de précision avec l’utilisation d’un champ large est donc compensée par la meilleure qualité optique des matériaux. La possibilité de réduire le champ permet ensuite de focaliser l’étude sur une seule zone et d’observer un phénomène précis avec la meilleure qualité possible.

La distance jusqu’à la TDD est limitée, dans le cas de notre canal, d’abord par sa longueur et non par la taille des cellules. Une longueur de canal plus importante est nécessaire pour visualiser des phénomènes de détonation à une seule cellule de détonation. La longueur influe sur le domaine de mélanges pour lesquels la TDD est possible. Des corrélations plus poussées entre déficit de vitesse, limite de détonabilité, et taille de cellules peuvent donc être réalisées si la longueur du canal est de l’ordre de 150 fois le diamètre hydraulique pour un mélange  $H_2-O_2$ .

## Perspectives :

La raison pour laquelle l’énigme de la TDD n’est toujours pas résolue à ce jour vient de la difficulté à estimer précisément des conditions extrêmes situées dans la zone de préchauffe. Si les relations de saut 1-D fournissent une estimation [163], elles ne parviennent pas à prendre en compte la complexité de l’écoulement. Les simulations 2-D permettent d’isoler et de reproduire avec plus de fidélité l’état au devant de la flamme [128, 140]. Qualitativement, ces calculs reproduisent correctement les observations expérimentales d’allumage d’ondes spontanées et d’initiation de la détonation [96]. Ces résultats démontrent l’implication de chocs intenses et de l’action de la couche limite dans la formation d’un gradient de temps d’induction. En revanche, afin d’établir des prédictions quantitatives

de TDD sur une géométrie spécifique, le recours à la simulation 3-D est nécessaire, mais trop coûteux. Or l'intérêt de l'étude de la TDD, outre l'aspect fondamental, est d'être capable, a priori, d'évaluer le risque de TDD dans une géométrie et pour un mélange donné. Seuls les modèles semi-empiriques et l'élaboration de critères empiriques permettront d'anticiper ce risque industriel. Un critère ou une équation unifiée est utile pour les ingénieurs. Cependant, nos résultats, corroborant les travaux de [98] montrent que dans une géométrie spécifique, il n'y a pas une, mais plusieurs TDD. En outre, nos recherches ont mis en évidence que le point de transition n'est pas fixe, il suit une répartition. L'initiation s'effectue préférentiellement dans un angle, mais aussi parfois sur une paroi. L'explosion aboutissant au couplage de la flamme et du choc ne suit pas le même scénario, démontrant qu'il n'existe pas une TDD mais plusieurs, parfois même simultanément. Il apparaît donc clairement que l'élaboration d'un critère unique pour prévoir le risque de TDD est insuffisant. La littérature dans le domaine renseigne une série de critères pouvant potentiellement anticiper le risque de TDD [28]. Cependant, d'une étude à l'autre, ces critères sont variés et souvent spécifiques à un type de géométrie.

Les méthodes de traitement d'images poussées, telles que les écoulements optiques, permettent de décrire avec plus de précision l'évolution de la flamme, des chocs et des fluctuations de vitesse. La construction d'une base de données peut alors servir pour des outils d'analyse statistique comme l'apprentissage machine supervisé. L'ensemble de ces données peuvent d'une part : (i) de déterminer la présence, ou l'absence, de la turbulence via l'analyse des fluctuations de combustion et le comportement de la flamme dans les coins du canal ; (ii) d'établir un (ou plusieurs) critère(s) servant à prédire l'initiation de la détonation ainsi que sa localisation. Les candidats potentiels sont : l'épaisseur de la couche limite, le degré d'étirement de la flamme, son taux d'accélération et/ou la distance flamme-choc en fonction de la vitesse de ce choc. Si aucun de ces critères ne peut être déterminé simplement a priori, ils peuvent être calculés à partir de grandeurs caractéristiques telles que les dimensions de l'installation, ou les propriétés du mélange considéré. Et ce, pour un coût de temps de calcul réduit en comparaison à la caractérisation complète en trois dimensions de l'accélération de la flamme.





# Annexe : Formation d'une onde de choc

---

Pour comprendre la formation des ondes de choc, il convient de considérer le cas instationnaire afin de prendre en compte la combinaison des ondes successives générées par l'accélération du piston. Les Eq. 1.1 et 1.2 de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement peuvent alors s'écrire pour un écoulement isentropique avec l'expression de la vitesse du son (Éq. 1.15) sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{a^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad (\text{A.2})$$

Avec l'hypothèse des gaz parfaits, la masse volumique  $\rho$  peut s'exprimer comme suit :

$$\rho = C_1 a^{2/\gamma-1} \quad (\text{A.3})$$

$C_1$  étant une constante. En prenant le logarithme de cette expression et en différenciant on obtient :

$$\frac{\partial \rho}{\rho} = \frac{2}{\gamma-1} \frac{\partial a}{a} \quad (\text{A.4})$$

Si l'on remplace  $\rho$  dans les Éq. A.1 avec l'Éq. A.4 et que l'on combine la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, il est possible de faire apparaître les invariants de Riemann  $\mathcal{J}$  :

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial t} + (u \pm a) \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.5})$$

avec,

$$\mathcal{J} = u \pm \frac{2}{\gamma - 1} a \quad (\text{A.6})$$

L'Éq. A.5 est la dérivée totale de la quantité  $\mathcal{J}$  le long des courbes  $\mathcal{C}$  de pentes :

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u \pm a \quad (\text{A.7})$$

Il en résulte que la quantité  $\mathcal{J}$  est constante le long des courbes  $\mathcal{C}$  qui se représentent comme des droites dans le plan  $(x,t)$ . Ces courbes sont appelées : courbes caractéristiques. Cette méthode permet de résoudre des équations différentielles hyperboliques. Celle-ci ne sera pas explicitée dans cette annexe (se référer à [93, 213]), car l'objectif de cette sous-section est de comprendre, d'un point de vue mathématique, comment les ondes de pression faibles sont capables de coalescer pour former des ondes de choc. À cette fin, seules les courbes  $\mathcal{C}^+$  de pente  $u + a$  sont considérées ici.

La Fig. 1.5 présente deux ondes de pression comme des discontinuités augmentant la pression sous forme de marches infinitésimales. Chaque courbe caractéristique dans l'espace  $(x,t)$ , voir la Fig. A.1, illustre le déplacement d'une onde simple le long de l'axe  $x$ . La solution de l'Éq. A.5 influence la pente de la courbe  $\mathcal{C}^+ : u + a$  et l'évolution de cette pente correspond au fait que l'information est transmise par les ondes de pression. Les différentes solutions du problème se propagent donc avec des vitesses différentes. Il n'y a pas de vitesse d'onde définie, puisque les ondes successives modifient les conditions de l'écoulement lors de leur passage.

La forme de l'onde évolue au cours du temps, comme représentée sur la Fig. A.2. Les zones de l'onde avec une masse volumique plus importante se propagent plus vite que celles où la masse volumique est plus faible [93]. À partir de l'instant  $t_0$ , la partie haute de l'onde se déplace plus rapidement et décentre sa structure à  $t_1$ . Lorsque les courbes caractéristiques se croisent à  $t_2$ , il existe simultanément plusieurs solutions pour

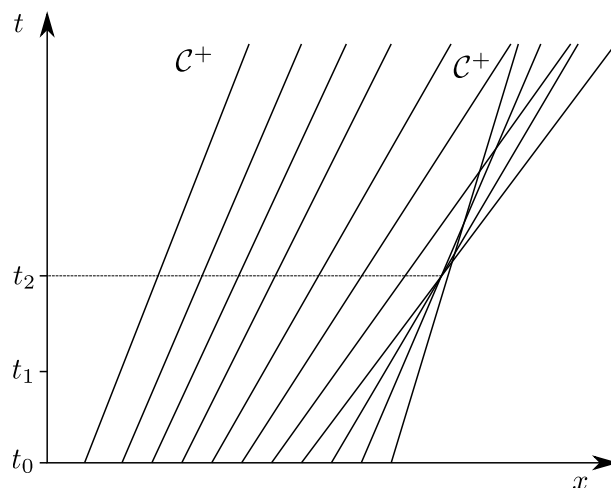


FIGURE A.1 – Diagramme  $x-t$  présentant les courbes caractéristiques pour une onde non-linéaire. Reproduit depuis [213].

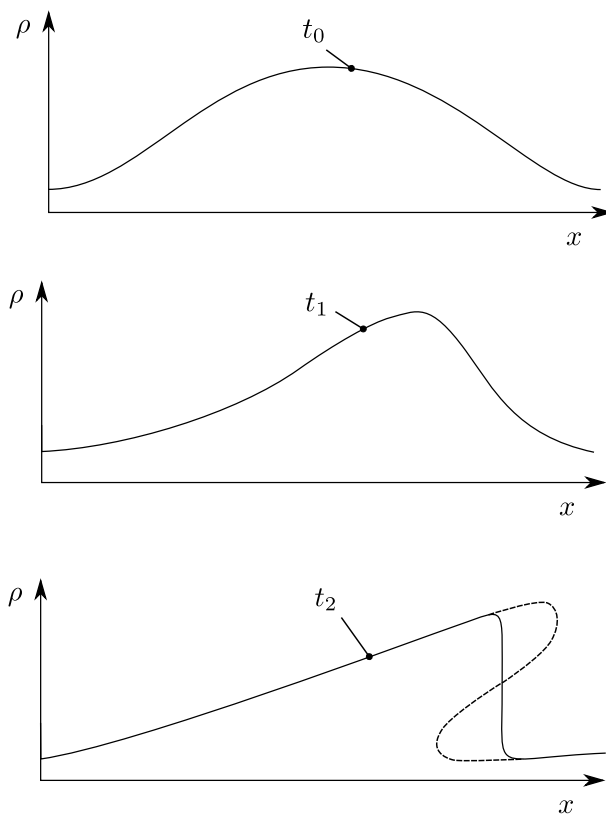


FIGURE A.2 – Évolution de la structure de l'onde. Les instants  $t_0$ ,  $t_1$  et  $t_2$  correspondent à ceux de la Fig. A.1. Reproduit depuis [213] et [93].

la masse volumique  $\rho$  (ligne en pointillés sur la Fig. A.2). Dès ce point, l'onde s'effondre sur elle-même car la masse volumique ne peut pas prendre plusieurs valeurs en un point d'espace. Physiquement, l'onde ne prend pas la forme indiquée par la ligne en pointillés, à  $t_2$ , car la conduction thermique et les effets visqueux internes à l'onde diminuent la vitesse de propagation de la zone avec une masse volumique plus élevée [47]. Cet effet n'est pas modélisé par les Éq. A.1. L'onde prend plutôt la forme présentée en ligne continue

à l'instant  $t_2$ . Ici, la masse volumique varie de manière importante sur une distance très courte, l'onde de choc est formée. Il est possible de déterminer la position et l'instant où l'onde s'effondre pour former l'onde de choc. Cependant, en l'absence de phénomènes dissipatifs, la formation des chocs ne peut être prédite que qualitativement avec cette méthode.

Une telle onde de choc provoque une augmentation de température, de pression, de masse volumique et de vitesse (seulement pour un choc non stationnaire) du fluide après son passage. Les conditions post-chocs peuvent être calculées grâce aux relations de Rankine-Hugoniot, à la condition de disposer des conditions initiales devant le choc et la vitesse de ce-dernier. S'il existe des ondes de choc de compression, les ondes de choc de détente n'existent pas. Suivant une détente, la vitesse du son diminue et empêche les ondes de détente de se rattraper entre elles. À la place, se produit un éventail de détentes.

# Annexe : Premières versions et prototype

## B.1 Étude de principe - Premières versions

Plusieurs tentatives de construction de chambre ont été réalisées. Un historique de ces versions étudiées ou testées est visible sur la Fig. B.1 et leur principe présenté succinctement :

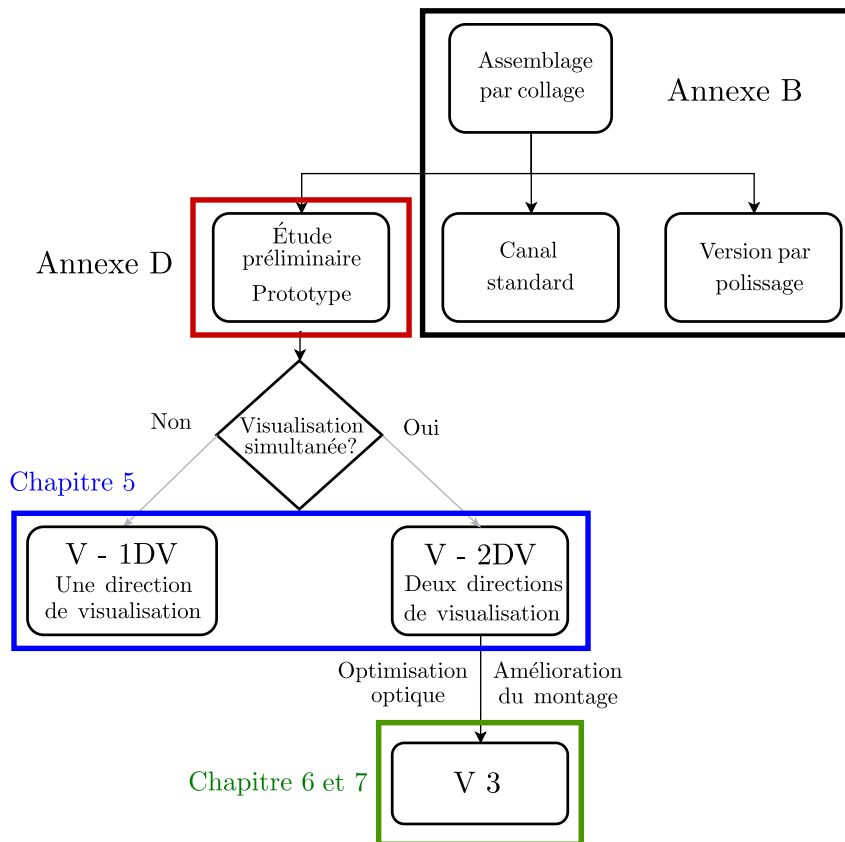


FIGURE B.1 – Historique des prototypes étudiés et testés

**Assemblage par collage :** La première tentative de chambre (Assemblage par collage) est visible sur la Fig. B.2. Ce canal était constitué de quatre plaques de polycarbonate usinées pour former des épaulements permettant un emboîtement entre les différents éléments et former un canal de 10 mm × 10 mm et 1000 mm de long. Ils étaient ensuite collés avec de la colle Cyanoacrylate, puis renforcés au niveau des jointures avec de l'époxy, le tout étant maintenu en place par une structure en aluminium. L'allumeur 1, décrit dans l'annexe D, était utilisé pour ces essais. L'étanchéité a été réalisée en collant les électrodes constituées d'aiguilles à coudre de marque Bonin, sur un filetage vissé à la chambre.

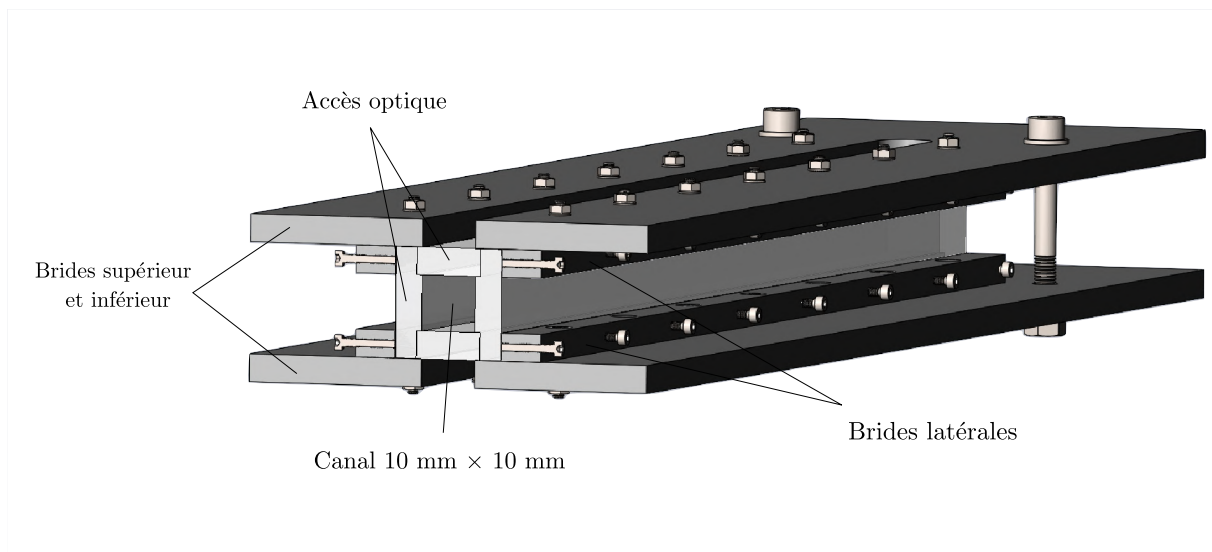


FIGURE B.2 – Assemblage par collage

Si les essais réalisés avec un mélange  $H_2$ -Air stœchiométrique n'ont posé aucun souci, celui avec un mélange  $2H_2+O_2+1,88N_2$  n'a pas été concluant. La colle n'a pas tenu sous l'effet de la pression, au niveau de la sortie. La robustesse n'étant pas au rendez-vous, les solutions d'assemblage par collage ont été abandonnées.

**Canal standard :** La seconde solution envisagée a été l'utilisation de canal en polycarbonate disponible sur le marché (Canal standard), voir Fig.B.3. Dans les dimensions qui nous intéressent (de l'ordre du centimètre), les seuls canaux disponibles sont circulaires ou rectangulaires, mais ils sont extrudés et non pas moulés. L'inconvénient du procédé de fabrication extrudé est qu'après quelques tentatives, nous avons pu constater que la matière extrudée comporte des irrégularités empêchant de réaliser une strioscopie de bonne qualité. De plus, les épaisseurs de parois sont faibles.



FIGURE B.3 – Canal standard

**Versión par polissage :** Enfin, l'usinage et le polissage des faces d'un canal issu d'un bloc de polycarbonate, voir Fig. B.4. Si le polissage d'un tel matériau permet une transparence optique suffisante pour les diagnostics envisagés, le polissage des angles de la gorge nécessite l'utilisation d'outils adaptés pour que toute la largeur soit accessible optiquement. Cette solution n'a pas été poursuivie par manque de garanties sur la qualité optique après polissage dans les angles. En effet, la technique nécessite des outillages non disponibles au laboratoire.

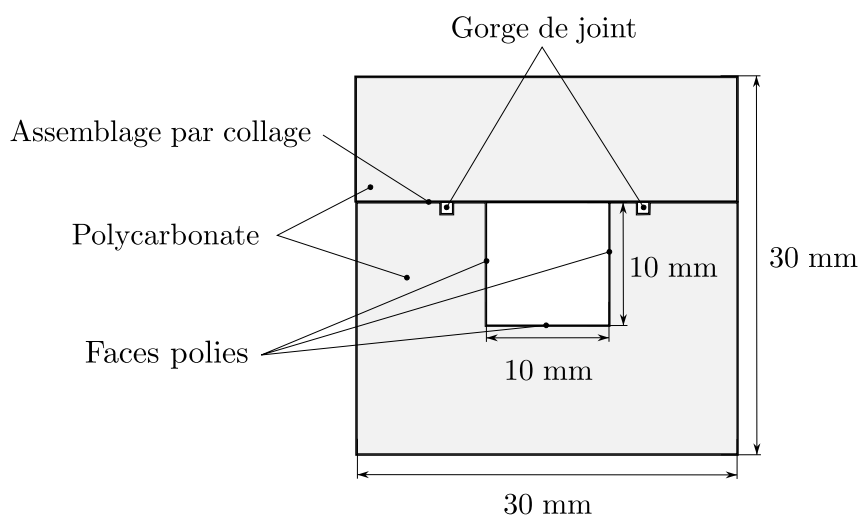


FIGURE B.4 – Version par polissage

## B.2 Conception détaillée - Prototype de l'étude préliminaire

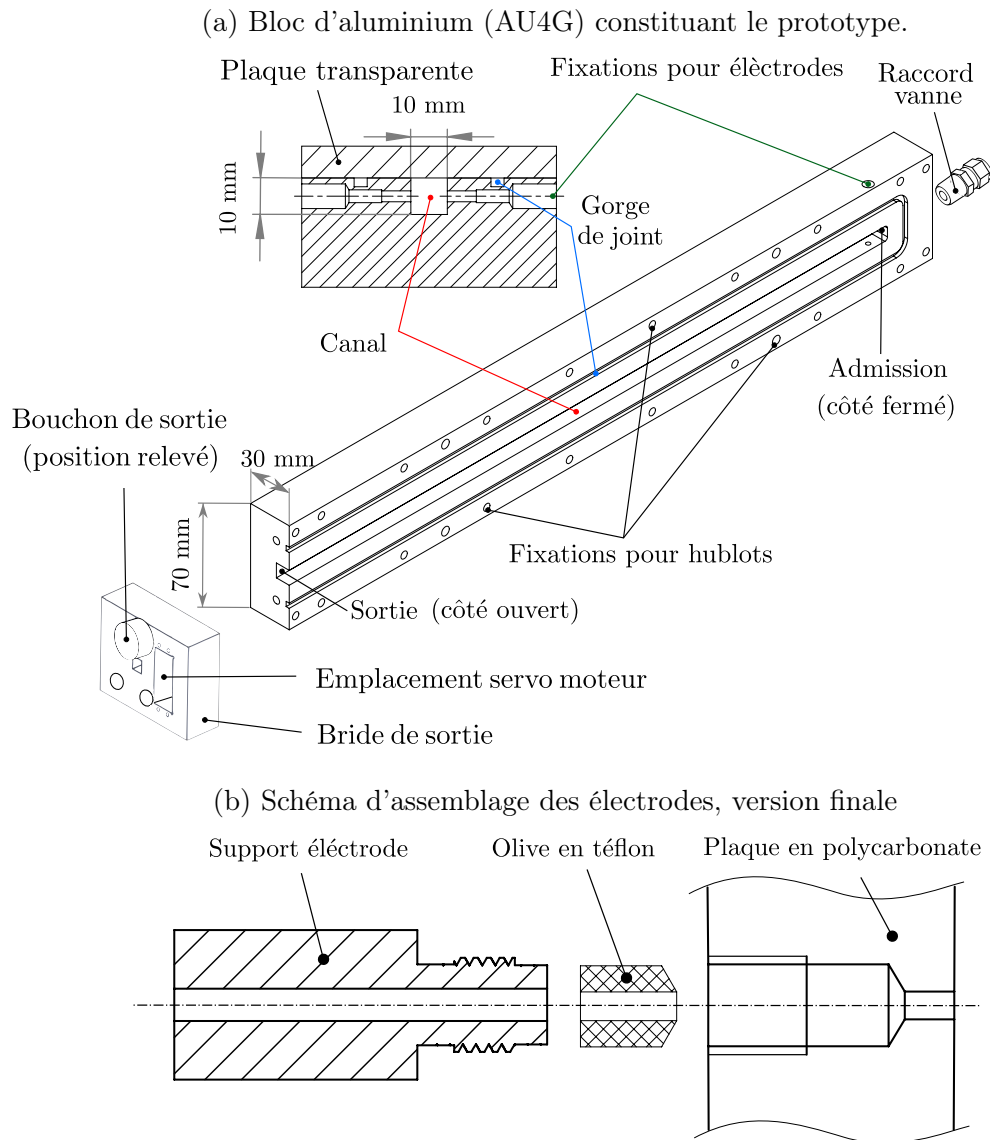


FIGURE B.5 – Schémas d'ensemble du prototype et détail du montage des électrodes.

Avant de concevoir et réaliser un tout nouveau type de chambre de combustion, il était nécessaire de commencer par une méthode robuste. L'absence de données quantitatives sur la propagation d'une flamme d'hydrogène dans un canal de  $1 \text{ cm}^2$  et dans cette configuration a justifié la conception d'un nouveau dispositif expérimental permettant d'étudier les régimes de déflagration et de détonation. Ainsi, cette nouvelle chambre de combustion est constituée d'un bloc d'aluminium :  $30 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$  de section pour  $500 \text{ mm}$  de long. Le lecteur trouvera une représentation de la chambre sur la Fig. B.5 (a).

Un canal de section carrée de  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ , et  $463 \text{ mm}$  de long est usiné sur la

face supérieure pour former le canal. La gorge débouche d'un côté (sortie ouvert) mais pas de l'autre (admission fermée). Au niveau de cette admission, trois perçages sont réalisés, deux latéraux, à 14 mm du côté fermé, pour la fixation des électrodes (espacé de 1 mm) servant à l'allumage, et un dans l'axe du canal pour le remplissage de mélange réactif. Les électrodes sont montées sur un support en plastique qui vient ensuite être vissé sur la structure en aluminium (Fig. B.5 (b)). Par ailleurs, une olive en Téflon s'écrase lorsque l'on visse le support électrode sur la chambre et assure ainsi l'étanchéité. Le canal est ensuite refermé par le dessus via un hublot vissé sur la structure permettant de visualiser 400 mm de propagation de flamme depuis les électrodes. Une gorge de joint faisant le pourtour du canal est aussi usinée pour assurer l'étanchéité. Au niveau de la sortie se trouve un joint plat comprimé par une bride de sortie rectangulaire dans laquelle on perce un orifice pour la sortie du canal. Cette pièce sert aussi de support à un servomoteur maintenant un bouchon qui permet de fermer la sortie du canal. Ainsi, la bride de sortie allonge la taille du canal, pour une longueur totale de 482 mm des électrodes jusqu'à la sortie ouverte.

Bien que ce prototype ne remplisse pas toutes les fonctions souhaitées, il nous a permis de définir et tester le protocole ainsi que les choix techniques à retenir (longueur, matériaux, système d'allumage, de remplissage). L'étude paramétrique a facilité l'identification des points d'intérêt afin d'orienter la conception finale. Cette étude est présentée dans l'annexe D et a été publiée dans la revue *Shock Waves* [173].



## Annexe : Réglages optiques

---

### C.1 Réglages optiques

Les phénomènes observés dans cette thèse sont de courtes durées, ils ne permettent pas l'ajustement des réglages optiques. Les réglages sont donc réalisés à partir de la détente continue d'un jet d'air provenant du réseau d'air comprimé (à 800 kPa) du laboratoire via une buse de 10 mm. La strioscopie permet de visualiser le jet supersonique sous-détendu et sa structure caractéristique de chocs obliques. La structure du jet supersonique est présentée sur la Fig. C.1. Davantage de détails sur ce type de structure sont disponibles dans [214, 215].

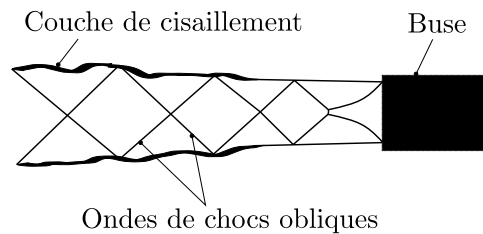


FIGURE C.1 – Schéma de la détente du jet d'air comprimé et système d'ondes de choc associé.

La Fig. C.2 montre l'importance du réglage des niveaux des supports (image (a) vs (b)), de l'ouverture du diaphragme (c) et de l'orientation du couteau (d). L'acquisition est réalisée avec la caméra HPVX-2 avec des paramètres d'acquisition similaires aux expériences, c.-à-d. 1 MHz pour un temps d'exposition de 500 ns.

L'alignement des éléments optiques et la position du filtre sont les points les plus importants qui nécessitent un maximum d'attention. Dans certains cas, l'augmentation de l'intensité lumineuse entraîne une modification de la source et donc de son image au point focal (là où se trouve le filtre). En fonction des éléments optiques choisis, cela peut aussi entraîner des aberrations.

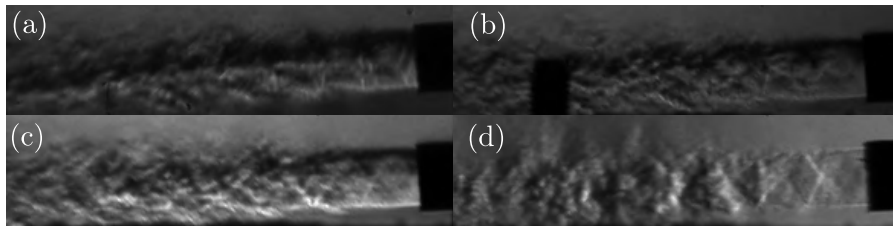


FIGURE C.2 – Procédure de réglage du banc strioscopique, illustrée à l'aide de la détente d'air comprimé initialement à 800 kPa dans l'air ambiant. Source : LVM;  $f_1 = f_2 = 1000$  mm;  $f_3 = 140$  mm; Caméra : HPVX-2 à 1MHz et 500 ns de temps d'exposition. (a) Ajustement de la position de la lentille de focalisation ( $f_2$ ) pour avoir le jet dans le plan focal; (b) Réglages des niveaux des éléments optiques et de leur alignement; (c) Augmentation de la taille du diaphragme de la source pour obtenir plus d'intensité lumineuse; (d) Rotation du rasoir de  $90^\circ$  (d'une position horizontale à verticale) pour mettre en évidence les gradients longitudinaux.

Les étapes de réglage se déroulent comme suit :

- S'assurer que tous les éléments optiques sont disposés sur des supports à niveau.
- Placer les éléments optiques de telle sorte que la section d'essai se situe à distance focale de la collimation et de la focalisation (Fig. C.2 (a)).
- Contrôler au niveau laser l'alignement et la hauteur de tous les éléments optiques (Fig. C.2 (b)). Puis régler précisément les positions des éléments optiques et faire la mise au point (avec un pas de vis micrométrique).
- Ajuster la source lumineuse pour obtenir un maximum d'intensité lumineuse (Fig. C.2 (c)).
- Orienter le filtre pour mettre en évidence les gradients dans la direction la plus pertinente en fonction du phénomène étudié (Fig. C.2 (d)). Ici, par exemple, le filtre est horizontal pour favoriser les gradients dans la direction de propagation du jet, rendant la structure plus visible.
- Régler le niveau d'occultation du filtre en fonction de la sensibilité recherchée. Faire attention à bien obtenir un arrière plan homogène, sinon ajuster la position du filtre.
- Paramétrer les caméras pour que le temps d'exposition soit adapté au phénomène étudié (pour le figer suffisamment).

# Annexe : Étude préliminaire - sensibilité de la flamme vis-à-vis du montage expérimental

---

Cette annexe reprend les résultats communiqués à la 27<sup>ème</sup> conférence de l'ICDERS (*International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*) en 2019, ainsi que dans l'article publié dans la revue *Shock Waves* [173]. Cette annexe détaille la première étude réalisée au sein du laboratoire. Une description du premier prototype est disponible dans l'annexe B. Les différents diagnostics et stratégies de post-traitement, eux, sont explicités dans cette présente annexe. Cette étude introduit les méthodes utilisées dans cette thèse pour qualifier les différents choix techniques et s'assurer de la validité du protocole expérimental via une étude paramétrique.

## D.0.1 But de l'étude

Grâce à ce prototype, l'objectif était de répondre à certaines questions fondamentales :

- Est-ce que la déflagration transite vers la détonation dans un canal de 10 mm × 10 mm, sur une distance de 482 mm ?
- Avec quel mélange H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> ?
- Peut-on contenir cette détonation, même après plusieurs essais ?
- Comment s'assurer que le protocole garantisse une reproductibilité des résultats ?
- Comment les choix de conception influencent-ils la répétabilité des expériences ?
- Quels sont les diagnostics les plus pertinents, et comment les mettre en œuvre ?
- Quelles sont les stratégies de post-traitement à mettre en place ?

Si les premiers points peuvent être résolus rapidement, les suivants nécessitent une procédure et une analyse méthodique des résultats. Pour y répondre, nous avons mis

en place un protocole expérimental qui permet de faire varier des paramètres en lien avec l'opérabilité du banc, et ainsi réaliser une étude de la sensibilité de la flamme à ces variables, qui sera détaillée plus tard dans cette annexe. Si la procédure utilisée pour cette étude est la même que celle présentée dans le chapitre 2, le diagnostic par visualisation directe diffère des diagnostics par strioscopie réalisés plus tard. De même, le diagnostic étant différent, la séquence de post-traitement est elle aussi différente. Nous revenons donc sur les aspects spécifiques à cette étude dans la prochaine section.

## D.1 Acquisition

Les premiers essais réalisés avec ce prototype ont permis de vérifier rapidement que la détonation est possible avec un mélange  $H_2-O_2$  stoechiométrique. À l'inverse, avec un mélange  $H_2$ -Air il n'y a pas de transition vers la détonation pour cette longueur. Seule une déflagration se propage le long de ces 482 mm. En contrôlant l'intégrité de la chambre via son étanchéité, nous avons aussi pu répondre à la troisième question de la section D.0.1. En ce qui concerne les questions suivantes, notamment la répétabilité, il est nécessaire d'obtenir des données mesurables pour quantifier la dispersion. Le choix a été fait de se baser sur la position de la flamme en fonction du temps. C'est en effet la mesure utilisée dans ce domaine pour obtenir des diagrammes  $x-t$  retraçant l'évolution temporelle de la flamme afin d'en déduire la vitesse puis l'accélération [28, 152, 158, 216, 217]. Si l'utilisation de sondes de pression ou de sondes ionisantes placées le long de la chambre est la méthode la plus courante en l'absence de canal entièrement transparent, certains chercheurs ont recours à la visualisation directe ou strioscopique. Les méthodes optiques sont non invasives et ne perturbent pas l'écoulement comme peuvent le faire des sondes placées au contact du fluide. La transition vers la détonation étant très sensible à ce genre de perturbations, ce sont les méthodes d'acquisition qui ont été retenues et qui sont présentées dans les sections suivantes de ce manuscrit. L'inconvénient de ce genre de techniques est qu'elles nécessitent un post-traitement d'images pouvant s'avérer complexe.

### D.1.1 Spectre de la flamme d'hydrogène dans l'air

L'observation directe consiste à enregistrer l'émission spontanée de lumière par chimi-luminescence émise par la flamme. Comme évoqué ci-dessus, c'est la méthode la moins invasive, mais elle possède des limites que nous aborderons. Avant de rentrer dans les détails techniques, il est nécessaire de bien comprendre ce que l'on est capable d'observer.

Pour cela il y a deux aspects primordiaux à prendre en compte : (i) Quel est le signal lumineux émis par la flamme, ou spectre d'émission ? (ii) Comment les matériaux constituant les hublots réagissent à ce signal lumineux ? Répondre à la première question nécessite l'utilisation d'un spectromètre avec un temps de réponse rapide si l'on analyse la flamme de prémélange, du fait de sa vitesse de propagation. Pour simplifier, nous avons décidé d'étudier une flamme de diffusion d'hydrogène dans l'air ambiant. Un bec bunsen relié à une bouteille d'hydrogène est allumé face à un spectromètre (Modèle : U2000, gamme 200 - 1200 nm ; 1 s de temps d'intégration). La Fig. D.1 montre le spectre émis par la flamme après en avoir soustrait le fond.

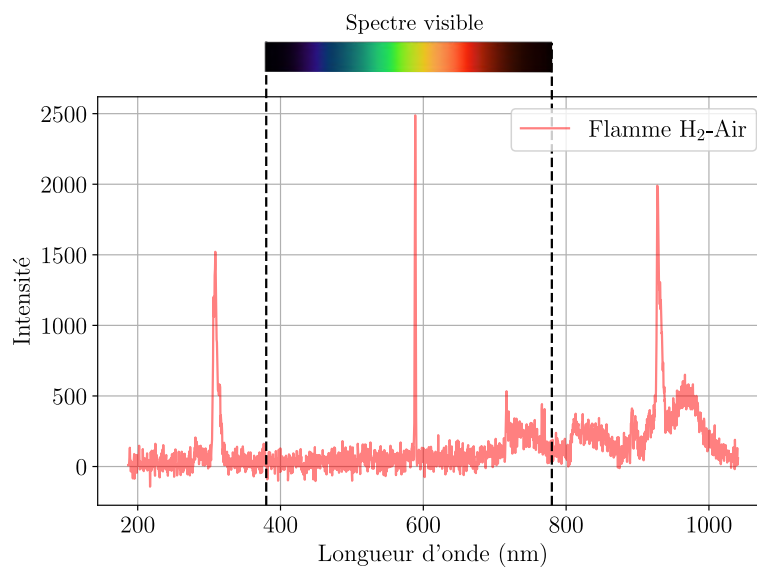


FIGURE D.1 – Spectre de la flamme de diffusion d'hydrogène dans l'air à  $p = 100$  kPa et  $T = 300$  K.

On observe dans le spectre de la flamme de diffusion d'hydrogène trois pics d'intensité, situés à  $\sim 289$  nm, 589 nm, et 927 nm. Ces pics d'intensité correspondent, respectivement, au proche ultra-violet, au orange et au proche infrarouge. Une zone plus étalée montre une distribution du spectre commençant à 700 nm et continuant au delà de 1000 nm, dans l'infrarouge. À partir des données disponibles sur le spectre de la flamme d'hydrogène [218, 219], nous pouvons déterminer que le premier pic dans l'ultra-violet est émis par le radical hydroxyl  $\text{OH}^*$ , molécule couramment utilisée en fluorescence induite par laser sur les flammes d'hydrogène pour identifier la zone de réaction [220]. Le reste du spectre d'émission est issu de l'eau contenue dans les gaz brûlés, même si le pic d'émission observé autour de 589 nm pourrait être issu de la pollution par le sodium contenu dans l'air [221]. Maintenant que nous avons déterminé le spectre de la flamme de diffusion d'hydrogène dans l'air, il faut comprendre comment les matériaux des hublots peuvent interagir avec le signal lumineux. Lorsqu'un faisceau lumineux se propage à l'interface de deux milieux, une partie du spectre est réfléchi, une autre partie est absorbée et la dernière la traverse

après s'être réfractée suivant la loi de Snell-Descartes (suivant la longueur d'onde du rayon lumineux). Un matériau transparent idéal est donc un matériau maximisant la transmission de la lumière avec un indice de réfraction le plus proche possible du milieu ambiant pour éviter une perturbation du faisceau. Comme l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde, on lui préfère la constringence (ou nombre d'Abbe) qui mesure la dispersion chromatique d'un milieu [222]. Plus ce nombre est élevé, moins le milieu est dispersif. Les matériaux choisis pour réaliser les hublots sont le polycarbonate (constringence de 30) et le verre classique (constringence de 64). Il convient désormais de tester l'absorption des matériaux sélectionnés. Pour cela, on les présente devant la flamme de diffusion d'hydrogène puis on compare le signal obtenu selon les matériaux. Les résultats sont présentés sur la Fig. D.2.

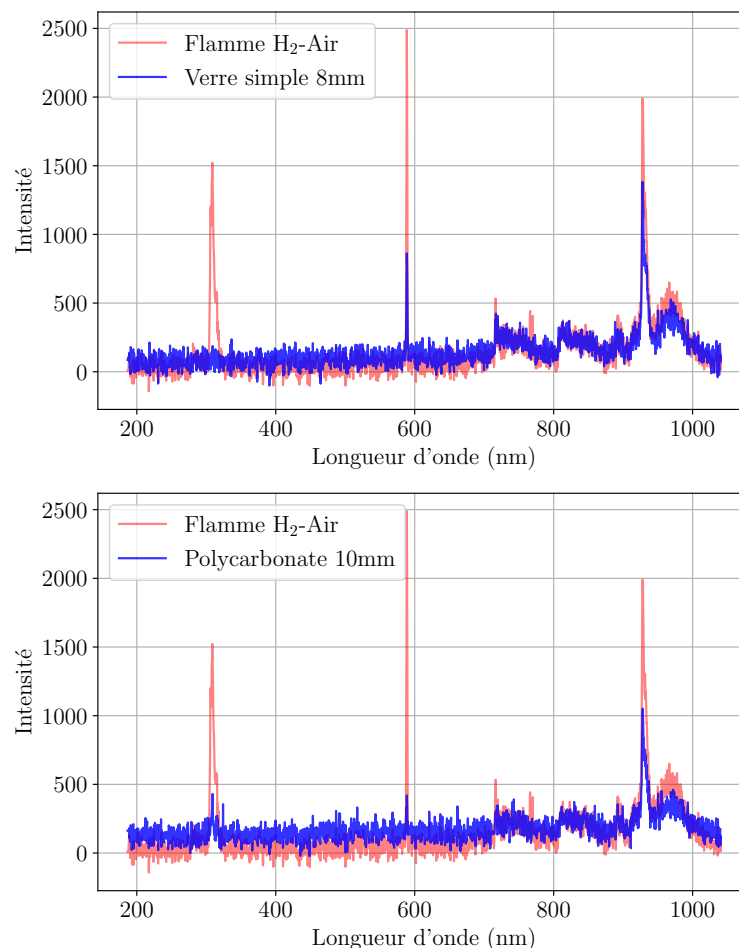


FIGURE D.2 – Effets de l'absorption des matériaux sur le spectre de la flamme de diffusion d'hydrogène dans l'air à  $p = 100$  kPa et  $T = 300$  K. En haut : Verre classique 8 mm. En bas : Polycarbonate 10 mm.

Cette figure montre clairement l'influence des matériaux sur le signal lumineux. Que ce soit le verre ou le polycarbonate, seule une infime partie des ultra-violets passe au travers. Alors que le verre laisse passer une partie de la raie d'émission autour de 589 nm (environ

32%), le polycarbonate la bloque presque complètement (environ 11% seulement traverse). L'émission issue de la vapeur d'eau, qui se situe dans le rouge et le proche infrarouge, est atténuée de manière plus importante à travers le polycarbonate qu'à travers le verre (66 % traversant contre 46 % respectivement pour le pic à 927 nm). Bien que le verre soit plus performant optiquement que le polycarbonate, ce dernier est tout de même utilisé comme hublot pour le prototype car il possède d'autres qualités, comme le fait d'être robuste et facile à manipuler ou usiner.

Il est important de noter que les deux matériaux choisis absorbent la longueur d'onde autour de 300 nm, rendant impossible la visualisation du radical OH\*. Des matériaux plus adaptés pour les diagnostics optiques en combustion, comme le quartz (constringence de 70) ont été envisagés, car celui-ci est transparent à cette longueur d'onde. Cependant, le coût et l'intégration de ces matériaux ne sont pas compatibles avec l'élaboration d'un prototype ou pour démontrer la faisabilité d'un nouveau diagnostic. En effet, l'utilisation de matériaux de meilleure qualité relève de l'optimisation d'un banc d'expérimentation plus mature, et de diagnostics optiques nécessitant l'émission spectrale des radicaux.

### D.1.2 Caméras utilisées

Les caméras ultra rapides à disposition utilisent des capteurs CMOS de différentes générations qui ne captent pas tout le spectre lumineux. La réponse spectrale des caméras n'est donc pas la même. Les Photron SA-Z sont plus sensibles autour de la longueur d'onde de 650 nm (rouge) et les Shimadzu sont plus sensibles autour de 500 nm (vert). Mais aucune des deux n'est très sensible dans l'ultra violet ou l'infrarouge. Au vu des courbes d'absorption des matériaux servant de hublot, l'émission spontanée de la flamme captée par les caméras provient de l'excitation vibrationnelle-rotationnelle de la vapeur d'eau dans les gaz brûlés.

Pour cette étude préliminaire, une SA-Z est utilisée avec un objectif Sigma 17-50 mm. Cet objectif permet de capturer un grand champ et de visualiser une longueur de canal de 400 mm, depuis les électrodes jusqu'à la fin de la section optiquement accessible. Pour être capable de monter en cadence d'acquisition, il est possible de réduire le champ de vision de la caméra à la seule région d'intérêt. Pour un canal d'un peu moins de 500 mm de long et 100 mm<sup>2</sup> de section, cela revient à une résolution de 1024 × 24 pixels. En se basant sur la vitesse de flamme laminaire d'une flamme d'H<sub>2</sub>-Air stœchiométrique, dans les conditions atmosphériques de pression et de température,  $S_L = 2,25$  m/s, la vitesse de propagation initiale peut être estimée à  $u_f = \sigma S_L = 15,42$  m/s, avec  $\sigma = \rho_0/\rho_b$  pour le taux d'expansion des gaz, ainsi que  $\rho_0$  et  $\rho_b$  pour, respectivement, la masse volumique des gaz frais et des gaz

brûlés. Une vitesse d'acquisition de 10kHz était donc suffisante pour capturer l'évolution de la flamme et son accélération pour ce mélange, et ce, avec un temps d'exposition maximum de 99  $\mu$ s. En revanche, pour un mélange H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> stœchiométrique, la vitesse de détonation stationnaire de Chapman-Jouget  $u_{CJ} = 2840$  m/s est plus appropriée. La réduction du champ de vision permet de réaliser des acquisitions à 360 kHz maximum pour un temps d'exposition minimum de 159 ns. Cette réduction du temps d'exposition est primordiale en cas de transition vers la détonation afin d'éviter la saturation du capteur. En revanche, cela a un impact sur la visualisation de la flamme lors de la phase de déflagration due à sa faible luminosité, comme discuté dans la section précédente.

### D.1.3 Visualisation par strioscopie

Une autre méthode de visualisation optique non intrusive est la strioscopie. Dans le cadre de cette étude, la strioscopie permet de visualiser le comportement de la flamme une fois sortie du canal afin de comprendre l'interaction entre propagation de la flamme et les conditions limites. La strioscopie permet de révéler des structures invisibles à l'oeil et apporte de nombreuses informations complémentaires sur le fluide étudié. Ici, nous ne la présenterons que de manière succincte, le chapitre 3 traitant de l'optimisation du système optique détaille l'installation mise en place. La Fig. D.3 schématise le premier système de strioscopie utilisé. À partir d'une LED blanche collimatée de 100 mm, des rayons lumineux parallèles sont envoyés à travers la zone d'étude. Lorsque le phénomène étudié est traversé par ce faisceau, il dévie la lumière à cause des variations d'indices de réfraction du milieu. En focalisant la lumière grâce à une première lentille (ici de 1 m de focale), on peut appliquer un filtre (rasoir) qui va occulter environ 50 % du rayon incident. En re-collimatant la lumière à l'aide d'une seconde lentille (ici de 120 mm de focale), une image filtrée du phénomène traversé peut être obtenue. Le filtre a pour but d'occulter un maximum de la lumière issue de la LED et de ne laisser passer que les rayons lumineux déviés par le phénomène. Cela permet de visualiser les variations d'indices de réfraction autrement invisibles.

Une seconde caméra SA-Z réglée à 20 kHz pour 347 ns de temps d'exposition, et une résolution de 1024  $\times$  1024 est utilisée pour enregistrer la séquence. Notez qu'aucun objectif n'est utilisé dans cette configuration. C'est le rôle de la lentille  $L_2$  de former l'image sur le capteur CCD.

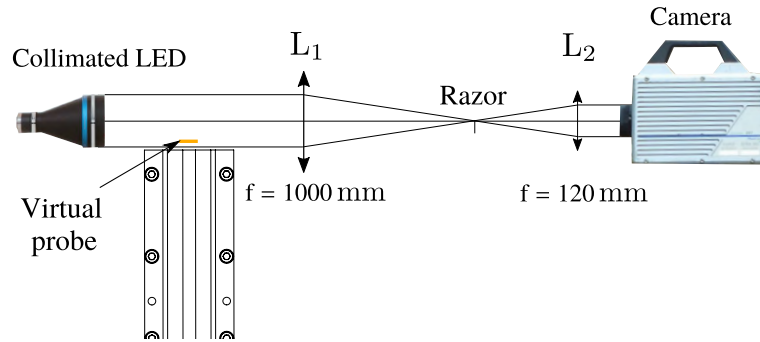


FIGURE D.3 – Schéma de l'installation de la visualisation par striescopie à la sortie ouverte du canal.

### D.1.4 Post-traitement

Pour obtenir la position de la flamme en fonction du temps, une méthode de post-traitement automatique a été mise en place. Celle-ci a été affinée au cours de la thèse et la dernière version, plus robuste est présentée dans le chapitre 3. Toutefois, pour cette étude, l'algorithme codé en *Python* se déroule comme suit :

- Chaque image de  $1024 \times 24$  pixel est réduite à une dimension ( $1024 \times 1$  pixel) pour ne garder que l'intensité lumineuse maximale sur la largeur.
- Le maximum des signaux parasites (ou bruit) en aval de la flamme est soustrait de l'image réduite.
- Le front est détecté si le signal est supérieur à un seuil proportionnel au bruit ( $\times 0,5 - 1,5$ ).

La Fig. D.4 présente un exemple d'évolution de la flamme dans un diagramme  $x - t$ . Ce type de diagramme présente de manière juxtaposée les images successives capturées. Les points rouges correspondent à la détection du front par l'algorithme de post-traitement.

On remarque très clairement sur cette figure les variations d'intensité lumineuse dans les gaz brûlés. Liveing et Dewar [223] ont montré que l'émission des flammes d' $H_2$  augmente avec la pression. Il est donc possible d'en déduire que les oscillations et ré-illuminations observées dans les gaz brûlés correspondent à des augmentations de pression pendant l'accélération de la flamme. De plus, Schefer et al. [224] ont démontré qu'une augmentation de la température entraîne une augmentation de l'intensité lumineuse sans modifier la bande spectrale du gaz. Dans tous les cas, l'émission spontanée capturée par les caméras donne seulement une estimation du véritable front réactif. Dans cette annexe, la *position du front* correspond à l'émission visible capturée par la caméra.

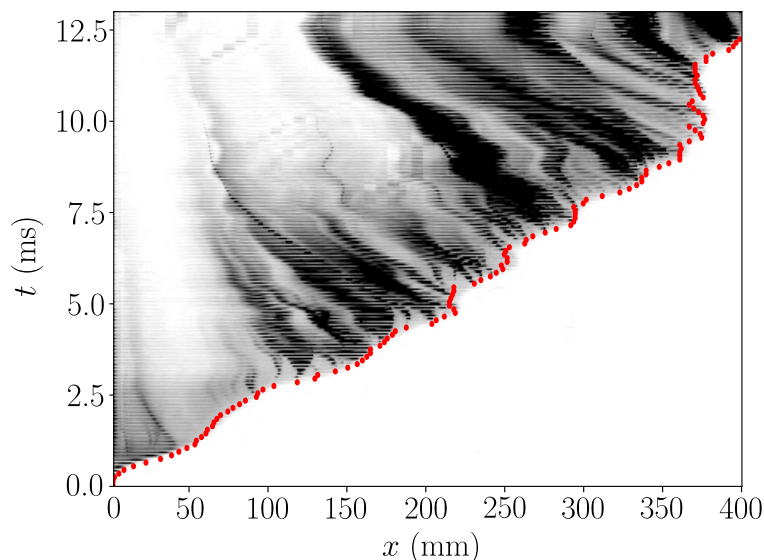


FIGURE D.4 – Diagramme  $x - t$  des images brutes (couleurs inversées) et résultat de la détection du front (en rouge). Configuration : petit volume mort, plastique et allumeur 1 ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

## D.2 Étude paramétrique

Dans cette section, nous allons présenter la méthodologie suivie pour étudier l'influence du design du prototype et de la procédure sur la propagation de la flamme. Un certain nombre de paramètres a été retenu : l'énergie d'allumage, le temps de repos du gaz entre le remplissage et l'allumage, les matériaux utilisés pour le hublot et la position relative des électrodes par rapport au côté fermé. Pour réduire le nombre d'essais nécessaire afin de tester toutes les combinaisons, un plan d'expérience factoriel à deux facteurs [225] a été mis en place. Chaque condition étant répliquée au moins deux fois, il en résulte un nombre total de 41 essais avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2$ -Air. Après avoir identifié les paramètres influençant la propagation de flammes, 20 essais complémentaires avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2$ - $\text{O}_2$  ont été réalisés. L'accélération de flammes est un phénomène stochastique. Deux essais pour chaque condition ne suffisent pas pour tirer des conclusions vis-à-vis de la déviation standard de la position. À la place, nous utilisons les déviations extrêmes par rapport aux moyennes qui sont définies dans cette annexe.

### D.2.1 Paramètres étudiés

**Énergie d'allumage (type d'allumeur et nombre de décharges) :** Deux types d'allumeurs ont été utilisés pour initier la combustion : (i) un briquet électrique (Pearl NX9440-944) connecté à deux électrodes qui sera appelé Allumeur 1, et (ii) un générateur

de décharge (Information Unlimited Ignitor10 HV Pulse Trigger) connecté aux mêmes électrodes, appelé Allumeur 2. La table D.1 présente leurs spécifications techniques. Ces deux allumeurs ont des fréquences d'opération différentes. Celles-ci déterminent le nombre de décharges et les différentes quantités d'énergie par décharge. La quantité d'énergie par décharge est mesurée avec une sonde de courant (Lecroy CP031) et une sonde de tension (B&K Precision PR55), enveloppées autour du fil alimentant les électrodes. Les incertitudes mesurées sont obtenues à partir des variations de mesure entre chaque test. Cette méthode permet de mesurer les énergies électriques servant à générer les décharges, et non pas la quantité d'énergie déposée dans le fluide. À titre de comparaison, on peut estimer que pour un écart de 1 mm mesuré dans l'air ambiant  $\sim 17\%$  de cette énergie électrique est transférée au fluide [226].

TABLE D.1 – Spécifications techniques des allumeurs utilisés.

	Allumeur 1	Allumeur 2
Fréquence (kHz)	16	0.5
$E_{\min}$	44 décharges $\approx 0.28 \pm 0.02$ mJ	1 décharges $\approx 0.12 \pm 0.01$ mJ
$E_{\max}$	287 décharges $\approx 1.45 \pm 0.08$ mJ	5 décharges $\approx 0.15 \pm 0.01$ mJ

La Fig. D.5 donne une représentation plus visuelle de l'évolution de l'énergie électrique pour chaque allumeur dans un mélange stœchiométrique d'H<sub>2</sub>-Air. Les lignes continues et pointillées avec des symboles indiquent les deux modes de chaque allumeur dénotés par  $E_{\max}$  et  $E_{\min}$  pour leur énergie maximale et minimale. Les lignes verticales en traits discontinus représentent le temps d'arrivée minimal et maximal de la flamme pour l'ensemble des essais avec ce même mélange. L'énergie électrique d'un arc dépend de la distance entre les électrodes et le milieu dans lequel l'ionisation s'effectue. Pour ces tests, la distance est la même que lors de l'expérience (1 mm). Ainsi, nous avons pu mesurer ces mêmes énergies dans de l'air et dans un mélange stœchiométrique d'H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>. L'évolution des arcs est similaire, mais leur amplitude varie, respectivement, de  $\sim +15\%$  et  $\sim -45\%$ . On peut aussi remarquer sur cette figure que le nombre de décharges est visible pour l'allumeur 2 mais pas pour l'allumeur 1, du fait de leurs différentes fréquences. La première décharge est toujours la plus énergétique pour les deux allumeurs. Elle dépasse l'énergie d'allumage minimum pour un mélange stœchiométrique d'H<sub>2</sub>-Air avec le même espacement entre les électrodes (c.-à-d. 0.03 mJ [227]).

**Temps de repos entre remplissage et allumage :** Le bouchon articulé par le servomoteur qui permet de fermer le canal est maintenu en place pendant 15 s ou 60 s après le processus de remplissage afin d'évaluer l'influence des instationnarités induites

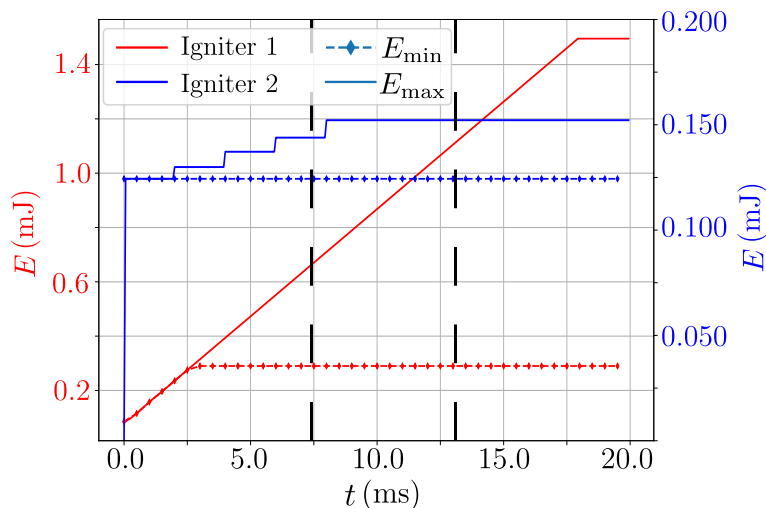


FIGURE D.5 – Évolution temporelle de l'énergie d'allumage,  $E$ , pour les deux allumeurs mesurés dans un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2$ -Air. Lignes continues : niveau d'énergie maximum,  $E_{\max}$  ; lignes pointillées avec des symboles : niveau d'énergie minimum,  $E_{\min}$  ; lignes discontinues verticales : temps minimum/maximum de l'arrivée de la flamme à la sortie ouverte pour l'ensemble de l'échantillon.

par l'admission du gaz sur l'accélération de la flamme. Une fois le temps écoulé, le bouchon est retiré au niveau de la sortie et une seconde plus tard le mélange est allumé.

**Matériaux du hublot :** Comme présenté dans la section précédente, deux matériaux ont été utilisés afin de servir de fenêtre de visualisation pour l'observation directe. Une plaque de polycarbonate (ou plastique) de 10 mm d'épaisseur, et du verre de 8 mm d'épaisseur (*glass* sur les figures). Ce dernier est maintenu sur un support en aluminium (AU4G) via un épaulement sur lequel on dépose un joint plat. Cela permet aussi d'assurer l'étanchéité de la chambre et d'éviter un contact entre le verre et l'aluminium. Tout le pourtour de la fenêtre en verre est comblé avec du silicone pour les mêmes raisons. La fenêtre de polycarbonate est tout simplement usinée pour être vissée directement sur la structure en aluminium.

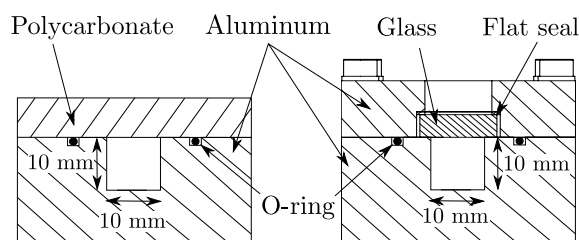


FIGURE D.6 – Vue en coupe du canal présentant la version polycarbonate (gauche) et verre (droite).

La Fig. D.6 montre une vue en coupe des deux configurations. Bien que ces deux

matériaux aient une rugosité similaire (c.-à-d. une moyenne arithmétique de rugosité de l'ordre de  $0.03 \mu\text{m}$  [228]), ils ne partagent pas les mêmes propriétés chimiques. Le plastique est un hydrocarbure prompt à la combustion et peut avoir un impact sur le signal lumineux obtenu par chimiluminescence à cause d'une éventuelle pyrolyse du matériau. Cette question ne pouvait pas être résolue avec la flamme de diffusion car le temps de résidence d'une flamme de prémélange est bien plus court.

**Position relative des électrodes (ou volume mort) :** Pour des raisons de fabrication, un décalage de 14 mm existe entre le côté fermé (admission) du canal et les électrodes (voir Fig. D.7). Pour voir l'influence de ce volume mort, un insert en plastique de  $11 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  a été placé derrière les électrodes. Dans ce chapitre, un grand volume mort (LIO) fait référence aux cas sans insert ( $\sim 1.6 \text{ cm}^3$ ), alors qu'un petit volume mort (SIO) fait référence aux cas avec insert ( $\sim 0.4 \text{ cm}^3$ ).

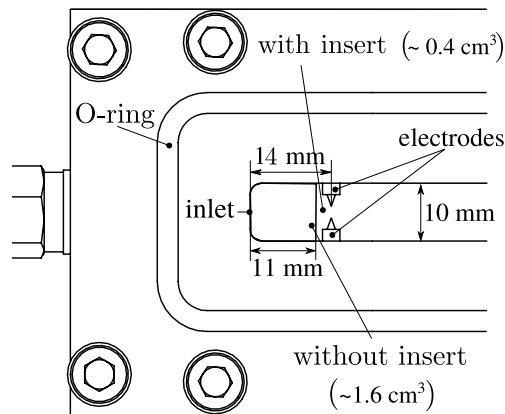


FIGURE D.7 – Côté fermé du canal montrant le détail des électrodes et le volume mort.

## D.3 Résultats

Cette section présente, dans un premier temps, les différents diagrammes  $x - t$  obtenus lors de cette campagne, et ce, après avoir identifié les paramètres influençant la propagation de la flamme. Les figures allant de D.8 à D.11 sont une compilation de l'évolution des fronts de flammes en fonction du temps, c.-à-d. des diagrammes  $x - t$ . Les bandes colorées représentent la dispersion des données issues des différents tests réalisés, les lignes en traits pointillés colorés représentent les positions moyennes  $\bar{x}$  pour un échantillon donné, associé à un paramètre. Ces mêmes lignes noires représentent la position moyenne de l'ensemble de l'échantillon des données présentées sur chaque graphique. Comme évoqué précédemment, ces échantillons ne sont pas assez importants pour effectuer des analyses statistiques de la variance ou de l'écart type. À la place, pour obtenir une quantification

pertinente des écarts observés, nous utilisons les valeurs extrêmes, ou déviation maximum absolue, définie par  $d = |x - \bar{x}|_{\max}$ . Pour chaque jeu de données associé à une condition paramétrique, on calcule la différence entre les valeurs extrêmes (inférieures ou supérieures) et la moyenne de l'échantillon pour ne prendre que le maximum. Ces valeurs sont tracées à côté de chaque diagramme  $x - t$ . Les lignes colorées sont intrinsèques à un paramètre, c.-à-d.  $d_{\text{par}_1} = |x_{\text{par}_1} - \bar{x}_{\text{par}_1}|_{\max}$  ou  $d_{\text{par}_2} = |x_{\text{par}_2} - \bar{x}_{\text{par}_2}|_{\max}$ , alors que les lignes noires sont globales, calculées avec l'ensemble de l'échantillon présenté sur le graphique, c.-à-d.  $d_g = |x_{\text{par}_{(1+2)}} - \bar{x}_{\text{par}_{(1+2)}}|_{\max}$ . Avoir une déviation intrinsèque du même ordre ou plus grande que celle de l'échantillon global, c.-à-d.  $d_{\text{par}_1} \geq d_g$  ou  $d_{\text{par}_2} \geq d_g$ , montre que le paramètre considéré n'influence pas significativement la propagation de la flamme. A l'opposé, en comparant l'amplitude des différences  $|d_g - d_{\text{par}_1}|_{\max}$  et  $|d_g - d_{\text{par}_2}|_{\max}$ , nous pouvons avoir une estimation de l'importance d'un paramètre sur la réponse du système. Cette dernière quantifie la dispersion de chaque jeu de données et permet d'identifier les potentielles interactions entre plusieurs paramètres, et ce, si l'effet d'un paramètre est présent dans une configuration mais absent dans une autre. La modélisation de la surface de réponse permettra de compléter l'analyse et de statuer sur ces potentielles interactions.

### D.3.1 Influence du moyen d'allumage

Des études ont déjà été réalisées pour examiner de quelle manière des décharges électriques successives peuvent promouvoir la TDD via l'amplification résonante d'ondes de choc [229, 230]. Notre but ici est de comprendre si les types d'allumeurs et l'énergie qu'ils libèrent influencent la propagation de la flamme. Pour déterminer si ces arcs électriques sont suffisamment puissants pour perturber l'écoulement après l'allumage, nous faisons varier le nombre d'arcs électriques. La Fig. D.8-en haut montre les résultats pour l'allumeur 1 avec un petit volume mort et du plastique comme fenêtre optique. Bien que le dépôt d'énergie continue après que la flamme ait atteint la sortie du canal (voir fig. D.5),  $\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$  est plus important avec cet allumeur 1, le rendant plus pertinent pour comparer l'influence du niveau d'énergie d'allumage. Globalement, l'évolution du front est similaire pour les deux niveaux d'énergie lorsque  $t \leq 7.5$  ms, mais la dispersion augmente après. On observe également une bifurcation entre les deux jeux de données  $E_{\max}$  et  $E_{\min}$ . En termes de déviation intrinsèque,  $d_{E_{\min}}$  et  $d_{E_{\max}}$  sont inférieurs à 10 mm pour  $t \leq 7$  ms. Pour  $7.5 \text{ ms} \leq t \leq 10 \text{ ms}$ ,  $d_{E_{\min}}$  augmente jusqu'à 15 mm pour finalement atteindre 30 mm près de la sortie du canal. La valeur de  $d_g$  est plus importante que  $d_{E_{\min}}$  et  $d_{E_{\max}}$  sur presque tout cet intervalle, indiquant un effet potentiel de l'énergie d'allumage sur l'accélération de la flamme. Les différences entre la déviation globale et la déviation intrinsèque pour  $E_{\max}$  et  $E_{\min}$  sont, respectivement,  $|d_g - d_{E_{\max}}|_{\max} \simeq 15 \text{ mm}$  et  $|d_g - d_{E_{\min}}|_{\max} \simeq 10 \text{ mm}$ . Les

mêmes essais réalisés avec du verre ne montrent pas cette bifurcation. De plus, comme la valeur de  $d_g$  reste toujours proche de la déviation intrinsèque des paramètres, cela suggère soit une interaction potentielle entre paramètres (c.-à-d. entre l'énergie d'allumage et le matériau) soit une influence négligeable de l'énergie d'allumage dans cette gamme-ci. Les allumeurs 1 et 2 ont été comparés en compilant les deux niveaux d'énergie utilisés sur la Fig. D.8-en bas. Pour  $t \leq 5$  ms,  $d_{I_{gn_1}}$  et  $d_{I_{gn_2}}$  sont tous deux inférieurs à 15 mm. Pour  $5 \text{ ms} < t < 9 \text{ ms}$ ,  $d_{I_{gn_1}}$  et  $d_{I_{gn_2}}$  augmentent au même taux. A  $t > 9$  ms,  $d_{I_{gn_2}}$  atteint 40 mm, une déviation plus importante qu'avec l'allumeur 1. On remarque que la dispersion des positions du front est plus importante proche de la sortie, mais elle reste du même ordre que  $d_g$ . Un effet potentiel de l'allumeur peut être observé à  $6 \text{ ms} < t < 9 \text{ ms}$ , quand  $d_g$  est environ deux fois plus important que  $d_{I_{gn_1}}$  et  $d_{I_{gn_2}}$ . Les différences entre la déviation globale et la déviation intrinsèque pour les allumeurs 1 et 2 est de  $|d_g - d_{I_{gn_1}}|_{\max} \simeq 20$  mm et  $|d_g - d_{I_{gn_2}}|_{\max} \simeq 18$  mm.

Alors que dans les deux cas  $d_g$  est plus grand que les déviations intrinsèques correspondantes, leurs différences sont plus importantes pendant une période plus longue, en comparaison à l'effet de l'énergie d'allumage. Cela montre que le type d'allumeur (c.-à-d. la fréquence des arcs) a plus d'importance sur la propagation de la flamme que la quantité d'énergie électrique utilisée pour l'allumage.

### D.3.2 Influence des matériaux du hublot

Sur la Fig. D.9 nous comparons l'influence des matériaux optiques sur la position du front pour une configuration : petit volume mort (en haut) et grand volume mort (en bas). Avec un petit volume mort, les déviations sont faibles jusqu'à  $t \sim 5$  ms pour les deux matériaux. À partir de là,  $d_{\text{plastic}}$  augmente jusqu'à 20 mm alors que  $d_{\text{glass}}$  reste inférieur à 30 mm. La déviation globale,  $d_g$ , suit l'évolution de ce celle du plastique, montrant que les matériaux ne sont pas responsables de la dispersion observée. Les essais réalisés avec le grand volume mort confirment cette tendance.

Dans cette configuration,  $d_{\text{plastic}} < 10$  mm pendant toute la propagation de la flamme ;  $d_{\text{glass}} < 10$  mm pour  $t \leq 5$  ms puis augmente jusqu'à 25 mm. Comme les deux matériaux ont une rugosité similaire [228] ce résultat était prévisible. Pour rappel, le but principal de cette comparaison était d'évaluer l'influence des matériaux sur le signal chimiluminescent de la flamme. Or, la même intensité lumineuse a été observée, ce qui suggère que le plastique n'a pas le temps de brûler pendant la propagation de la flamme. Par contre, après une série d'essais, il y a des marques visibles sur le polycarbonate, indiquant clairement que celui-ci a été impacté par les gaz brûlés. Ces impacts ne semblent cependant pas influencer

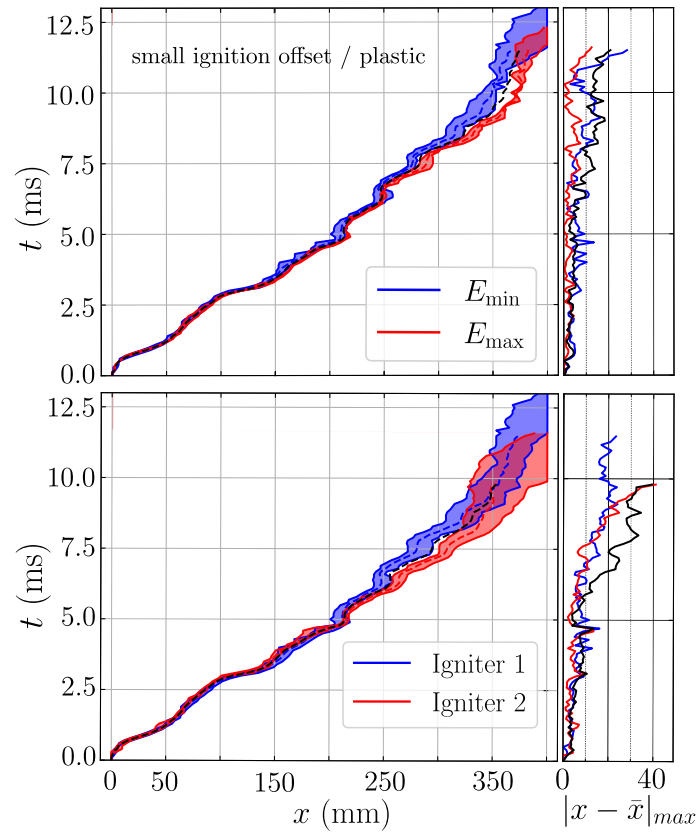


FIGURE D.8 – Influence de l'énergie totale d'allumage (en haut) et de l'allumeur (en bas) sur la position moyenne de la flamme,  $\bar{x}$  (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne,  $|x - \bar{x}|_{\max}$ . En haut : allumeur 1 (taille de l'échantillon 5 tests), en bas : les deux allumeurs, avec les deux niveaux d'énergie (taille de l'échantillon 15 tests). Configuration : petit volume mort et plastique pour les deux figures ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

la propagation de la flamme. Par ailleurs, on remarque que dans les configurations avec un petit volume mort, la flamme atteint la fin du canal plus rapidement avec un hublot en verre qu'avec la plaque de plastique. Ainsi, il en résulte une bifurcation des positions des flammes, phénomène qui n'est pas observé avec un grand volume mort. Étant donné que l'on observe cet effet dans une configuration et non dans l'autre, il y a aussi une interaction potentielle entre deux paramètres, le volume mort et le matériau. La raison de ce phénomène n'est pas très claire. Toutefois, celui-ci est probablement dû à la manière de maintenir les hublots, et donc aux différentes rigidités induisant des impédances acoustiques hétérogènes dans une zone prône aux effets acoustiques. En résumé, le plastique ou le verre n'ont pas montré de différences notoires avant d'arriver près de la fin du canal.

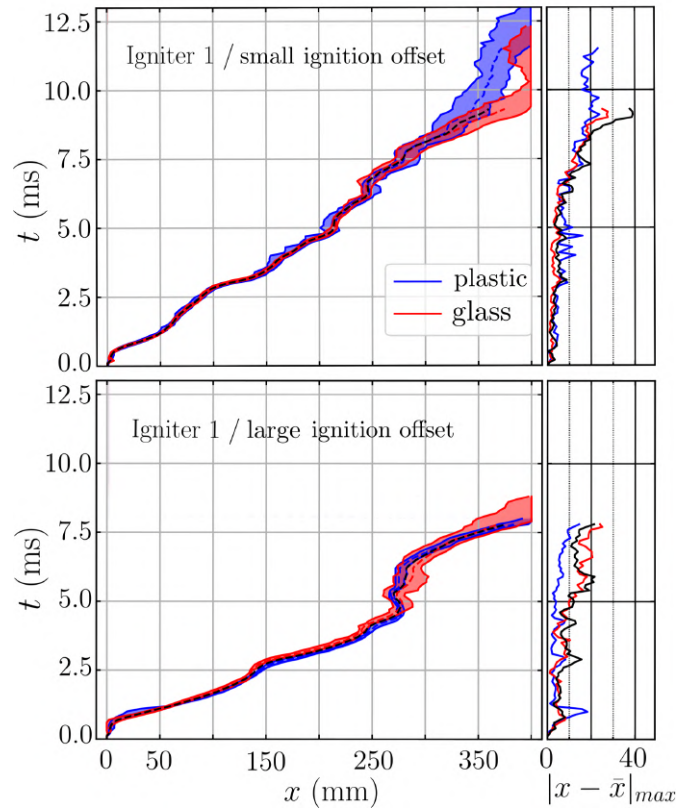


FIGURE D.9 – Influence des matériaux du hublot sur la position de la flamme moyenne,  $\bar{x}$  (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne,  $|x - \bar{x}|_{\max}$ . En haut : petit volume mort (taille de l'échantillon 12 tests), en bas : grand volume mort (taille de l'échantillon 10 tests). Configuration : allumeur 1 pour les deux figures ; conditions : stoechiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

### D.3.3 Influence du temps de repos avant allumage

La Fig. D.10 présente les positions de front de flamme obtenues avec différents temps de repos avant allumage,  $t_{\min} = 15$  s et  $t_{\max} = 60$  s pour le verre (en haut) et le plastique (en bas).

Avec le verre,  $d_{t_{\min}}$  et  $d_{t_{\max}} < 5$  mm, puis augmentent à  $\sim 30$  mm pour  $t \geq 5$  ms. De plus, toutes les déviations ( $d_{t_{\min}}$ ,  $d_{t_{\max}}$  et  $d_g$ ) suivent la même évolution avec une différence de moins de 5 mm. Avec le plastique, les deux déviations intrinsèques sont similaires ( $\sim 10$  mm) pour  $t \leq 5$  ms, et augmentent graduellement jusqu'à  $\sim 20$  mm. Pour  $5$  ms  $< t < 11$  ms, la différence maximum  $|d_g - d_{t_{\max}}|_{\max}$  atteint 15 mm. Enfin, les flammes suivent des chemins différents avant de se rejoindre vers la fin du canal. Bien que  $d_g$  soit plus grand que  $d_{t_{\min}}$  et  $d_{t_{\max}}$  durant cet intervalle, la différence est faible comparée à la dispersion habituelle des résultats. En outre, les trois déviations ( $d_{t_{\min}}$ ,  $d_{t_{\max}}$  et  $d_g$ ) sont égales près de la sortie ( $\sim 20$  mm). Enfin,  $d_g$  est plus grand pour  $t < 11$  ms, ce qui peut impliquer une interaction entre plusieurs paramètres, le temps de repos et les

matériaux, étant donné que cette observation n'est présente que dans ce cas. Toutefois, comme  $|d_g - d_{t_{\max}}|_{\max} \leq 5$  mm avec le verre, cela suggère que le temps de repos n'est pas responsable de cette dispersion.

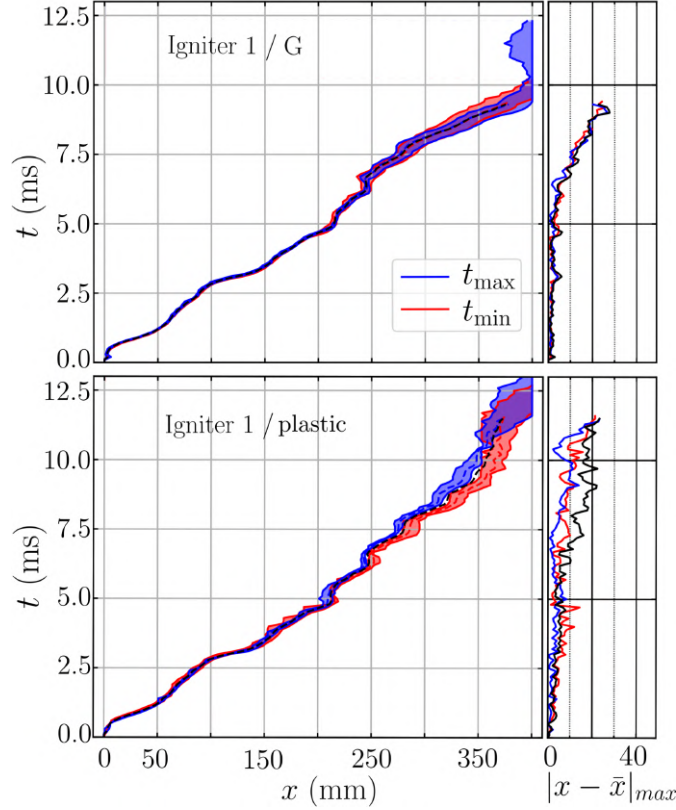


FIGURE D.10 – Influence du temps de repos avant allumage sur la position de la flamme moyenne,  $\bar{x}$  (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne,  $|x - \bar{x}|_{\max}$ . En haut : verre (taille de l'échantillon 6 tests), en bas : plastique (taille de l'échantillon 6 tests). Configuration : petit volume mort et allumeur 1 pour les deux figures ; conditions : stœchiométrique  $H_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K ; Temps de repos :  $t_{\max} = 60$  s,  $t_{\min} = 15$  s.

### D.3.4 Influence du volume mort

Les positions des fronts comparant l'influence du volume mort derrière les électrodes sont présentées sur la Fig. D.11. Les résultats obtenus avec le plastique et le verre comme matériaux optiques sont montrés, respectivement, en haut et en bas de la figure.

Il y a clairement une bifurcation des données à  $(t, x) = (1$  ms, 50 mm). La déviation intrinsèque pour le grand ( $d_{LIO}$ ) et le petit volume mort ( $d_{SIO}$ ), ne dépasse pas 30 mm pour tous les tests réalisés avec le verre. Par ailleurs, une plus grande déviation qu'avec le plastique et un petit volume mort est observée pour ces deux variables. Enfin, il faut noter que  $d_{SIO}$  et  $d_{LIO}$  pour  $t > 1$  ms sont toujours inférieurs à la déviation globale,  $d_g$ .

Ce résultat démontre une dépendance forte de la propagation de la flamme à la position relative des électrodes.

Les différences entre la déviation globale et les déviations intrinsèques pour le petit et grand volume mort sont  $|d_g - d_{SIO}|_{\max} \sim 55$  mm et  $|d_g - d_{LIO}|_{\max} \sim 50$  mm. Ces différences sont bien plus grandes que ce qui a été obtenu avec les niveaux d'énergie.

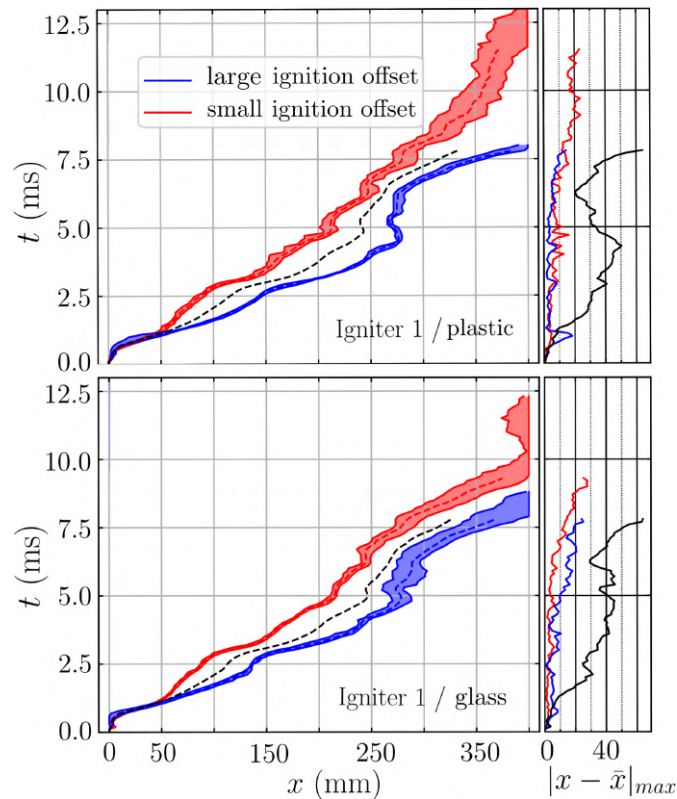


FIGURE D.11 – Influence de la taille du volume mort sur la position de la flamme moyenne,  $\bar{x}$  (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne,  $|x - \bar{x}|_{\max}$ . En haut : plastique (taille de l'échantillon 10 tests), en bas : verre (taille de l'échantillon 12 tests). Configuration : allumeur 1 pour les deux figures ; conditions : stoechiométrique  $H_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

### D.3.5 Modélisation de la réponse du système

Avant de lancer la campagne expérimentale, il ne reste plus qu'à établir un plan d'expérience. Nous faisons varier chaque paramètre entre deux états, le but étant de reconstituer la surface de réponse du plan d'expérience. La réponse du système, dans notre cas, est la position de la flamme. Il suffit donc, pour chaque pas de temps, de construire cette surface à partir des réponses de toutes les combinaisons de paramètres (ou points d'expérience). Ce type de plan d'expérience est appelé plan factoriel complet à deux niveaux [225, 231]. Il permet de modéliser la surface de réponse entre  $n$  paramètres

variant entre deux états de la sorte :

$$\underset{(2^n,1)}{\mathbf{y}} = \underset{(2^n,2^n)(2^n,1)}{\mathbf{X}} \mathbf{a} \quad (\text{D.1})$$

Ce qui définit un système de  $2^n \times 2^n$  équations linéaires. Ici,  $y$  est le vecteur des réponses formant la surface de réponse.  $X$  est une matrice d'Hadamard<sup>1</sup> qui définit les conditions de chaque paramètre en fonction du plan d'expérience adopté.  $a$  est un vecteur de coefficients. Plus spécifiquement, il représente l'amplitude des coefficients de  $a$  permettant d'évaluer l'importance d'un paramètre particulier. Par exemple,  $a_1$  correspond au paramètre 1,  $a_{12}$  à l'interaction entre les paramètres 1 et 2 sur la réponse du système. Si l'on prend en compte  $n = 4$  paramètres, il y a 16 coefficients à déterminer. Cela implique de tester 16 conditions,  $X$ , pour obtenir le même nombre de réponses. Au lieu d'effectuer autant de tests, il est possible de réduire ce plan d'expérience moyennant quelques simplifications. Il faut négliger les interactions entre trois paramètres ou plus et utiliser des alias  $l$  (ou contrastes) dans lesquels plusieurs coefficients sont confondus, de telle sorte que le modèle, appelé plan factoriel fractionnaire à deux niveaux, est ainsi réduit :

$$\underset{(8,1)}{\mathbf{y}} = \underset{(8,8)(8,1)}{\mathbf{X}_s} \mathbf{l} \quad (\text{D.2})$$

où les éléments de  $l$  sont déterminés en combinant les éléments de  $a$  de cette manière :

$$l_0 \approx a_0; \quad l_1 \approx a_1 + a_{24}; \quad l_2 \approx a_2 + a_{14}; \quad l_3 \approx a_3; \quad l_4 \approx a_4 + a_{12};$$

$$l_{23} \approx a_{23}; \quad l_{13} \approx a_{13}; \quad l_{34} \approx a_{34}$$

Les indices 1, 2, 3 et 4 correspondent au temps de repos, au volume mort, au matériau et à l'énergie d'allumage. Les autres indices dénotent les interactions entre ces paramètres. À partir de l'équation D.2 seulement 8 tests ont besoin d'être réalisés pour déterminer le vecteur des alias  $l$ . Les conditions dans lesquelles les tests ont été réalisés sont récapitulées dans la table D.2. Cette table est constituée grâce à la matrice d'Hadamard  $\mathbf{X}_s$  en assignant arbitrairement aux valeurs +1 ou des -1 les états extrêmes de chaque paramètre (c.-à-d., -1 pour le petit volume mort, verre,  $E_{\min}$  et  $t_{\min}$ , ainsi que +1 pour la grand volume

1. Une matrice carrée contenant soit des +1 soit des -1 et toutes les lignes sont orthogonales entre elles

mort, le plastique,  $E_{\max}$  et  $t_{\max}$ ). Les dernières colonnes qui complètent cette table (5, 6, 7 et 8) sont les interactions entre : le volume mort et le matériau ; le temps de repos et le matériau ; l'énergie d'allumage et le matériau ; le temps de repos, le volume mort et l'énergie d'allumage. Comme chaque condition est répétée au moins deux fois, on prend la position moyenne  $\bar{x}$  comme réponse  $\mathbf{y}$  afin de résoudre le système pour  $\mathbf{l}$  et tracer leur évolution temporelle.

TABLE D.2 – Plan d'expérience déterminé suivant [232] pour calculer le vecteur des alias  $\mathbf{l}$  ; tous ces tests ont été réalisés avec l'allumeur 1 comme source d'allumage.

Numéro du test	Temps de repos	Volume mort	Matériau	Énergie d'allumage
1	min	petit	verre	max
2	max	petit	verre	min
3	min	grand	verre	min
4	max	grand	verre	max
5	min	petit	plastique	max
6	max	petit	plastique	min
7	min	grand	plastique	min
8	max	grand	plastique	max

Une remarque importante doit être prise en compte. Le plan d'expérience original comprenait en tout 6 paramètres : les quatre premiers déjà énoncés, le type d'allumeur (1 et 2) et le mélange réactif ( $\text{H}_2\text{-O}_2$  et  $\text{H}_2\text{-air}$  stœchiométrique). Pour  $n = 6$  il aurait fallu 64 tests différents pour résoudre le système complet, et 128 si l'on répète chaque condition au moins deux fois, d'où la nécessité de construire un plan factoriel fractionnaire à deux niveaux. Si ces deux derniers paramètres ont effectivement été testés, ils n'ont pas pu faire partie de ce plan d'expérience pour des raisons techniques que nous aborderons. La modélisation de la surface de réponse n'a été utilisée que pour les expériences utilisant l'allumeur 1 et un mélange d' $\text{H}_2\text{-air}$  stœchiométrique dans les conditions présentées dans la table D.2.

### D.3.6 Comparaison des coefficients du modèle

À partir des résultats présentés plus haut, il semble y avoir des interactions entre paramètres. En l'occurrence, une interaction apparaîtrait entre l'énergie d'allumage et les matériaux, ainsi qu'entre le volume mort et les matériaux. Le modèle présenté à la section D.3.5 va nous permettre de mettre en évidence l'influence de chaque paramètre et leurs interactions. La Fig. D.12 présente les alias calculés à partir du modèle présenté.

Le résultat pour  $l_2$  montre la combinaison de l'influence du volume mort et de l'interac-

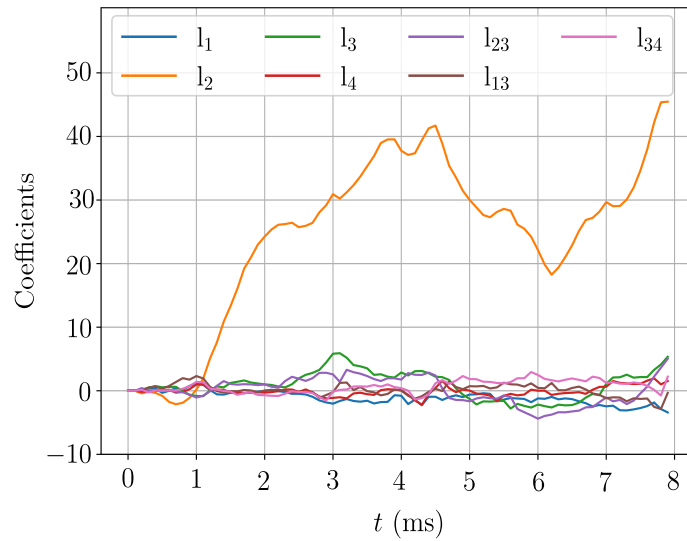


FIGURE D.12 – Évolution temporelle des alias,  $l_i$ , pour un  $2^{(n-1)}$  plan d'expérience fractionnel. Indice 1 : temps de repos, 2 : volume mort, 3 : matériau, 4 : énergie, 23, 13, 34 : renvoient aux interactions entre les paramètres. Configuration : Allumeur 1 ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

tion entre le temps de repos et l'énergie d'allumage sur la position de la flamme enregistrée. Sa valeur est bien supérieure aux autres alias tracés.  $l_1$  montre l'influence combinée du temps de repos et de l'interaction entre le volume mort et l'énergie d'allumage, alors que  $l_4$  présente la combinaison de l'énergie d'allumage ainsi que l'interaction entre le temps de repos et le volume mort. Ces deux coefficients restent inférieurs à 3. Ce résultat suggère que le temps de repos et l'énergie d'allumage peuvent être négligés, et que seul le volume mort a une importance significative sur l'évolution de la flamme. Le matériau optique est en deuxième position (c.-à-d.  $l_{3,\max} \approx 5.8$ ). L'interaction entre les matériaux et le volume mort est en troisième position avec une valeur de  $l_{23,\min} \approx -5.2$ . Enfin, les interactions entre le temps de repos et le volume mort, ainsi qu'entre les matériaux optiques et l'énergie d'allumage ne sont pas significatives avec  $l_{13} \approx 3$  et  $l_{34} \approx 3.2$ .

Ces conclusions sont valides jusqu'à 8 ms, temps qui correspond au temps d'arrivée minimum de la flamme dans l'ensemble de l'échantillon. Cet intervalle de temps ne permet donc pas d'inclure les dispersions observées proche de la sortie. Une approche alternative aurait été de comparer les temps de passage. En d'autres termes, pour une position donnée, nous aurions pu comparer le temps nécessaire pour que la flamme atteigne cette position, au lieu de comparer les positions pour un temps donné. L'inconvénient de cette approche est de devoir interpoler les positions des flammes. Comme la même vitesse d'acquisition est utilisée pour tous les essais, il n'était pas nécessaire de le faire pour les temps. Bien que la seconde approche soit réalisable, il a été décidé de ne pas interpoler les positions pour assurer une meilleure précision des déviations et alias calculés ici.

## D.4 Discussion

Étant donné que le seul paramètre à avoir une importance majeure sur la propagation de la flamme est le volume mort, cette discussion cherche à en comprendre les raisons ; et ce, notamment lors des premières phases d'accélération. Le but de la chambre finale est d'étudier la transition vers la détonation, nous avons donc cherché à comprendre comment ce paramètre peut influencer cette transition avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  plus réactif. Enfin, pour comprendre la dispersion des positions observées près de la sortie du canal, une visualisation par strioscopie a été réalisée à la sortie de la chambre (seule zone possible pour ce diagnostic).

### D.4.1 Cas avec $\text{H}_2\text{-O}_2$ stœchiométrique

Lorsque l'on réduit la dilution d'azote, la sensibilité à la détonation devient plus importante, 20 expériences complémentaires ont donc été réalisées pour déterminer si le comportement observé s'applique aussi avec un mélange stœchiométrique d' $\text{H}_2\text{-O}_2$  en variant la dimension du volume mort.

La figure D.13 montre le diagramme  $x - t$  obtenu avec ce mélange. La TDD n'a pas été observée de manière systématique, car, dans la majeure partie des cas (18 sur 20), elle se déroule en dehors de la section de visualisation (i.e.  $x \geq 400$  mm).

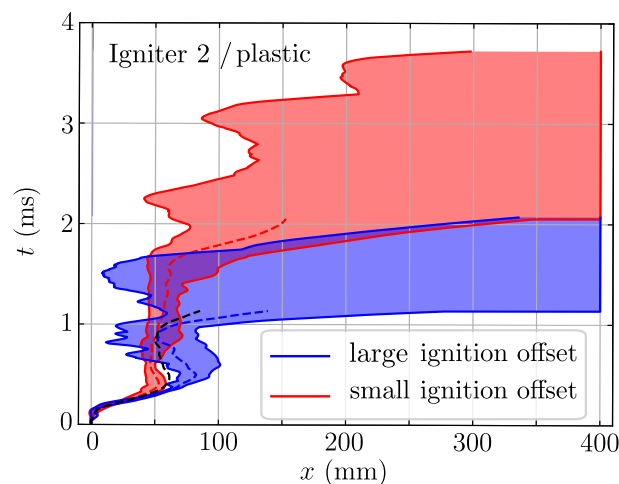


FIGURE D.13 – Influence de la taille du volume mort sur la position de la flamme moyenne,  $\bar{x}$  (ligne en pointillé). Déviation maximum absolue par rapport à la position moyenne,  $|x - \bar{x}|_{\max}$ . En bleu : grand volume mort (taille de l'échantillon 7 tests), en rouge : petit volume mort (taille de l'échantillon 13 tests). Configuration : allumeur 2 et plastique ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2\text{-O}_2$  à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

Pour les deux cas restants, le premier avec un petit volume mort et le second avec

un grand volume mort, la distance avant TDD est, respectivement, de  $x = 365$  mm et  $x = 377$  mm. Ces résultats montrent que le volume mort n'a pas d'influence significative sur cette distance, en comparaison au temps avant la TDD qui est de  $t = 2.43$  ms pour le petit volume mort, et de  $t = 1.23$  ms pour le grand volume mort. Il faut noter que le mouvement de recul observé peut en principe venir de la réflexion des ondes de choc comme un éventail de détentes depuis la sortie, ainsi que de leur interaction avec le front réactif comme cela a été observé par Kuznetsov et al [168]. Cependant, rien ne permet de le confirmer. Le temps d'exposition (159 ns) utilisé lors de ces acquisitions permet de capturer la détonation avec précision, mais ne permet pas de capter assez de lumière lors des phases d'accélération de la flamme, ce qui augmente l'imprécision de détection du front lors de ces phases. Cela représente une des limitations majeures de l'observation directe pour étudier la TDD avec des mélanges d'hydrogène contrairement aux mélanges d'hydrocarbures [198]. La phase d'accélération brutale de la flamme est tout de même correctement détectée, mais ne correspond pas à la TDD car les vitesses mesurées sont de l'ordre de  $u_f = 800 - 1800$  m/s. Il n'y a que pour les deux cas confirmés de TDD mentionnés plus haut que la vitesse atteint 2800 m/s dans la zone de visualisation. Une accélération abrupte menant à une vitesse de propagation semi-stationnaire a déjà été identifiée comme ayant une structure complexe incluant un choc plan suivi par une flamme en forme de cône [111, 165, 189]. Malheureusement, il n'est pas possible de confirmer si c'est le cas ici sans diagnostic par strioscopie à l'intérieur du canal. La pollution issue du sodium contenu dans l'air, évoquée dans la section D.1.1, ne semble pas contribuer à l'émission de la flamme car la même intensité lumineuse est observée sur les images brutes capturées avec un mélange  $H_2-O_2$  (non présenté ici).

Enfin, la raison pour laquelle le plan d'expérience ne prend pas en compte la dilution d'azote et le type d'allumeur comme paramètres, est qu'après une dizaine d'essais avec un mélange  $H_2-O_2$ , la plaque de verre s'est fissurée sous l'action de la pression exercée par la détonation. Par la suite, il a été décidé de n'utiliser que le polycarbonate comme matériau optique pour les essais impliquant une transition vers la détonation.

## D.4.2 Premières phases d'accélération

La position de la flamme est très similaire pour un petit ou grand volume mort durant les premiers 50 mm de la propagation (voir Fig.D.11). Après cette phase, une nette bifurcation est observée pour les cas avec un grand volume mort, et ce, associée à une augmentation de l'accélération de la flamme. Il est donc nécessaire d'étudier en détail les mécanismes qui entrent en jeu lors des premières phases d'accélération de la flamme pour

expliquer cet effet. Nous allons utiliser le modèle théorique développé par Akkerman et al. dans [83]. La Fig.D.14 présente une comparaison de la topologie de la flamme obtenue avec un petit et un grand volume mort en montrant les contours de l'intensité lumineuse.

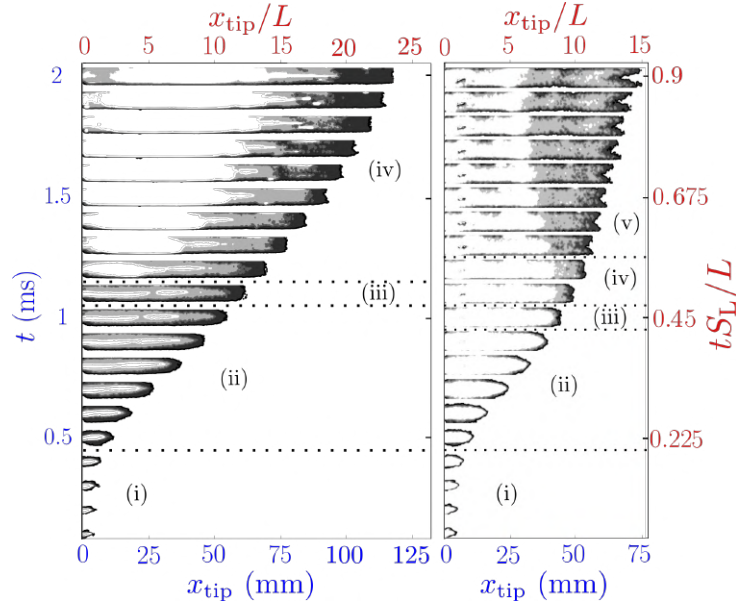


FIGURE D.14 – Diagramme  $x - t$  des premières phases de propagation de la flamme. Couleurs inversées montrant la topologie de la flamme. À gauche : grand volume mort, à droite : petit volume mort. Configuration : allumeur 2 et plastique ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K. Électrodes à  $x = 0$ , résolution temporelle  $\Delta t : 0,1$  ms.

En tout, cinq étapes différentes peuvent être identifiées : (i) un noyau de flamme hémisphérique qui évolue en une flamme ayant la forme d'ogive, ou d'un doigt (*finger flame* dans la littérature) vers  $t = 0.4$  ms ; (ii) l'interaction entre les contours de la flamme et les parois entraîne une décélération du front ( $t = 0.8$  ms) ; (iii) ce phénomène provoque l'aplatissement de la surface de la flamme ( $t = 1$  ms) ; (iv) la flamme commence à s'inverser ( $t = 1.1$  ms), et (v) prend la forme d'une tulipe. Ces observations ont déjà été signalées [81, 83, 85, 197, 198], et un modèle théorique capable de reproduire avec précision les premières phases de propagation de la flamme a été développé [81, 83].

La normalisation de l'évolution du front de flamme pour une géométrie plane est donnée par [83] :

$$\frac{x_{\text{tip}}}{L} = \frac{2\Theta_1[\exp(\Sigma_2\tau) - 1]}{(\Sigma_2 - \Sigma_1)\exp(\Sigma_2\tau) + (\Sigma_2 + \Sigma_1)} \quad (\text{D.3})$$

où,

$$\Theta_1 = \sigma - \text{Ma}(\gamma - 1)(\sigma - 1)^2; \quad \tau = \frac{tS_L}{L} \quad (\text{D.4})$$

$$\Sigma_1 = (\sigma - 1)[1 - \text{Ma}(\sigma + 2(\gamma - 1)(\sigma - 1))] \quad (\text{D.5})$$

$$\Sigma_2 \equiv \sqrt{\Sigma_1^2 + 4\text{Ma}\gamma\Theta_1(\sigma - 1)^2} \quad (\text{D.6})$$

Dans les équations D.4 à D.6,  $\text{Ma} = S_L/c_0$  est le nombre de Mach de la flamme, avec  $c_0$  la vitesse du son dans les gaz frais,  $\sigma$  est le taux d'expansion des gaz,  $\gamma$  est le ratio des capacités calorifiques spécifiques, et  $L$  est une longueur caractéristique, ici la demi-hauteur du canal.

Deux temps caractéristiques non dimensionnels peuvent être définis [83] :

$$\tau_{\text{sph}} = \frac{1}{\sigma - 1}; \quad \tau_{\text{wall}} = \frac{\ln \sigma}{\sigma - 1} \left[ 1 + \text{Ma}(\gamma - 1)(\sigma^2 - 1) \left( 1 - \frac{\sigma - 1}{\sigma \ln \sigma} \right) \right] \quad (\text{D.7})$$

$\tau_{\text{sph}}$  est le temps durant lequel la flamme se propage de manière sphérique ; et  $\tau_{\text{wall}}$  est le moment à partir duquel la flamme interagit avec les parois. Pour  $\text{Ma} = 0.0055$ ,  $S_L = 2.25$  m/s,  $\sigma = 6.853$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $c_0 = 409$  m/s et  $L = 0.005$  m, les valeurs qui correspondent à notre cas, nous obtenons les résultats présentés dans le tableau D.3. Ces valeurs sont comparées avec celles mesurées expérimentalement,  $t_{\text{sph}}$  et  $t_{\text{wall}}$ .  $t_{\text{sph}}$  est déterminée en identifiant le premier signe de déformation de la flamme.  $t_{\text{wall}}$  est déterminée en prenant l'instant correspondant au pic de vitesse enregistrée pendant les premières phases de propagation. Une meilleure résolution temporelle et une technique de visualisation plus adaptée donneraient une valeur plus précise de ces temps expérimentaux. Ces valeurs sont des valeurs moyennes issues de l'échantillon disponible.

La Fig. D.15 montre la position de la flamme issue des expériences avec la prédiction réalisée grâce à l'équation (D.3). Les bandes de couleurs indiquent les limites des données expérimentales. On observe que : (i) la théorie et l'expérience s'accordent bien pour  $t < 1$  ms ; (ii) la décélération du front commence plus tôt avec un petit volume mort qu'avec un grand volume mort ; (iii) pour  $t > 1$  ms, les effets tri-dimensionnels (c.-à-d. les coins qui ne sont pas pris en compte par le modèle plan) peuvent commencer à jouer un

TABLE D.3 – Comparaison des temps caractéristiques [83] expérimentaux et théoriques des premières phases de propagation.

Temps caractéristique	Théorique	Expérimental	
		Petit volume mort	Grand volume mort
$\tau_{\text{sph}}$ ( $t_{\text{sph}}$ )	0.17 (0.38 ms)	0.18 (0.4 ms)	0.18 (0.4 ms)
$\tau_{\text{wall}}$ ( $t_{\text{wall}}$ )	0.35 (0.77 ms)	0.32 (0.7 ms)	0.35 (0.78 ms)
$u_{f, \text{max}}$	80 m/s	75 m/s	90 m/s

rôle dans la dynamique de la flamme ; (iv) à  $t \sim 3$  ms la flamme ré-accélère dans les deux cas.

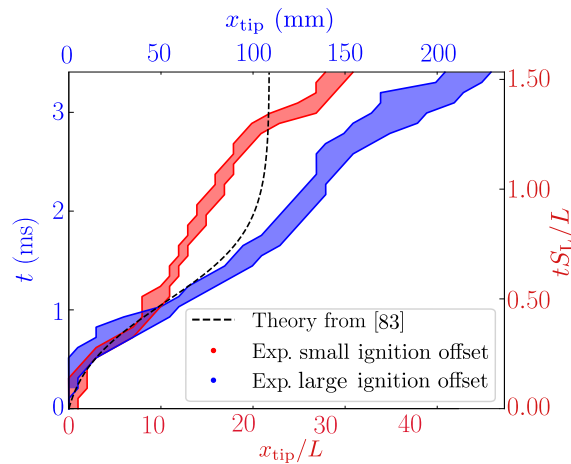


FIGURE D.15 – Diagrammes  $x-t$  des premières phases de la propagation de la flamme. Prédiction théorique et comparaison avec les données expérimentales. Position de la flamme adimensionnée ( $x_{\text{tip}}/L$ ) en fonction du temps adimensionné ( $tS_L/L$ ). Conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K. Électrodes à  $x = 0$ , résolution temporelle  $\Delta t = 0.1$  ms.

Un modèle acoustique simple permet d'expliquer ces observations. Pour un grand volume mort, la distance entre les électrodes et l'admission fermée du canal est de 14 mm (voir Fig. D.7). En utilisant  $u_f = \sigma S_L = 15,42$  m/s comme approximation de premier ordre pour la vitesse de la flamme dans le référentiel du laboratoire, il lui faut 0,9 ms pour atteindre la paroi fermée. De l'interaction avec cette paroi va résulter une perturbation qui se déplacera à la vitesse du son dans les gaz brûlés,  $c_b = 1010$  m/s. Sur la Fig. D.15, la bifurcation commence à  $x = 50$  mm. Ainsi, le temps nécessaire à cette perturbation pour voyager depuis la paroi fermée jusqu'à la position de la flamme ( $\Delta x = 64$  mm) est de 0.064 ms. L'interaction de la perturbation avec la flamme devrait donc se passer vers  $t \sim 0.964$  ms ( $\tau = 0.45$ ), ce qui est en accord avec l'accélération de la flamme observée dans le cas d'un grand volume mort. Ce phénomène a pour conséquence de retarder l'inversion de la flamme. La ré-accélération à  $t \sim 3$  ms ( $\tau = 1.35$ ) peut être expliquée avec la même logique. La perturbation issue de l'accélération de la flamme à  $t_{\text{wall}}$  revient depuis la sortie

du canal, pour se réfléchir sur la paroi fermée et renforcer l'accélération de la flamme.

L'analyse uni-dimensionnelle de Kurylo [233] considère cette rétroaction acoustique comme un des mécanismes de l'accélération de la flamme pendant les premières étapes. Des études expérimentales [86] et numériques [147] ont montré que l'inversion de la flamme est un processus hydrodynamique qui est influencé par les conditions limites et l'acoustique (même si cette dernière n'est pas une condition nécessaire pour l'inversion de la flamme comme le suggère [234]). Ce processus hydrodynamique est sûrement perturbé par les ondes acoustiques qui voyagent depuis la paroi fermée, ce qui peut expliquer la différence observée entre l'expérience et la théorie.

Malgré la cohérence entre ce modèle acoustique simple et les résultats expérimentaux, il faut tout de même noter que l'expression de  $u_f$  utilisée surestime la vitesse de la flamme se propageant vers la paroi fermée. Car, en réalité, l'écoulement induit par la détente des produits de combustion finit par stagner à cause de cette paroi à l'admission. En conséquence, ce mécanisme entraîne une réduction du taux de combustion des réactifs jusqu'à sa vitesse de flamme laminaire (c.-à-d.  $u_f \sim S_L$ ). La majeure partie de la détente des produits de combustion se déroule vers la sortie ouverte du canal, accélérant le front dans cette direction. Une analyse plus poussée du rôle de ces perturbations acoustiques par observation strioscopique ou via une étude numérique est nécessaire pour comprendre en détail ce mécanisme. Les nombreuses oscillations que subit la flamme lors de sa propagation et de son accélération, ainsi que la dispersion observée près de la sortie sont discutées dans la section suivante D.4.3.

### D.4.3 Oscillations de la flamme

Dans cette section nous calculons la vitesse de la flamme et son accélération à partir des positions de la flamme. Un filtre de Savitzky-Golay est appliqué pour lisser les données, lesquelles sont numériquement dérivées pour obtenir les vitesses instantanées. Enfin, les données sont filtrées et dérivées une nouvelle fois pour obtenir les accélérations. La Fig. D.16 montre les vitesses (en haut) et les accélérations (en bas) ainsi obtenues en comparant les résultats avec l'allumeur 1 et 2 pour un petit volume mort avec du plastique comme matériau optique. De la même manière que pour les positions de front, les résultats sont similaires durant les premières millisecondes ( $t < 8$  ms), et la dispersion augmente après. La période des oscillations de la vitesse de la flamme et de son accélération correspondent indépendamment du type d'allumeur et du nombre d'arcs utilisés. La Fig. D.17 présente le même type de données mais en comparant cette fois l'effet du volume mort pour l'allumeur 2 avec du plastique comme matériel optique. Pendant les premières 4 ms, la période des

oscillations est en phase, seulement les amplitudes sont affectées ; pour  $t > 4$  ms, les cas avec un grand volume mort présentent des oscillations plus rapprochées.

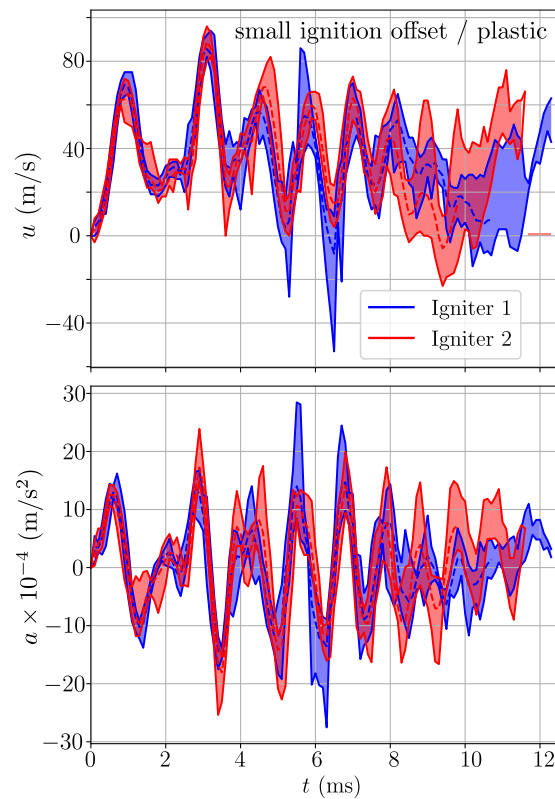


FIGURE D.16 – Vitesse et accélération de la flamme. Configuration : petit volume mort et plastique ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

Pour tous les cas avec un petit volume mort présentés, la vitesse du front reste inférieure à 100 m/s. À l'inverse, avec un grand volume mort, cette vitesse atteint une valeur plus importante (jusqu'à  $\sim 150$  m/s, comme on peut le constater sur la Fig. D.17). Cette différence est sûrement due au renforcement acoustique de l'accélération de la flamme décrit dans la section D.4.2. Des vitesses similaires ont été obtenues dans [197] avec le même mélange mais dans un canal plus large (82 mm  $\times$  82 mm). L'amplitude des pics est toujours plus importante avec un grand volume mort et ne présente pas de signe d'atténuation au cours de la propagation. Par contraste, avec un petit volume mort, l'amplitude des oscillations décroît progressivement. L'amplitude la plus faible correspond au quatrième pic (60 m/s à  $t = 5.5$  ms). Ce pic est associé à la zone de stagnation observée sur la Fig. D.11 avec un grand volume mort. Par la suite, le front passe par une phase de décélération courte puis une phase d'accélération plus longue, à des taux similaires aux cas avec un petit volume mort. En conséquence, cela entraîne des vitesses de front deux fois plus rapides près de la sortie pour les cas avec un grand volume mort. Les différences entre les valeurs limites de la vitesse et de l'accélération décrites ici deviennent moins importantes si l'on compare les vitesses moyennes (lignes en traits pointillés sur les

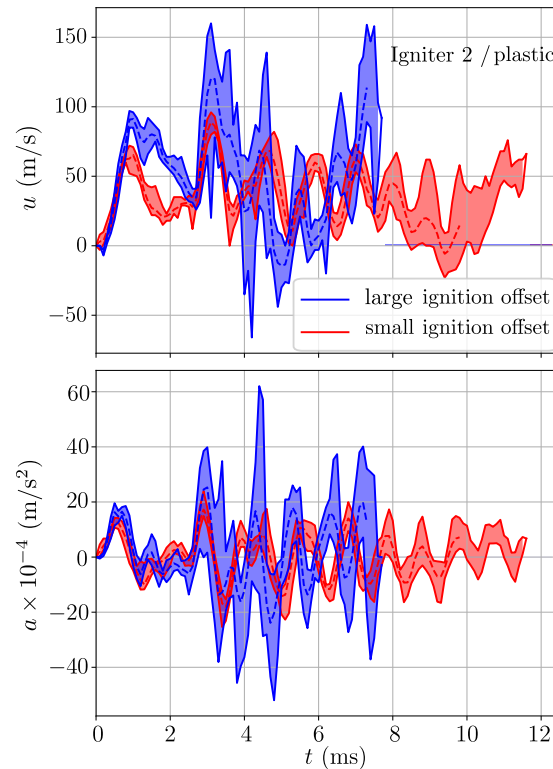


FIGURE D.17 – Vitesse et accélération de la flamme. Configuration : allumeur 2 et plastique ; conditions : stœchiométrique  $\text{H}_2$ -air à  $p_0 = 100$  kPa, et  $T_0 = 290$  K.

figures D.16 et D.17).

L'amplitude des vitesses mesurées avec un petit volume mort est du même ordre que celle rapportée dans [100, 146]. Dans ces travaux, les chercheurs utilisent un canal plus long, avec des conditions initiales différentes (c.-à-d. à des pressions sous atmosphériques et des canaux fermés ou partiellement ouverts au niveau de la sortie). Étonnamment, un nombre limité de données sur les positions de front ainsi que leurs vitesses et accélérations sont disponibles dans la littérature pour une configuration similaire à la nôtre avec le même mélange.

Ces données montrent à nouveau l'importance du volume mort sur la propagation de la flamme et son accélération. Des évolutions similaires ont été décrites dans des travaux précédents étudiant le comportement oscillatoire de la propagation de la flamme dans des tubes à section circulaire et des canaux à section carrée [42, 43, 157, 158, 216, 235]. Ces travaux utilisent les mêmes conditions limites que les nôtres, mais avec des mélanges ou dimensions différents. Les résultats de ces études prouvent que la réflexion des ondes acoustiques depuis la sortie ouverte perturbe l'écoulement, et donc la flamme. Alors que le couplage entre les oscillations et les ondes de pression dans les canaux a été démontré, la contribution exacte des phénomènes acoustiques reste incertaine. Est-ce que l'acoustique est seule responsable des oscillations observées, ou bien contribue-t-elle simplement à

déclencher les instabilités intrinsèques de la flamme ? Dans des travaux numériques [234] sur la propagation de flammes ne modélisant pas la réflexion des ondes aux conditions limites (canal infini), des oscillations dues à l'inversion de la flamme ont été identifiées. Ces données révèlent qu'il existe un autre mécanisme que la rétroaction acoustique qui provoque ces oscillations. De plus, dans [216], les auteurs comparent les modes acoustiques théoriques associés à la géométrie avec ceux observés expérimentalement. Ceux-ci ne coïncident pas, ce qui est attribué aux différents coefficients de réflexion/transmission acoustique à travers la flamme. Finalement, les travaux de Kerampran et al. [158], montrent que les oscillations observées dépendent de la longueur du tube et de la vitesse du son. Ce dernier résultat prouve l'influence de l'acoustique. La taille du volume mort modifie la période des oscillations de la même manière, en augmentant la taille effective du canal.

Pour comprendre comment se manifestent ces effets acoustiques et expliquer la dispersion des positions des flammes observée à la fin du canal, nous avons réalisé des visualisations par strioscopie après la sortie du canal. Cela permet de mettre en évidence des structures similaires à celles rapportées dans [236]. Des vortex toriques successifs (ou bouffées) d'intensité variée advectant du mélange réactif émanent de la sortie du canal avant l'arrivée de la flamme. La Fig. D.18 présente un exemple de la structure de l'écoulement décrite en incluant des couches de cisaillement et une interface diffuse. Dans cette figure, l'arrière plan a été soustrait aux images brutes afin de mettre en lumière ces structures. D'après les vidéos, du gaz frais venant de l'extérieur semble être aspiré à l'intérieur du canal après chaque bouffée.

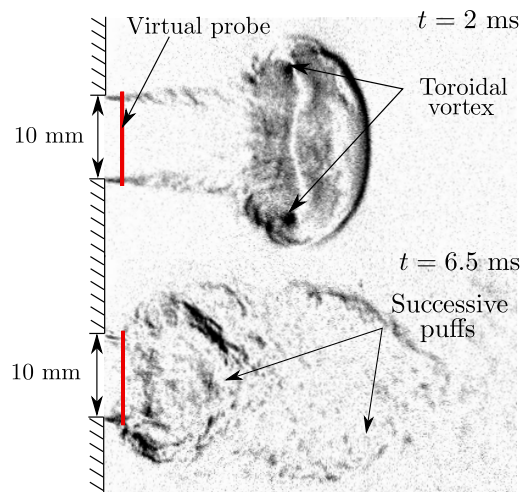


FIGURE D.18 – Bouffées observées par strioscopie à la fin du canal.

En plaçant une sonde virtuelle au niveau de la sortie (ligne rouge sur la Fig. D.18), nous avons enregistré le passage des bouffées sur la Fig. D.19 ; les flèches indiquent l'arrivée des bouffées présentées dans la Fig. D.18.

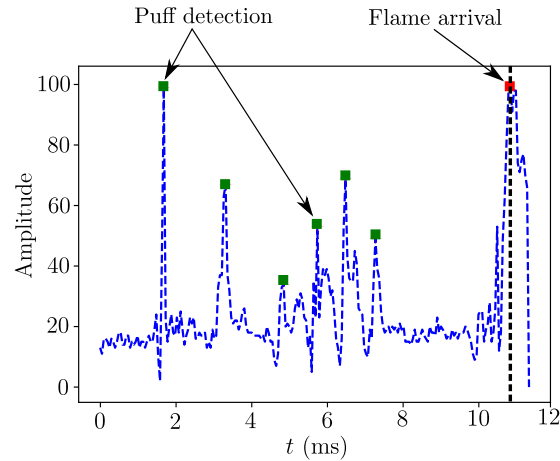


FIGURE D.19 – Historique des bouffées pour un petit volume mort. Les carrés verts indiquent la détection de la bouffée par la sonde virtuelle ; le carré rouge et la ligne noire en pointillé indiquent le temps d’arrivée de la flamme.

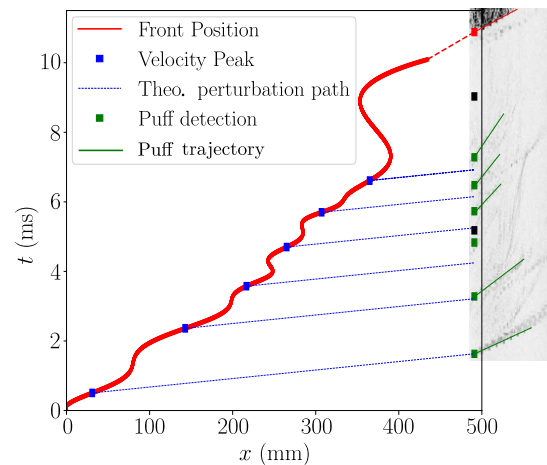


FIGURE D.20 – Diagramme  $x - t$  pour un petit volume mort. Les carrés bleus signalent le temps correspondant aux pics de vitesse issus de l’analyse de la Fig. D.17, les lignes bleues en pointillé représentent les chemins théoriques des perturbations acoustiques, les carrés verts indiquent la détection des bouffées par la sonde virtuelle, et le carré rouge indique l’arrivée de la flamme.

En utilisant un modèle simple de propagation acoustique, nous avons suivi sur la Fig. D.20 les perturbations issues des pics maximums de vitesses détectés sur la Fig. D.16, en prenant comme hypothèse une vitesse du son constante dans les gaz frais ( $c_o = 409$  m/s). Les rectangles bleus indiquent la position de ces pics de vitesse, les lignes bleues en pointillé symbolisent la trajectoire théorique des perturbations acoustiques, et les rectangles verts la détection des bouffées issues de la Fig. D.19. Sur la droite de la Fig. D.20, le diagramme  $x - t$  obtenu par visualisation strioscopique montre le trajet des bouffées à l’extérieur du canal, se propageant à  $\sim 85$  m/s avant de décroître à  $\sim 60$  m/s. Des ondes se propageant à  $Ma \sim 1$  ont aussi été observées et sont indiquées par des carrés noirs sur la figure. Enfin, le carré rouge indique l’arrivée de la flamme.

Alors que les trajets théoriques des perturbations acoustiques semblent correspondre à l'arrivée de la première et de la seconde bouffée, les suivantes arrivent plus tard, ce qui implique que ces perturbations se propagent plus lentement dans le référentiel du laboratoire (à  $\sim 200$  m/s). L'écoulement induit par les perturbations génère des pics de débit prenant la forme de ces bouffées en atteignant la sortie. Lorsque ces perturbations de pression se réfléchissent sur la sortie, l'air ambiant est aspiré à l'intérieur du canal, changeant la composition du mélange frais près de la sortie et induisant un écoulement opposé à la propagation de la flamme. Cela peut expliquer le délai d'arrivée des bouffées observées, ainsi que la dispersion plus importante des positions de front près de la sortie lors de cette campagne.

## D.5 Retour d'expérience

Cette étude préliminaire sur la propagation de flammes d'hydrogène stœchiométrique dans un canal de section carrée de 10-mm  $\times$  10-mm et de 482-mm de long a permis de poser les bases pour la suite de cette thèse. En utilisant l'observation directe comme moyen d'investigation sur les dynamiques de la flamme, les limites de cette méthode d'observation ont pu être montrées. De plus l'effet de plusieurs paramètres spécifiques à la chambre de combustion ou au protocole a été mis en évidence.

L'analyse de nos résultats via un plan factoriel fractionnaire à deux niveaux a montré que le paramètre le plus important est la position relative des électrodes par rapport au côté fermé, créant un volume mort derrière celles-ci. Les autres paramètres ont une importance mineure. Le volume mort créé derrière les électrodes modifie les premières phases d'accélération (inversion de la flamme) et le comportement oscillatoire de la flamme (acoustique).

La dispersion des positions de flammes entre chaque test est plus importante au niveau de la sortie. Ce phénomène est dû aux variations de débit induites par les oscillations de la flamme, provoquant un changement dans la composition du mélange réactif dans cette zone.

En outre, grâce ce prototype, plusieurs remarques pratiques peuvent être dressées :

- (i) L'élaboration d'un banc expérimental nécessite une connaissance approfondie des moyens à disposition (notamment des systèmes d'acquisition, de post-traitement et de réalisation mécanique). Dans le cadre de cette thèse, cette étude a permis de

prendre en main ces différents outils pour concevoir au plus juste besoin la chambre d'expérimentation finale.

- (ii) Les données sur les vitesses et accélérations de la flamme pour cette échelle de longueur et ces mélanges sont plutôt rares. Ainsi, cette étude contribue à la diffusion de ces informations pour adresser les risques associés à la propagation et à l'accélération de la flamme dans la conception d'installations industrielles en lien avec l'hydrogène.
- (iii) En outre, une des plus-values du travail conduit ici réside dans le fait que les remarques issues de ce retour d'expérience représentent également des ressources utiles pour les chercheurs souhaitant développer une nouvelle chambre de combustion.

Grâce au retour d'expérience de cette première campagne, nous savons désormais que pour la chambre finale il faudra minimiser le volume mort et prévoir une chambre plus longue pour éviter la dispersion près de la sortie du canal et afin d'observer des TDD avec des mélanges dilués à l'azote. En effet, la dilution augmente la longueur nécessaire avant de transiter vers la détonation. Enfin, nous choisirons des matériaux en polycarbonate pour leur robustesse même s'ils confèrent une moins bonne qualité optique. De plus, l'usinage et la manipulation du polycarbonate demeurent plus simples qu'avec le verre.

# Annexe : Sélection d’images expérimentales

Cette annexe compile une partie des images obtenues lors de la campagne expérimentale présentée au chapitre 5. Elle montre une sélection des résultats de la visualisation simultanée depuis deux directions de la propagation de la flamme depuis l’allumage jusqu’à la TDD. Chaque section est organisée par mélange, en commençant par un tableau récapitulatif des données collectées. Les images sont représentées avec les axes  $y$  et  $z$  correspondant à la représentation de la Fig. E.1.

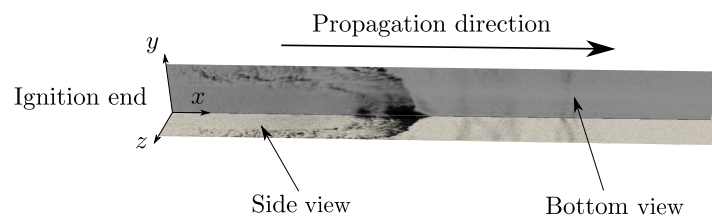


FIGURE E.1 – Représentation des directions de visualisation. Les faces de “Côté” (*side view*) et “Dessous” (*bottom view*) font référence à la position des caméras.

Une concordance d’histogrammes entre les images des caméras Shimadzu HPV-2 (vue de côté) et HPVX-2 (vue de dessous) est réalisée avant normalisation des images. L’arrière plan n’est pas soustrait, et le bruit n’est pas retiré.

TABLE E.1 – Sélection d’essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ .

Essai	Date	Début de la section (mm)	Fin de la section (mm)	Fréquence d’acquisition
1	24/02/21	4	39	250 kHz
2	02/03/21	39	74	500 kHz
3	03/03/21	73	108	250 kHz
4	03/03/21	108	142	250 kHz
5	03/03/21	140	178	250 kHz
6	03/03/21	174	209	500 kHz
7	08/03/21	208	243	500 kHz
8	08/03/21	243	278	500 kHz
9	08/03/21	278	313	1 MHz
10	09/03/21	313	348	1 MHz
11	09/03/21	347	382	1 MHz
12	09/03/21	384	419	1 MHz
13	09/03/21	418	453	1 MHz
14	10/03/21	456	491	1 MHz
15	10/03/21	492	527	1 MHz
16	10/03/21	852	887	1 MHz

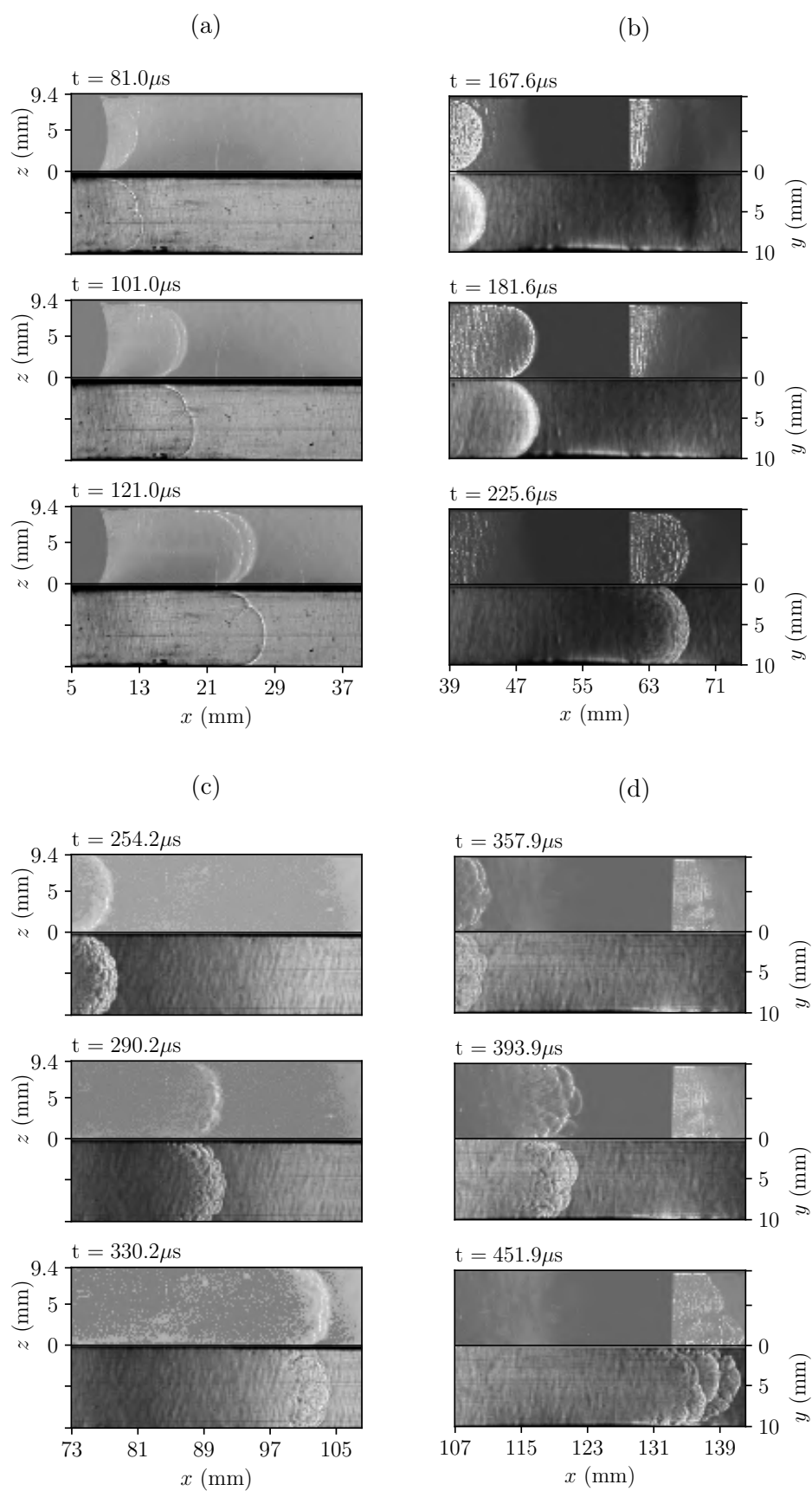
E.1 Mélange  $2\text{H}_2+\text{O}_2$ 

FIGURE E.2 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100\text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300\text{ K}$  et  $2\text{H}_2+\text{O}_2$

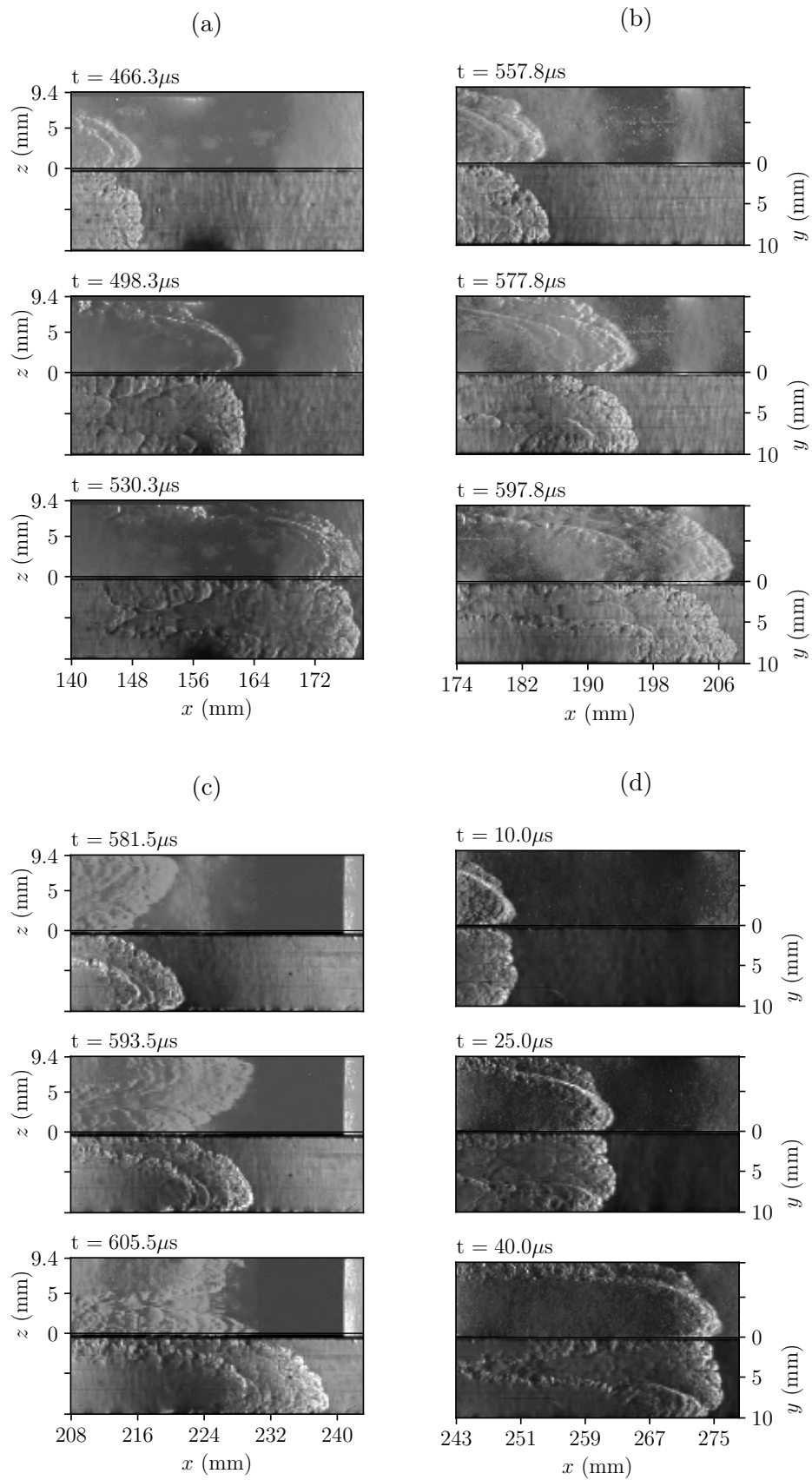


FIGURE E.3 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$

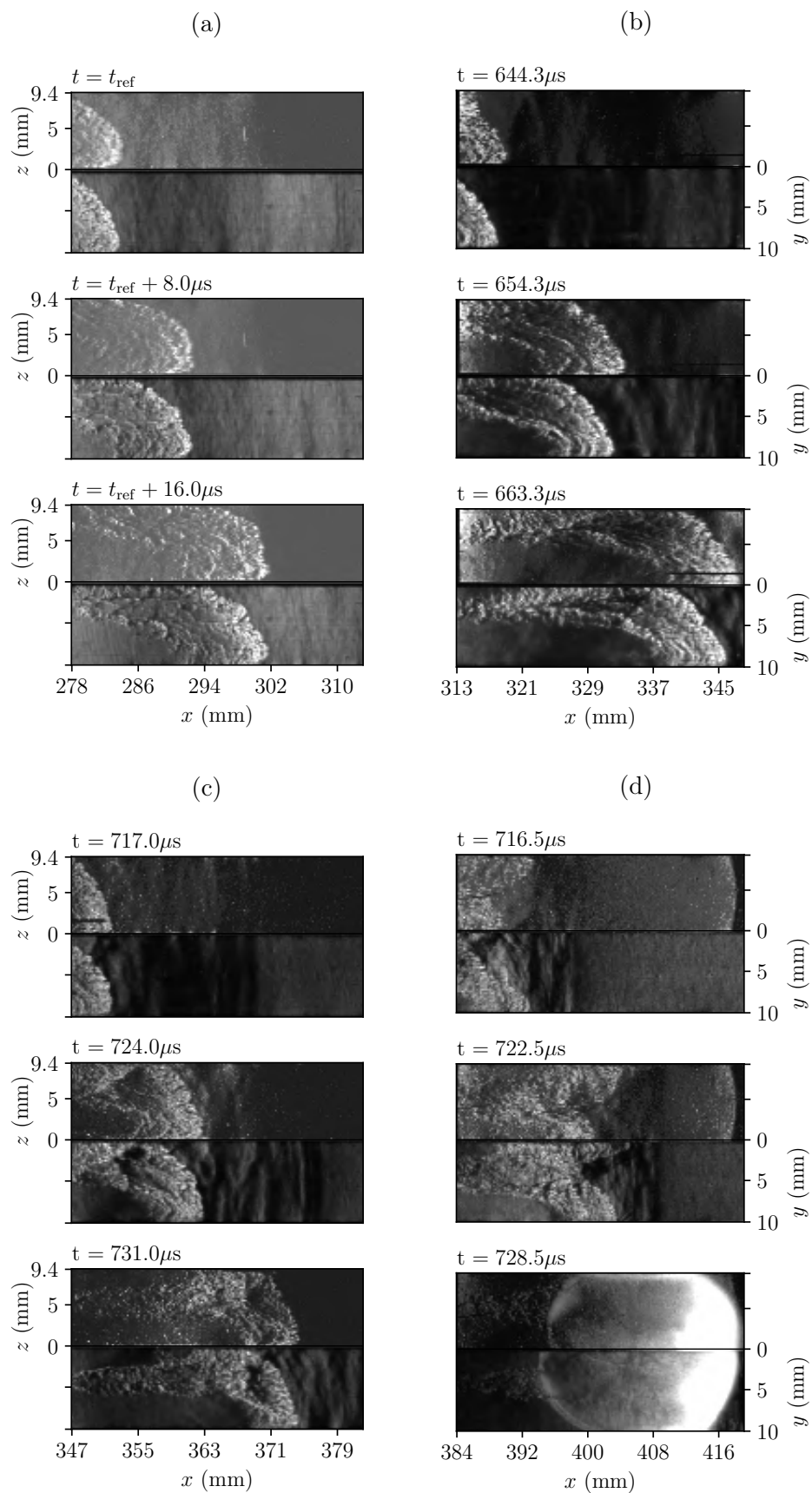


FIGURE E.4 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2+\text{O}_2$

## E.2 Mélange $2\text{H}_2+\text{O}_2+1\text{N}_2$

TABLE E.2 – Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+1\text{N}_2$ .

Essai	Date	Début de la section (mm)	Fin de la section (mm)	Fréquence d'acquisition
1	30/06/21	321	355	1 MHz
2	30/06/21	413	447	1 MHz
3	30/06/21	457	492	1 MHz
4	30/06/21	485	520	1 MHz
5	30/06/21	520	555	1 MHz
6	30/06/21	565	600	1 MHz
7	30/06/21	592	627	1 MHz
8	07/07/21	636	671	1 MHz
9	07/07/21	650	685	1 MHz
10	07/07/21	664	698	1 MHz

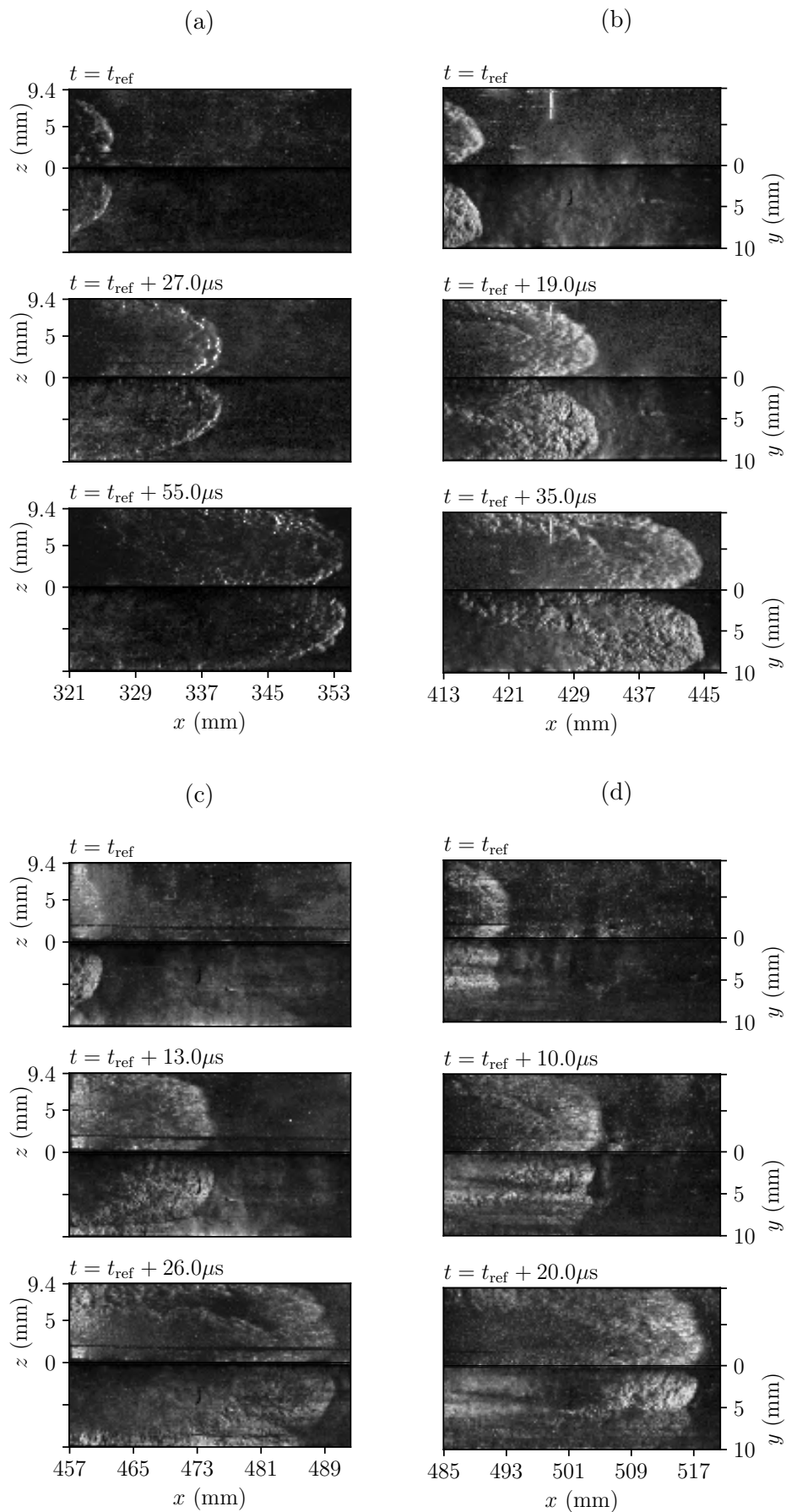


FIGURE E.5 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+1\text{N}_2$

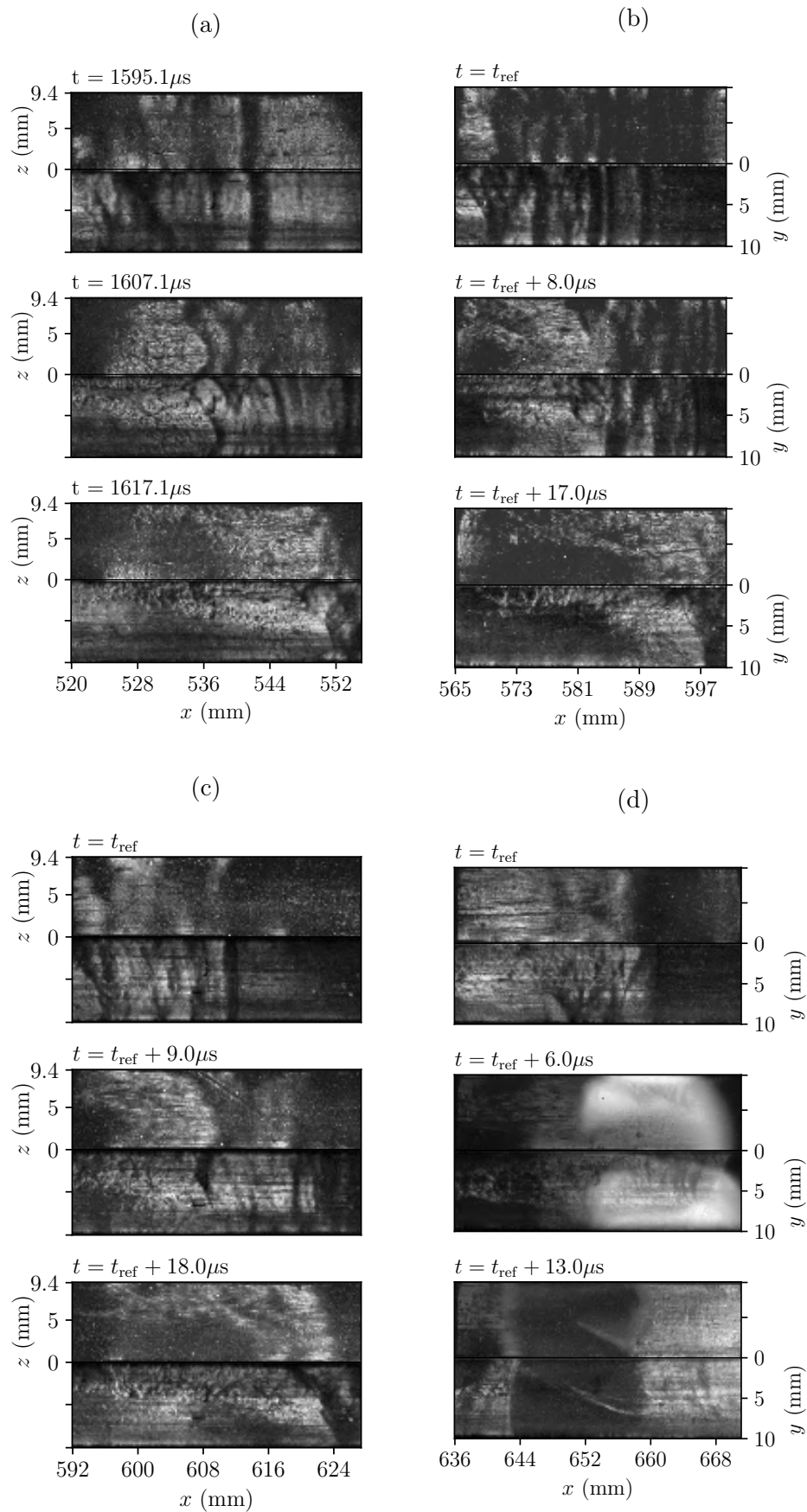


FIGURE E.6 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2H_2+O_2+1N_2$

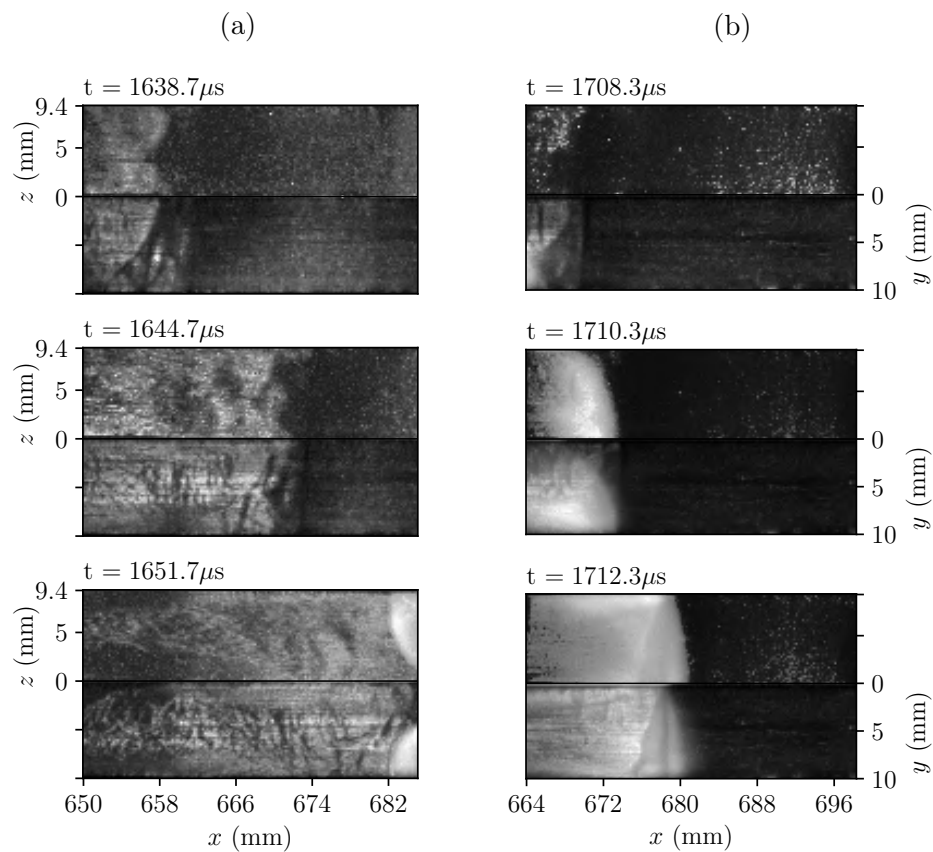


FIGURE E.7 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+1\text{N}_2$

TABLE E.3 – Sélection d’essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$ .

Essai	Date	Début de la section (mm)	Fin de la section (mm)	Fréquence d’acquisition
1	24/02/21	4	39	250 MHz
2	02/03/21	39	74	250 kHz
3	03/03/21	73	108	250 kHz
4	03/03/21	108	142	500 kHz
5	03/03/21	140	178	500 kHz
6	03/03/21	174	209	500 kHz
7	08/03/21	208	243	500 kHz
8	08/03/21	243	278	500 kHz
9	08/03/21	278	313	500 kHz
10	09/03/21	313	348	500 kHz
11	09/03/21	347	382	500 kHz
12	09/03/21	384	419	500 kHz
13	09/03/21	418	453	500 kHz
14	10/03/21	456	491	500 kHz
15	10/03/21	492	527	500 kHz
16	10/03/21	525	560	500 kHz
17	10/03/21	563	598	500 kHz
18	10/03/21	598	632	500 kHz
19	10/03/21	638	672	500 kHz
20	10/03/21	670	704	500 kHz
21	10/03/21	709	744	1 MHz
22	10/03/21	743	778	1 MHz
23	11/03/21	780	815	1 MHz
24	11/03/21	814	849	1 MHz

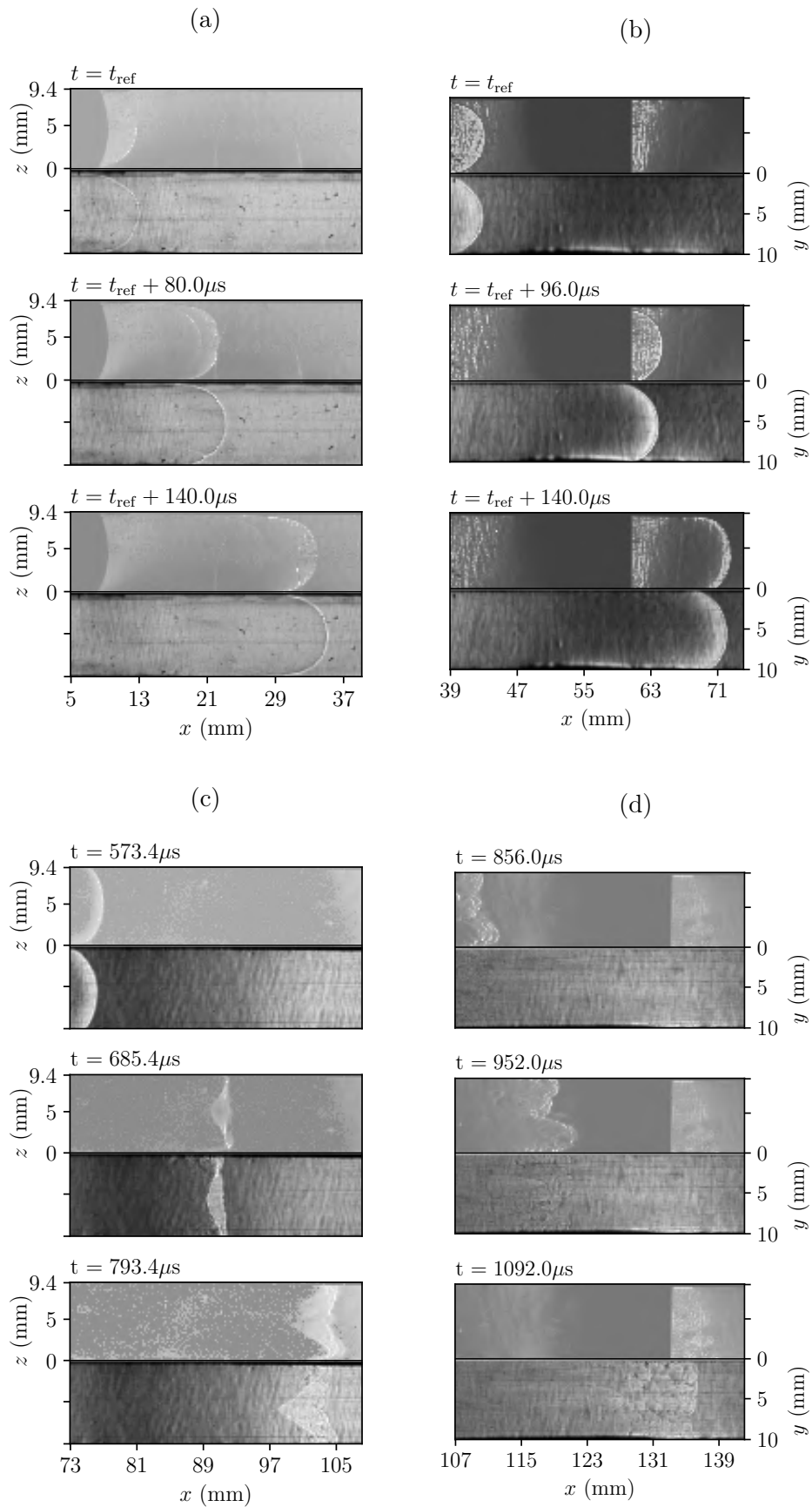
E.3 Mélange  $2\text{H}_2+\text{O}_2+2\text{N}_2$ 

FIGURE E.8 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+2\text{N}_2$

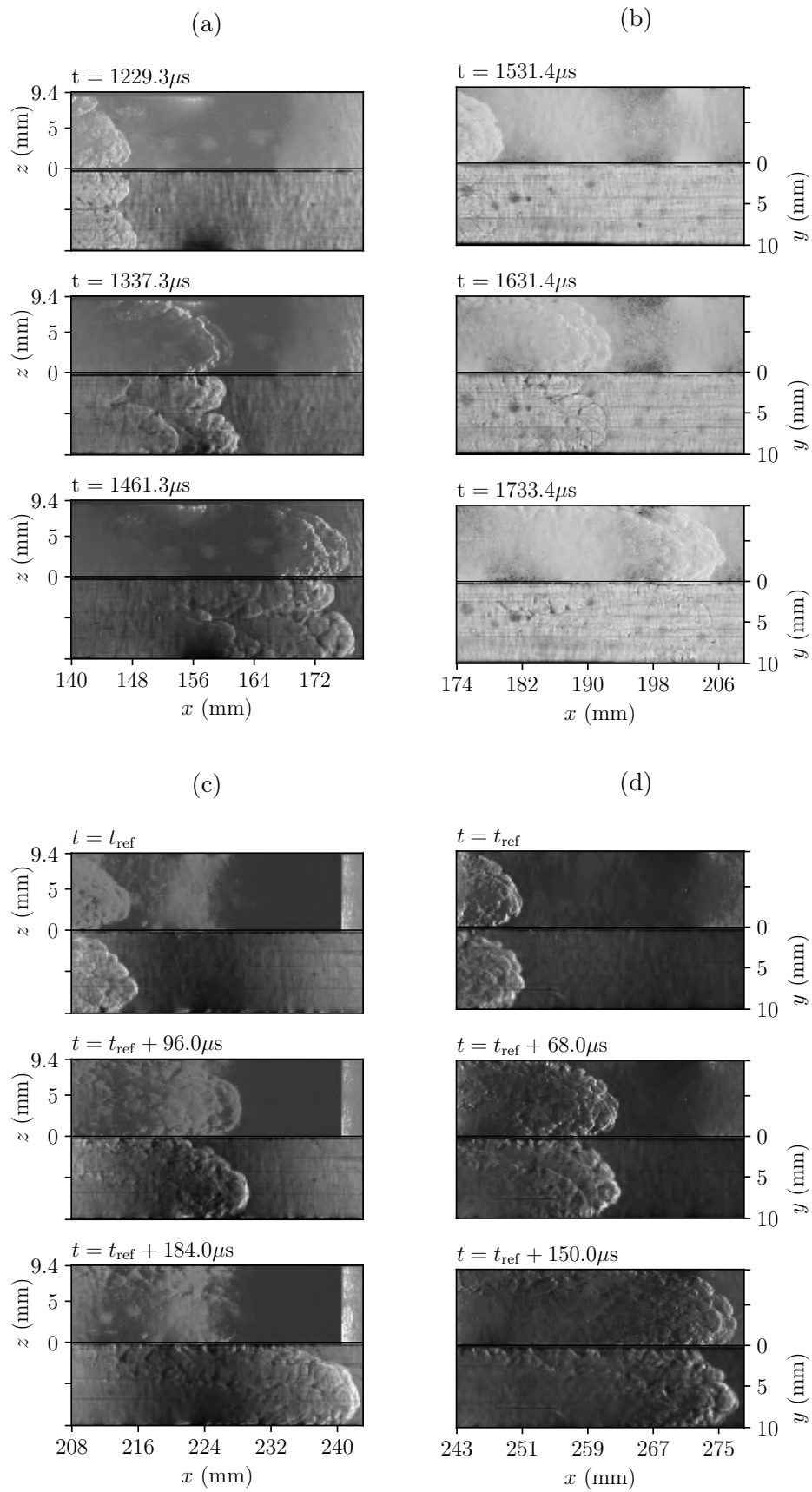


FIGURE E.9 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$

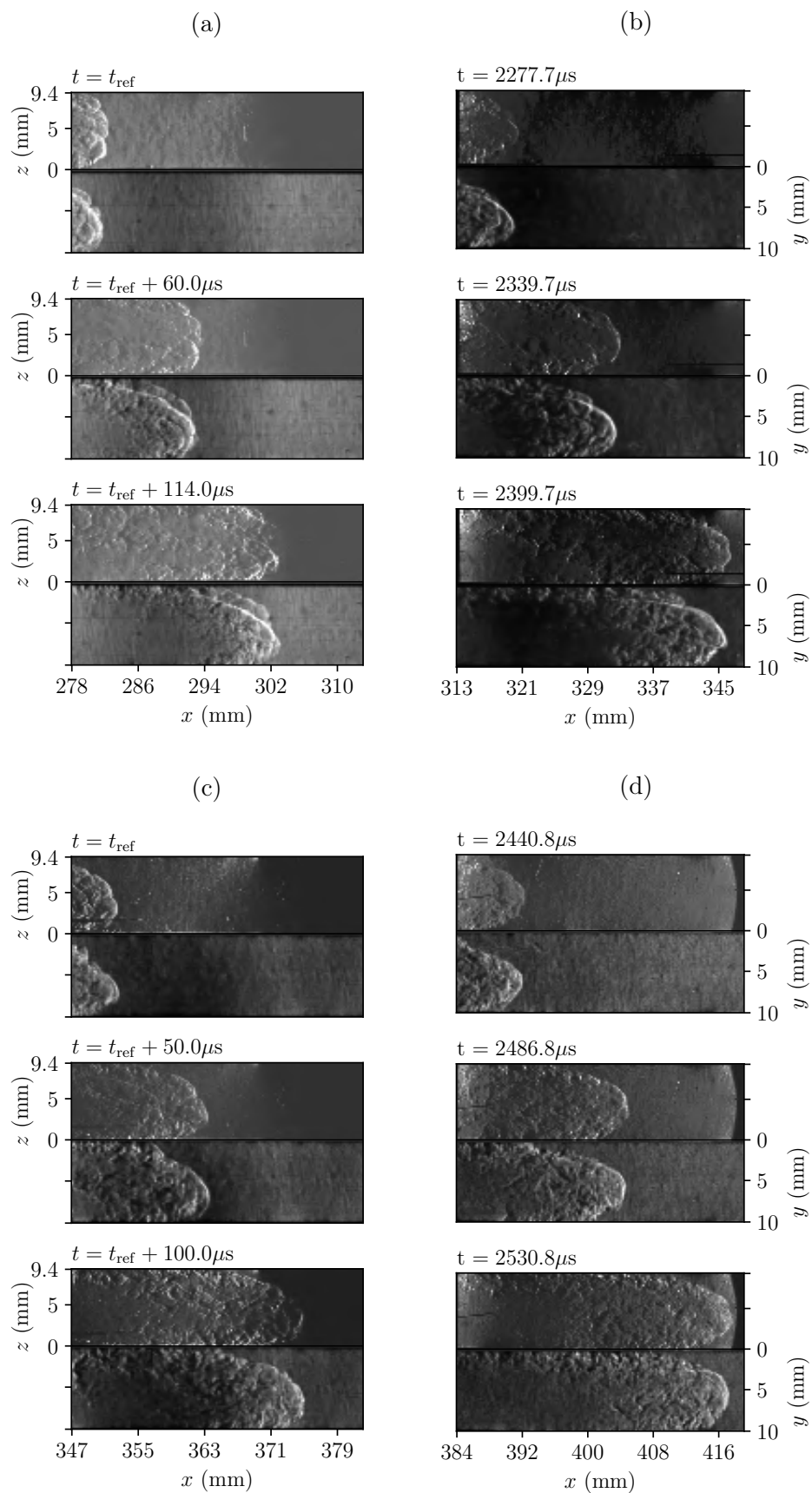


FIGURE E.10 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$

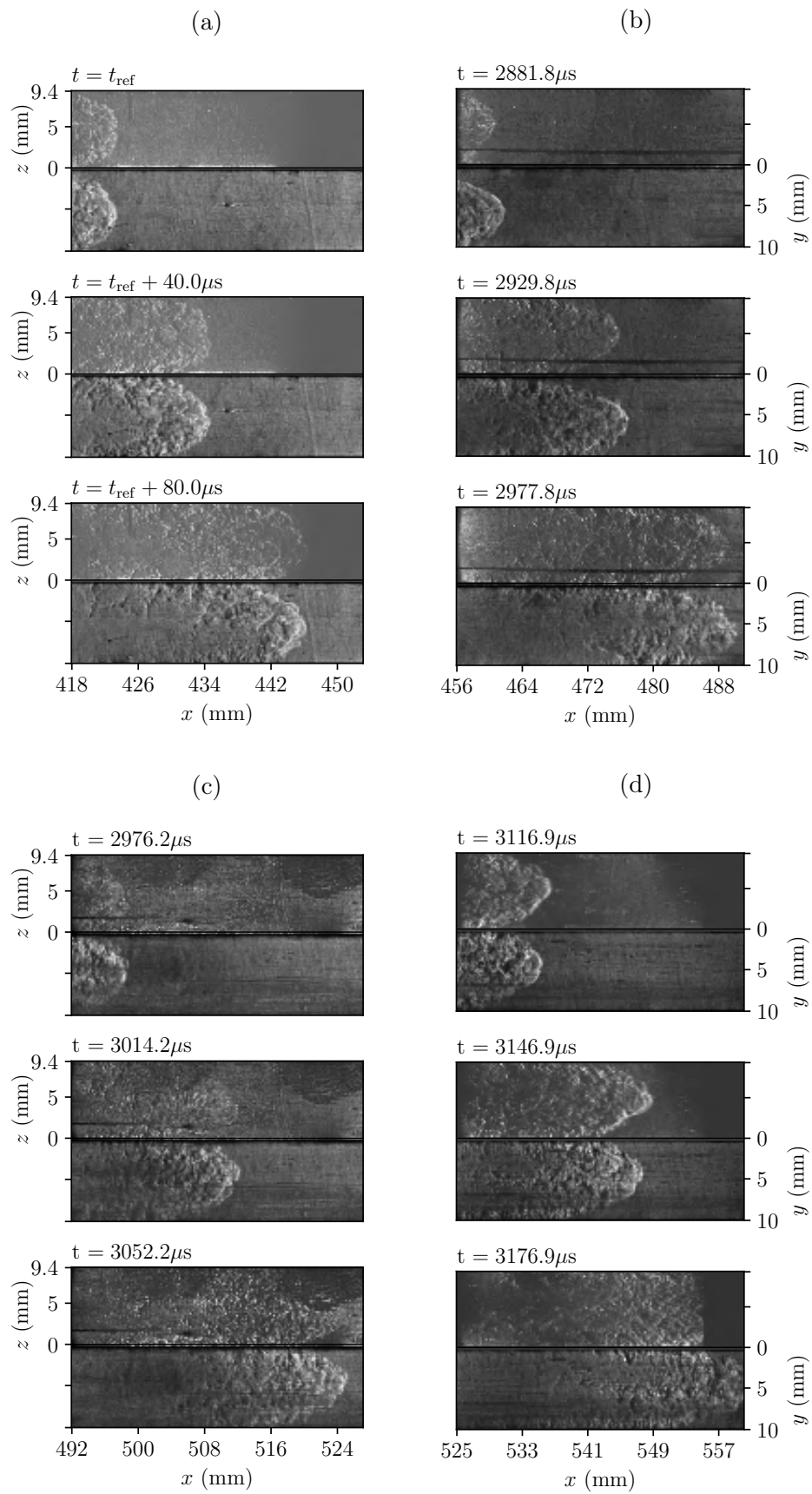


FIGURE E.11 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$

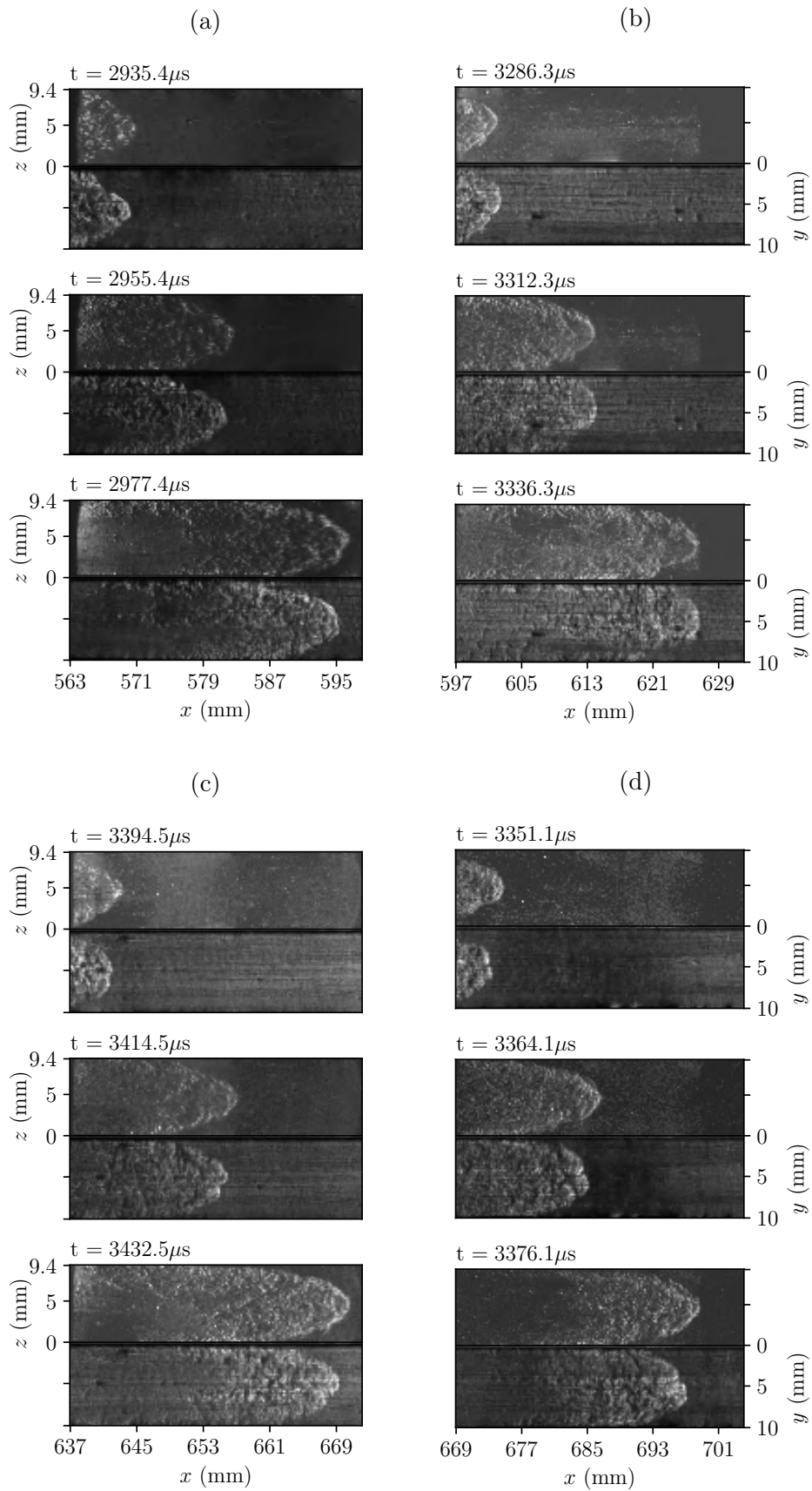


FIGURE E.12 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{N}_2$

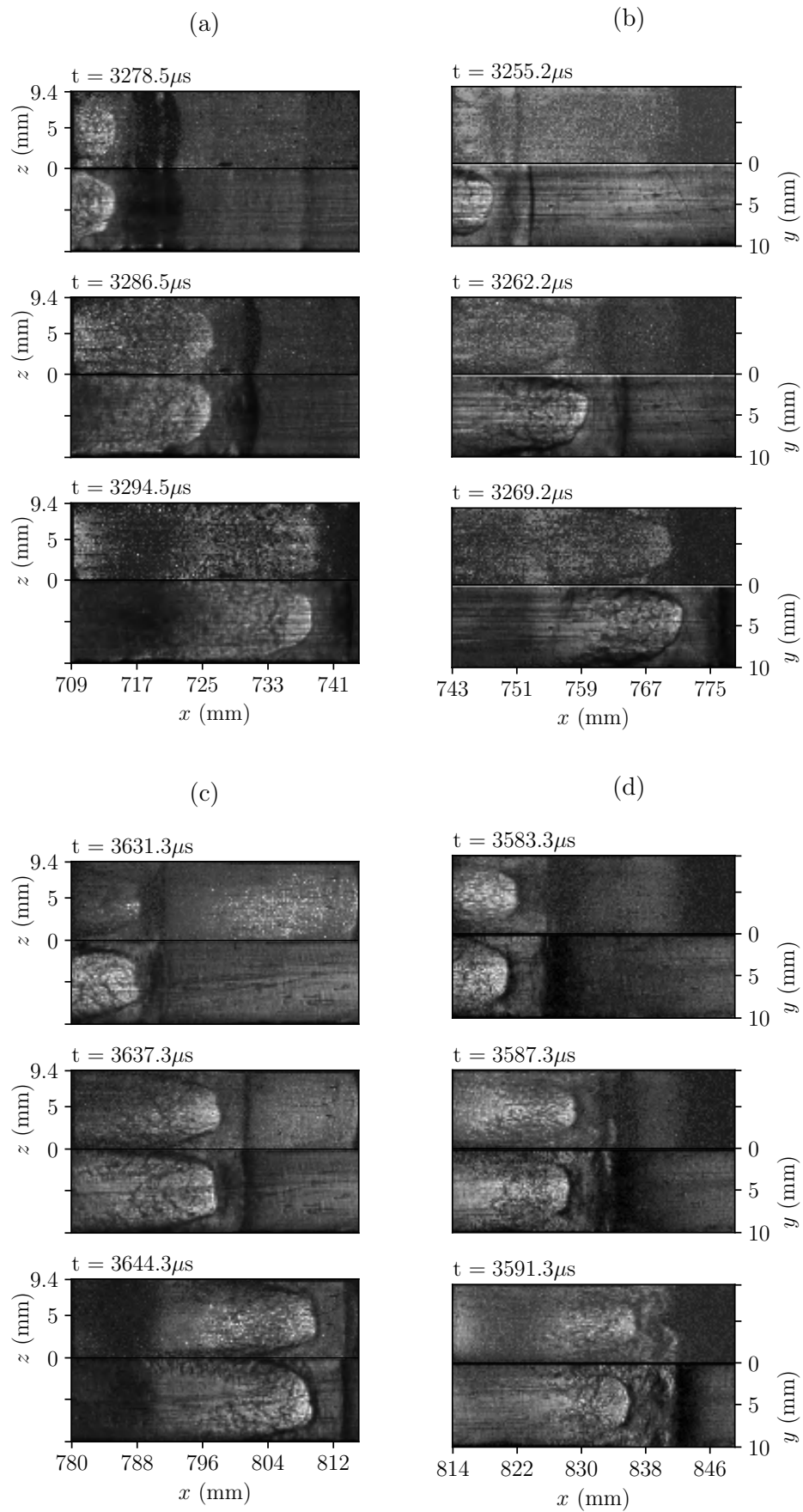


FIGURE E.13 – Visualisation simultanée par striescopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2H_2+O_2+2N_2$

E.4 Mélange  $2\text{H}_2+\text{O}_2+2,5\text{N}_2$ TABLE E.4 – Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+2,5\text{N}_2$ .

Essai	Date	Début de la section (mm)	Fin de la section (mm)	Fréquence d'acquisition
1	24/02/21	4	39	250 MHz
2	02/03/21	39	74	250 kHz
3	03/03/21	73	108	250 kHz
4	03/03/21	108	142	250 kHz
5	03/03/21	140	178	250 kHz
6	03/03/21	174	209	250 kHz
7	08/03/21	208	243	250 kHz
8	08/03/21	243	278	250 kHz
9	08/03/21	278	313	500 kHz
10	09/03/21	313	348	500 kHz
11	09/03/21	347	382	500 kHz
12	09/03/21	384	419	500 kHz
13	09/03/21	418	453	500 kHz
14	10/03/21	456	491	500 kHz
15	10/03/21	492	527	500 kHz
16	10/03/21	525	560	500 kHz
17	10/03/21	563	598	500 kHz
18	10/03/21	598	632	500 kHz
19	10/03/21	638	672	500 kHz
20	10/03/21	670	704	500 kHz
21	10/03/21	709	744	500 MHz
22	10/03/21	743	778	500 MHz
23	11/03/21	780	815	500 MHz
24	11/03/21	814	849	500 MHz

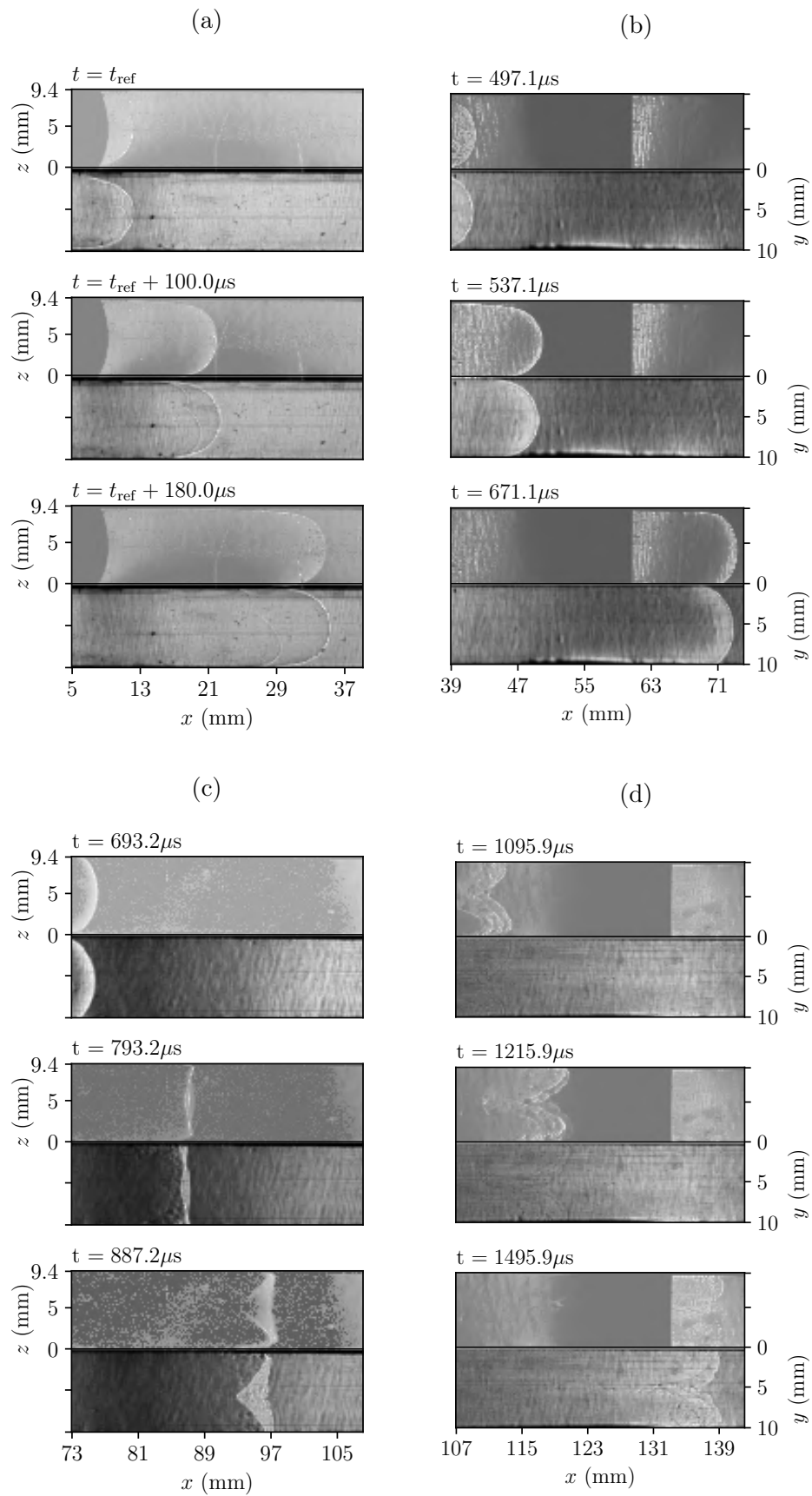


FIGURE E.14 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$

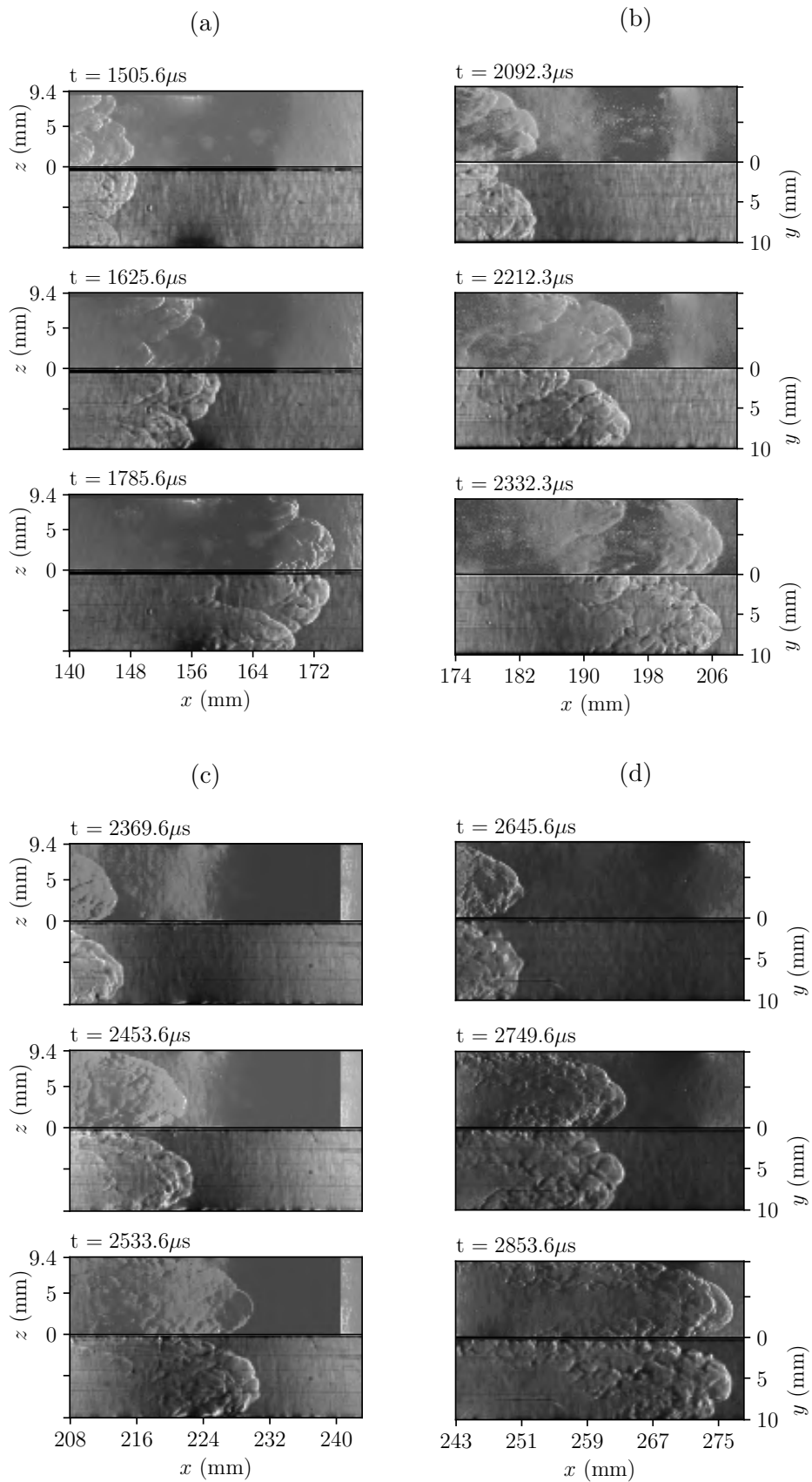


FIGURE E.15 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100\text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300\text{ K}$  et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+2,5\text{N}_2$

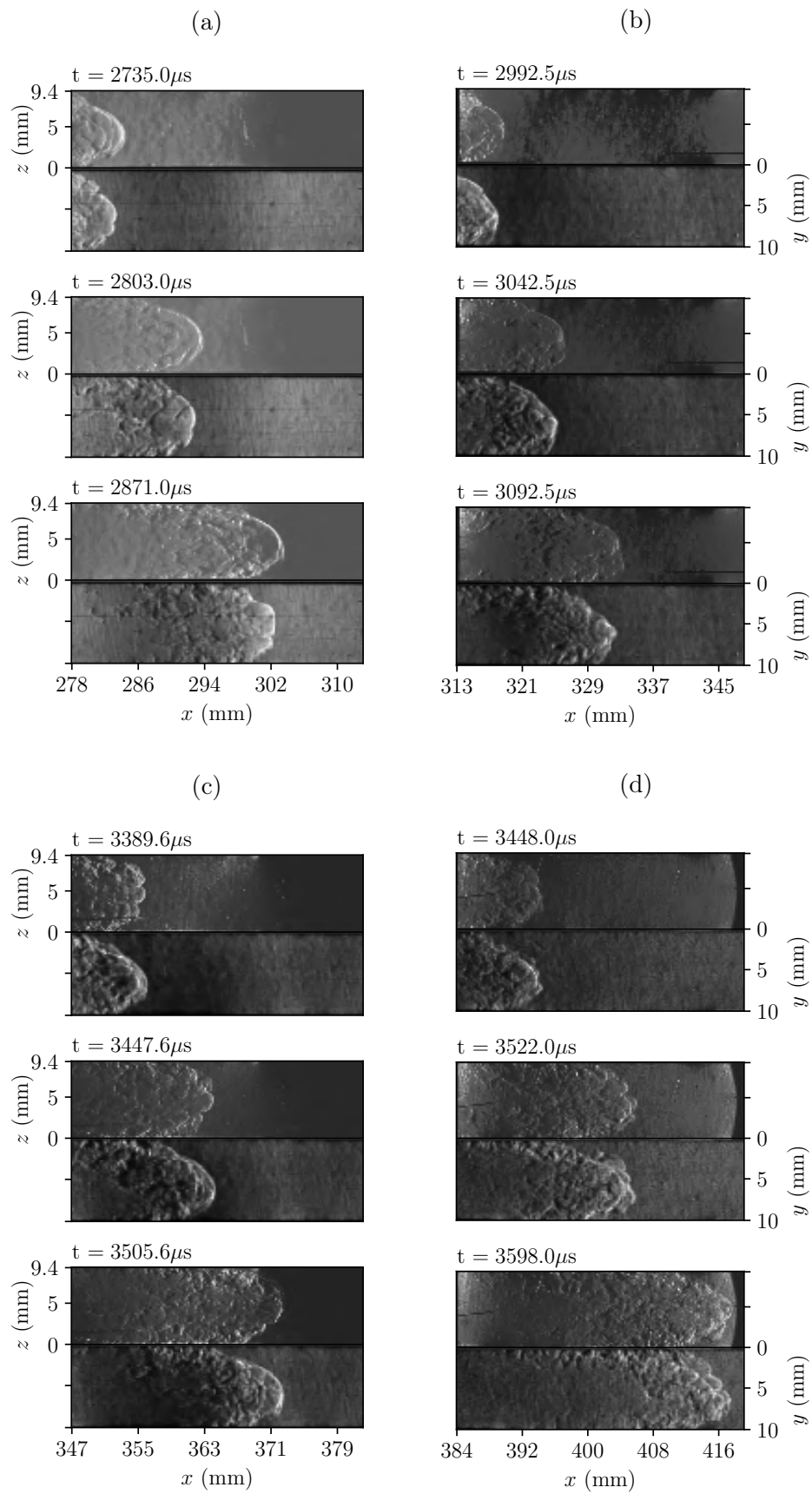


FIGURE E.16 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$

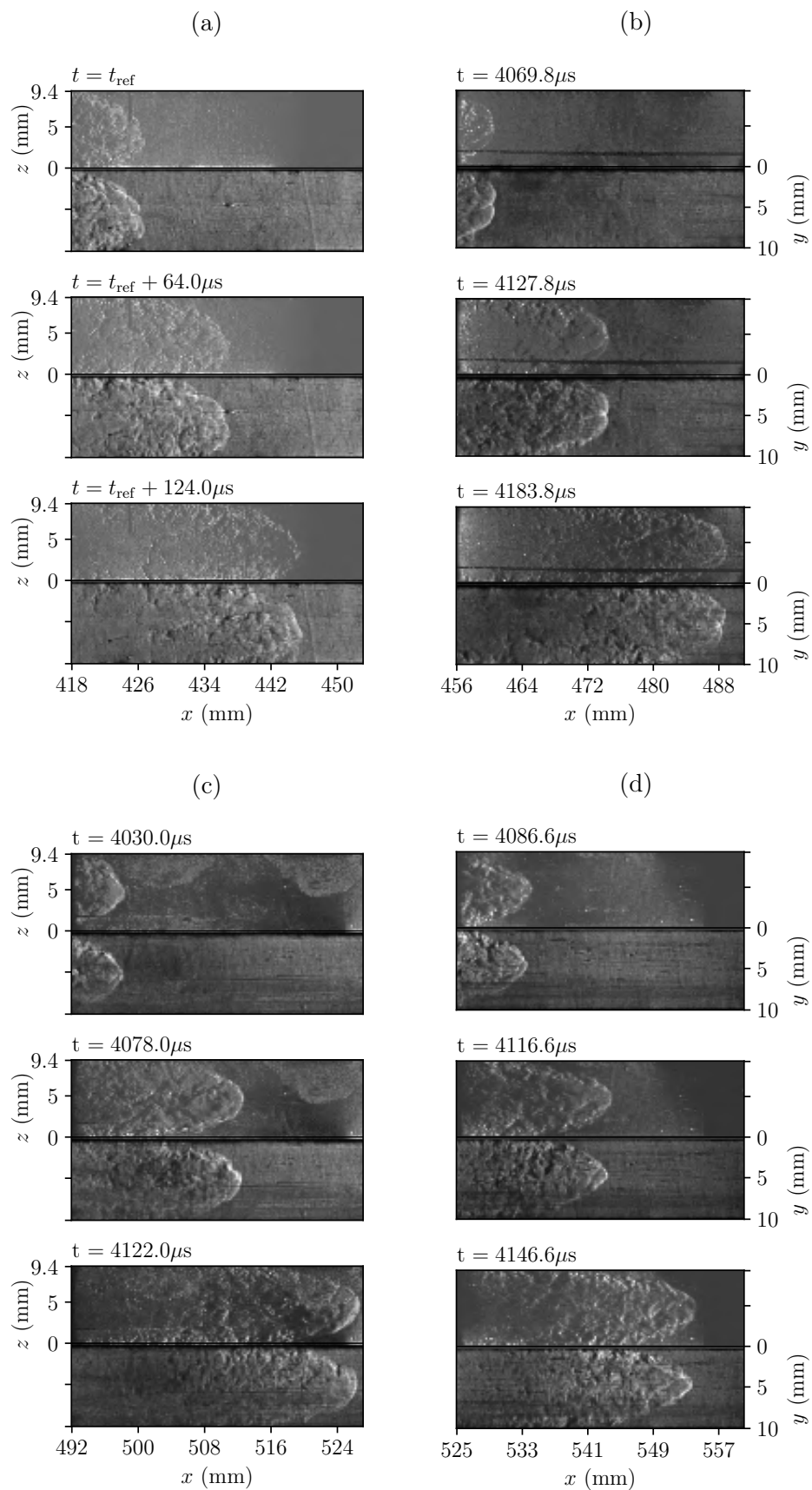


FIGURE E.17 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$

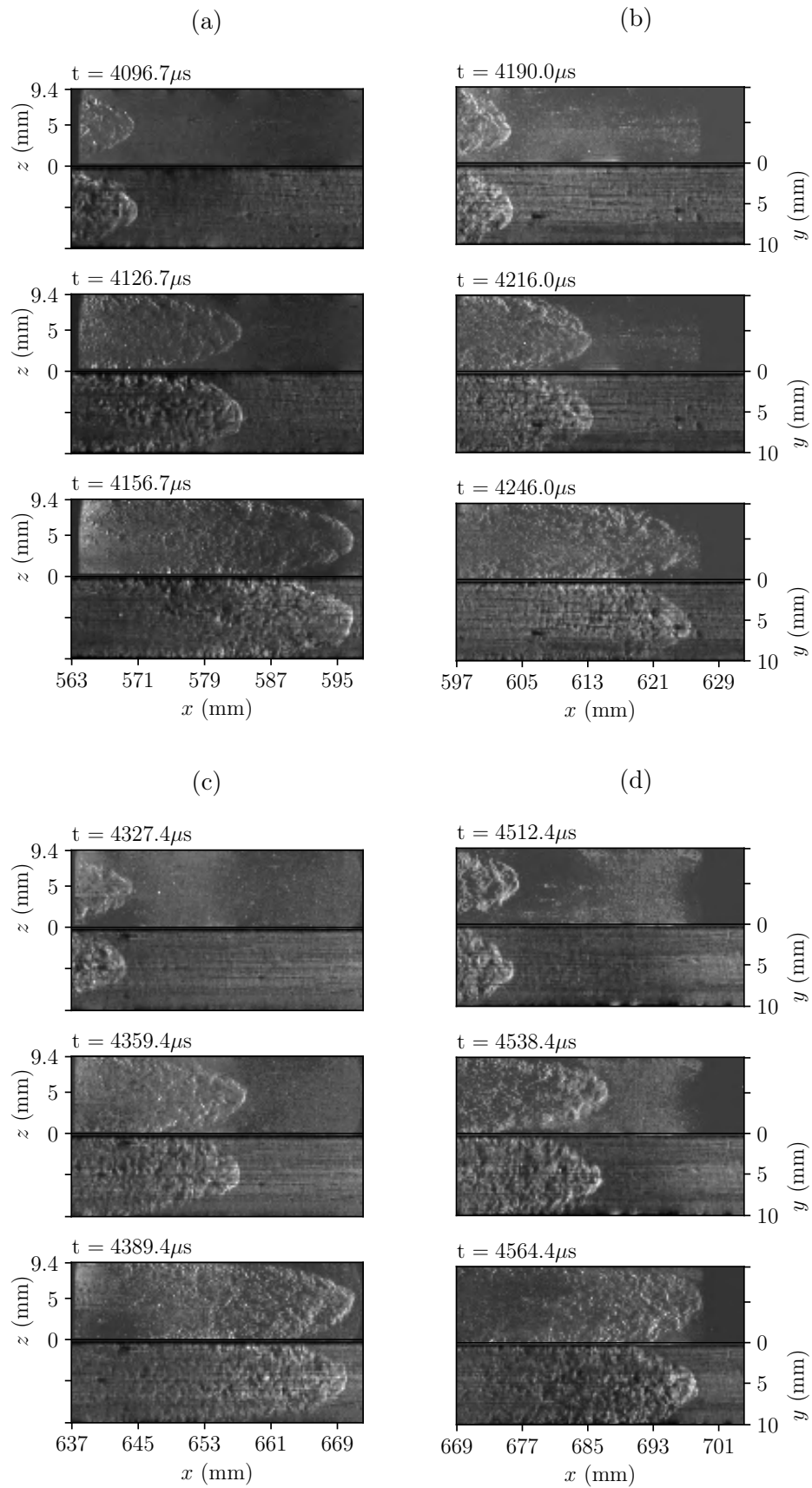


FIGURE E.18 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$

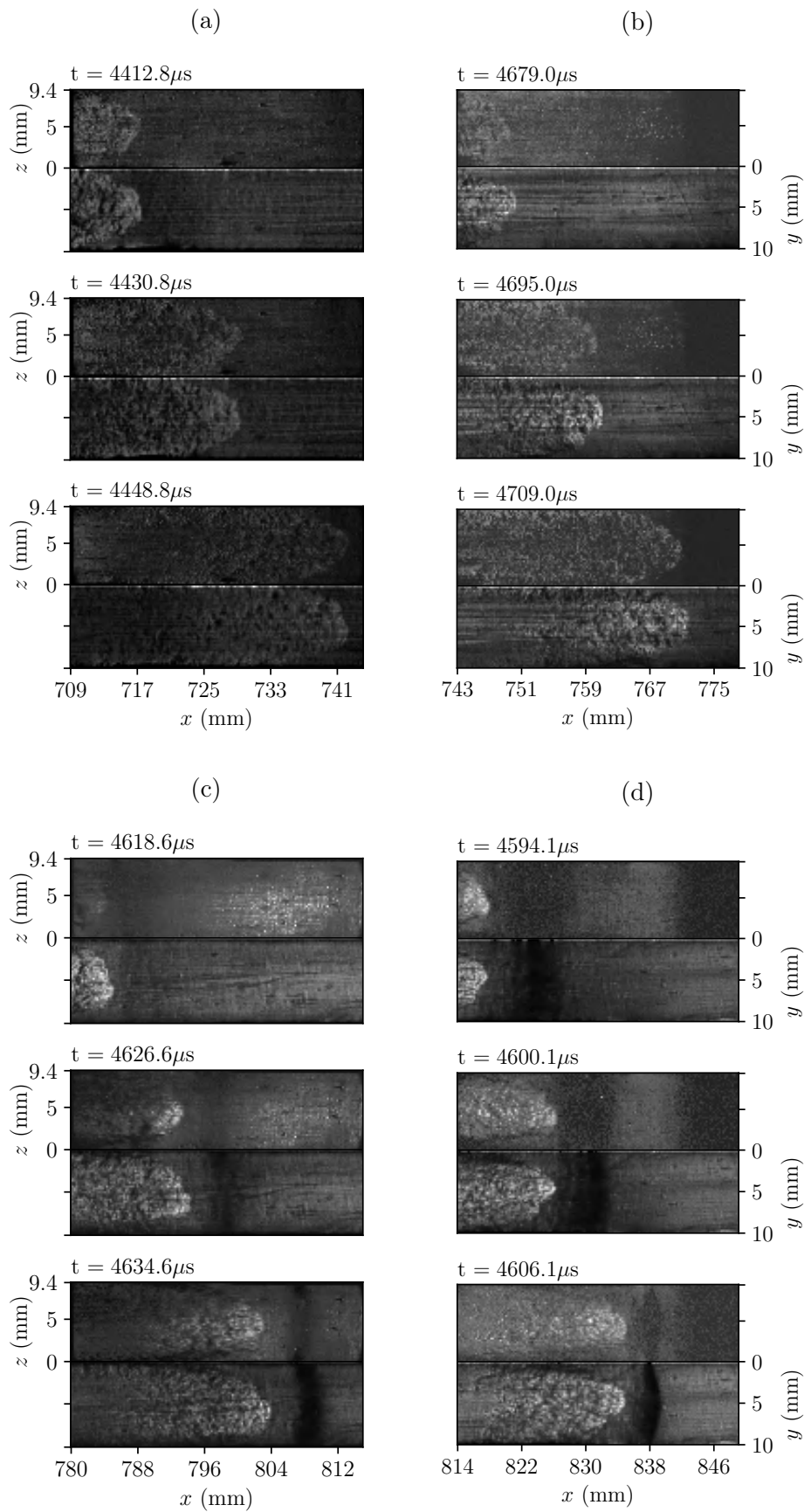


FIGURE E.19 – Visualisation simultanée par stéréoscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100 \text{ kPa}$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$

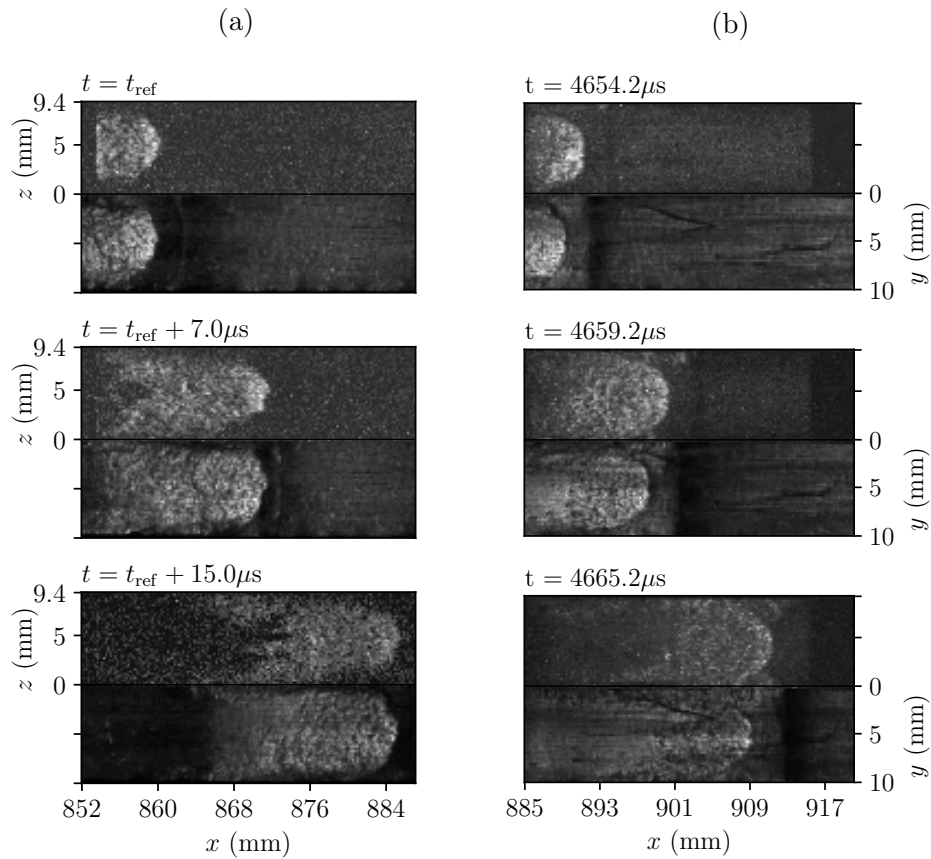


FIGURE E.20 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2,5\text{N}_2$

## E.5 Mélange $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$

TABLE E.5 – Sélection d'essais réalisés avec une visualisation simultanée. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3,76\text{N}_2$ .

Essai	Date	Début de la section (mm)	Fin de la section (mm)	Fréquence d'acquisition
1	24/02/21	4	39	250 MHz
2	02/03/21	39	74	250 kHz
3	03/03/21	73	108	250 kHz
4	03/03/21	108	142	250 kHz
5	03/03/21	140	178	250 kHz
6	03/03/21	174	209	250 kHz
7	08/03/21	208	243	250 kHz
8	08/03/21	278	313	250 kHz

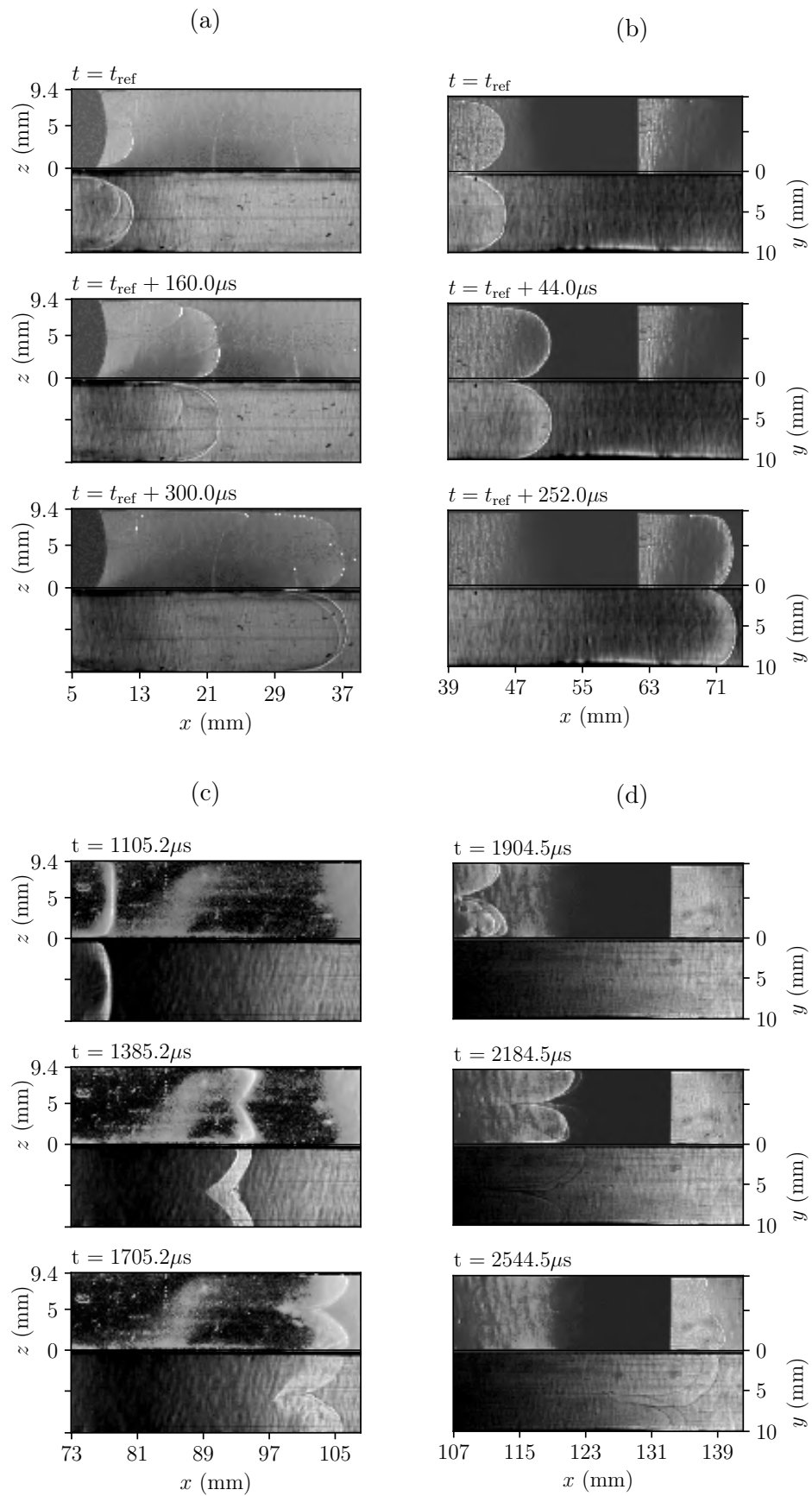


FIGURE E.21 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2\text{H}_2+\text{O}_2+3,76\text{N}_2$

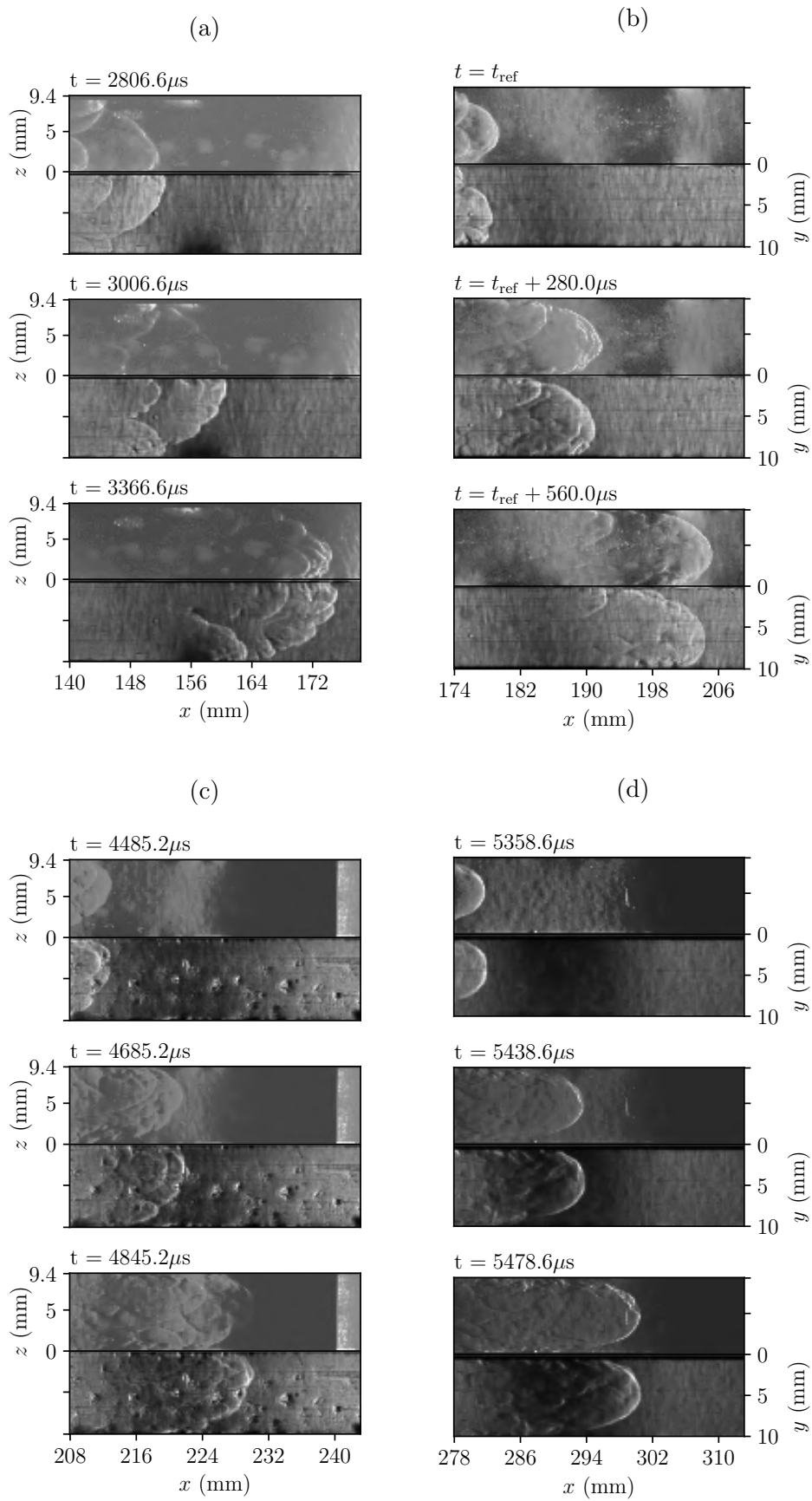


FIGURE E.22 – Visualisation simultanée par strioscopie de flammes. Conditions initiales :  $p_0 = 100$  kPa,  $T_0 = 300$  K et  $2H_2 + O_2 + 3,76N_2$

# Bibliographie

1. MASSON-DELMOTTE, V., ZHAI, P., PÖRTNER, H., ROBERTS, D., SKEA, J., SHUKLA, P., PIRANI, A., MOUFOUMA-OKIA, W., PÉAN, C., PIDCOCK, R *et al.* IPCC, 2018 : Summary for policymakers. *Global Warming of 1.5° C Above Pre-industrial Levels and Related Global Greenhouse Gas Emission Pathways, in the Context of Strengthening the Global Response to the Threat of Climate Change, Sustainable Development, and Efforts to Eradicate Poverty*. doi :<http://pure.iiasa.ac.at/15716> (2018) (cf. page 1).
2. Stratégie Nationale Bas-Carbone. *Ministère de la transition écologique et solidaire* (2020) (cf. page 1).
3. EBERLE, U. & VON HELMOLT, R. Sustainable transportation based on electric vehicle concepts : a brief overview. *Energy & Environmental Science* **3**, 689-699. doi :<https://doi.org/10.1039/C001674H> (2010) (cf. page 1).
4. ABDIN, Z., ZAFARANLOO, A., RAFIEE, A., MÉRIDA, W., LIPÍŃSKI, W. & KHALILPOUR, K. R. Hydrogen as an energy vector. *Renewable and sustainable energy reviews* **120**, 109620. doi :<https://doi.org/10.1016/j.rser.2019.109620> (2020) (cf. page 1).
5. EDWARDS, P. P., KUZNETSOV, V. & DAVID, W. I. Hydrogen energy. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **365**, 1043-1056. doi :<https://doi.org/10.1098/rsta.2006.1965> (2007) (cf. page 1).
6. ROY, G. D., FROLOV, S. M., BORISOV, A. A. & NETZER, D. W. Pulse detonation propulsion : challenges, current status, and future perspective. *Progress in Energy and Combustion Science* **30**, 545-672. doi :<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2004.05.001> (2004) (cf. page 2).
7. WOLAŃSKI, P. Detonative propulsion. *Proceedings of the Combustion Institute* **34**, 125-158. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.10.005> (2013) (cf. page 2).
8. RANKIN, B. A., FOTIA, M. L., NAPLES, A. G., STEVENS, C. A., HOKE, J. L., KAEMMING, T. A., THEUERKAUF, S. W. & SCHAUER, F. R. Overview of performance, application, and analysis of rotating detonation engine technologies. *Journal of Propulsion and Power* **33**, 131-143. doi :<https://doi.org/10.2514/1.B36303> (2017) (cf. page 2).

9. KASAHARA, J., KAWASAKI, A., MATSUOKA, K., MATSUO, A., FUNAKI, I., NAKATA, D. & UCHIUMI, M. *Research and development of rotating detonation engine system for the sounding rocket flight experiment S520-31 AIP Conference Proceedings* **2121** (2019), 020001. doi :<https://doi.org/10.1063/1.5115842> (cf. page 2).
10. HANSMETZGER, S, ZITOUN, R. & VIDAL, P. A study of continuous rotation modes of detonation in an annular chamber with constant or increasing section. *Shock Waves* **28**, 1065-1078. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-018-0846-9> (2018) (cf. page 2).
11. DESHAIES, B & JOULIN, G. Flame-speed sensitivity to temperature changes and the deflagration-to-detonation transition. *Combustion and flame* **77**, 201-212. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(89\)90037-0](https://doi.org/10.1016/0010-2180(89)90037-0) (1989) (cf. pages 4, 38, 152, 156, 164).
12. MANSON, N. Historique de la decouverte de l'onde de detonation. *Le Journal de Physique Colloques* **48**, C4-7. doi :<https://doi.org/10.1051/jphyscol:1987401> (1987) (cf. pages 7, 8, 10).
13. ABEL, F. A. X. Contributions to the history of explosive agents.—Second memoir. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 337-395. doi :<https://doi.org/10.1098/rstl.1874.0010> (1874) (cf. page 7).
14. ROUX, L. & SARRAU, E. Expériences sur les effets de la dynamite. *CR Ac. des Sc. Paris* **76**, 1089-1902 (1873) (cf. page 7).
15. BERTHELOT, M. *Sur la force de la poudre et des matières explosives* (Gauthier-Villars, 1872) (cf. page 7).
16. BERTHELOT, M. Sur la vitesse de propagation de la detonation dans les matières explosives solides et liquides. *Ann. Chemie et Phys., 6th serie*, 556-573 (1885) (cf. page 7).
17. YANEZ, J, KUZNETSOV, M & SOUTO-IGLESIAS, A. An analysis of the hydrogen explosion in the Fukushima-Daiichi accident. *International Journal of Hydrogen Energy* **40**, 8261-8280. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2015.03.154> (2015) (cf. page 8).
18. BENTAIB, A, CHAUMEIX, N & REINECKE, E. *France : Contribution of Recent R&D Programs to Hydrogen Management Improvement* rapport technique (2020) (cf. page 8).
19. BERTHELOT, M. Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz. *CR Acad. Sci., Paris* **95**, 151-157 (1882) (cf. page 8).

20. MALLARD, E & LE CHATELIER, H. Sur les vitesses de propagation de l'inflammation dans les mélanges gazeux explosifs. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences* **93**, 145-148 (1881) (cf. page 8).
21. CHATELIER, L. *et al.* Recherches sur la combustion des mélanges gazeux explosifs. *Journal de Physique Théorique et Appliquée* **4**, 59-84 (1885) (cf. page 8).
22. DIXON, H. B. III. Bakerian lecture.—The rate of explosion in gases. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. (A.)*, 97-188. doi :<https://doi.org/10.1098/rsta.1893.0003> (1893) (cf. page 8).
23. RANKINE, W. J. M. XV. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 277-288. doi :<https://doi.org/10.1098/rstl.1870.0015> (1870) (cf. page 9).
24. HUGONIOT, H. *Sur la propagation du mouvement dans les corps, et spécialement dans les gaz parfaits.* *Comptes rendus de l'Acad* thèse de doctorat (d. sc. d. Paris, 101, 1885) (cf. page 9).
25. CHAPMAN, D. L. VI. On the rate of explosion in gases. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **47**, 90-104. doi :<https://doi.org/10.1080/14786449908621243> (1899) (cf. page 10).
26. JOUGUET, E. Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. *J. Maths. Pure Appl.* **7**, 347 (1905) (cf. page 10).
27. ESPOSITO, E., DARABIHA, N., LACAS, F. & ), D. *Combustion* (Ecole centrale, 1998) (cf. pages 12, 18).
28. CICCARELLI, G & DOROFEEV, S. Flame acceleration and transition to detonation in ducts. *Progress in energy and combustion science* **34**, 499-550. doi :<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2007.11.002> (2008) (cf. pages 12, 17, 18, 27, 29, 34, 35, 36, 172, 188).
29. GILBERT, R., LUTHER, K. & TROE, J. Theory of thermal unimolecular reactions in the fall-off range. II. Weak collision rate constant. *Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie* **87**, 169-177 (1983) (cf. page 13).
30. TSANG, W. & HAMPSON, R. Chemical kinetic data base for combustion chemistry. Part I. Methane and related compounds. *Journal of physical and chemical reference data* **15**, 1087-1279. doi :<https://doi.org/10.1063/1.555759> (1986) (cf. page 13).
31. MICHAEL, J. & SUTHERLAND, J. Rate constants for the reactions of hydrogen atom with water and hydroxyl with hydrogen by the flash photolysis-shock tube technique over the temperature range 1246-2297 K. *The Journal of Physical Chemistry* **92**, 3853-3857. doi :<https://doi.org/10.1021/j100324a035> (1988) (cf. page 13).

32. LUTZ, A. E., KEE, R. J. & MILLER, J. A. *SENKIN : A FORTRAN program for predicting homogeneous gas phase chemical kinetics with sensitivity analysis* rapport technique (Sandia National Labs., Livermore, CA (USA), 1988) (cf. page 13).
33. MÉVEL, R., JAVOY, S., LAFOSSE, F., CHAUMEIX, N., DUPRÉ, G. & PAILLARD, C. E. Hydrogen-nitrous oxide delay time : shock tube experimental study and kinetic modelling. *Proceedings of The Combustion Institute* **32**, 359-366. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.171> (2009) (cf. pages 14, 23, 24, 104).
34. MÉVEL, R., JAVOY, S. & DUPRÉ, G. A chemical kinetic study of the oxidation of silane by nitrous oxide, nitric oxide and oxygen. *Proceedings of The Combustion Institute* **33**, 485-492. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2010.05.076> (2011) (cf. pages 14, 23, 24, 104).
35. GOODWIN, D. G., MOFFAT, H. K. & SPETH, R. L. Cantera : An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes. *Caltech, Pasadena, CA*. doi :<https://www.cantera.org> (2009) (cf. pages 14, 91, 104).
36. GAYDON, A. G., WOLFHARD, H. G. & PENNER, S. *Flames, their structure, radiation and temperature* (1960) (cf. page 15).
37. ABRAHAM, J., WILLIAMS, F. A. & BRACCO, F. V. A discussion of turbulent flame structure in premixed charges. *SAE transactions*, 128-143 (1985) (cf. page 15).
38. SPALDING, D. B. *Some fundamentals of combustion* (Butterworths scientific publications, 1955) (cf. page 15).
39. LANDAU, L. Slow combustion theory. *Zh. Eksp. Teor. Fiz* **14**, 240-244 (1944) (cf. page 16).
40. ZEL'DOVICH, Y. B. An effect which stabilizes the curved front of a laminar flame. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* **7**, 68-69. doi :<https://doi.org/10.1007/BF00912834> (1966) (cf. page 17).
41. MARKSTEIN, G. H. *Nonsteady flame propagation : AGARDograph* (Elsevier, 2014) (cf. pages 17, 18).
42. GUENOCHÉ, H. *AGARDograph* 107-181 (Elsevier, 1964). doi :<https://doi.org/10.1016/B978-1-4831-9659-6.50008-1> (cf. pages 18, 214).
43. LEYER, J.-C. & MANSON, N. *Development of vibratory flame propagation in short closed tubes and vessels* *International Symposium on Combustion* **13** (1971), 551-558. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(71\)80056-5](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(71)80056-5) (cf. pages 18, 214).

44. ORAN, E. S. & GARDNER, J. H. Chemical-acoustic interactions in combustion systems. doi :<https://apps.dtic.mil/sti/pdfs/ADA153857.pdf> (1985) (cf. page 18).
45. SEARBY, G. & ROCHWERGER, D. A parametric acoustic instability in premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics* **231**, 529-543. doi :<https://doi.org/10.1017/S002211209100349X> (1991) (cf. page 18).
46. KARLOVITZ, B, DENNISTON JR, D., KNAPSCHAEFER, D. & WELLS, F. *Studies on turbulent flames : A. flame propagation across velocity gradients b. turbulence measurement in flames Symposium (international) on combustion* **4** (1953), 613-620. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(53\)80082-2](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(53)80082-2) (cf. page 18).
47. JOHN, J. & KEITH, T. *Gas Dynamics* (Pearson Prentice Hall, 2006) (cf. pages 20, 21, 177).
48. BROWNE, S., ZIEGLER, J & SHEPHERD, J. Numerical solution methods for shock and detonation jump conditions. *GALCIT report FM2006* **6**, 90 (2008) (cf. pages 23, 24, 91, 104).
49. ERPENBECK, J. J. Stability of steady-state equilibrium detonations. *The physics of Fluids* **5**, 604-614. doi :<https://doi.org/10.1063/1.1706664> (1962) (cf. pages 23, 27).
50. FICKETT, W. & WOOD, W. W. Flow calculations for pulsating one-dimensional detonations. *The Physics of Fluids* **9**, 903-916. doi :<https://doi.org/10.1063/1.1761791> (1966) (cf. page 23).
51. WHITE, D. R. Turbulent structure of gaseous detonation. *The Physics of Fluids* **4**, 465-480. doi :<https://doi.org/10.1063/1.1706350> (1961) (cf. pages 23, 24).
52. DENISOV, Y. N. & TROSHIN, Y. K. *On the mechanism of detonative combustion Symposium (International) on Combustion* **8** (1961), 600-610. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(06\)80551-5](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80551-5) (cf. page 24).
53. HORNUNG, H. Regular and Mach reflection of shock waves. *Annual Review of Fluid Mechanics* **18**, 33-58. doi :<https://doi.org/10.1146/annurev.fl.18.010186.000341> (1986) (cf. page 24).
54. BEN-DOR, G. A state-of-the-knowledge review on pseudo-steady shock-wave reflections and their transition criteria. *Shock Waves* **15**, 277-294. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-006-0036-z> (2006) (cf. page 24).

55. CHENG, G., BAUER, P. & ZITOUN, R. Influence of propane additives on the detonation characteristics of H<sub>2</sub>-air mixtures. *The European Physical Journal-Applied Physics* **65**. doi :<https://doi.org/10.1051/epjap/2014130540> (2014) (cf. page 25).
56. XIAO, Q., SOW, A., MAXWELL, B. M. & RADULESCU, M. I. Effect of boundary layer losses on 2D detonation cellular structures. *Proceedings of the Combustion Institute* **38**, 3641-3649. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.07.068> (2021) (cf. pages 25, 26).
57. LEE, J. H. Dynamic parameters of gaseous detonations. *Annual review of fluid mechanics* **16**, 311-336. doi :<https://doi.org/10.1146/annurev.fl.16.010184.001523> (1984) (cf. page 25).
58. AUSTIN, J., PINTGEN, F & SHEPHERD, J. Reaction zones in highly unstable detonations. *Proceedings of the Combustion Institute* **30**, 1849-1857. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2004.08.157> (2005) (cf. page 26).
59. TEODORCZYK, A & LEE, J. Detonation attenuation by foams and wire meshes lining the walls. *Shock Waves* **4**, 225-236. doi :<https://doi.org/10.1007/BF01414988> (1995) (cf. page 26).
60. STREHLOW, R. & FERNANDES, F. Transverse waves in detonations. *Combustion and flame* **9**, 109-119. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(65\)90057-X](https://doi.org/10.1016/0010-2180(65)90057-X) (1965) (cf. page 27).
61. UL'YANITSKII, V. Y. Role of "flashing" and transverse-wave collisions in the evolution of a multifrontal detonation-wave structure in gases. *Combustion, Explosion and Shock Waves* **17**, 227-232. doi :<https://doi.org/10.1007/BF00770838> (1981) (cf. page 27).
62. KANESHIGE, M. & SHEPHERD, J. E. Detonation database. doi :[https://shepherd.caltech.edu/detn\\_db/html/db.html](https://shepherd.caltech.edu/detn_db/html/db.html) (1997) (cf. pages 27, 144, 145).
63. ISHII, K, ITOH, K & TSUBOI, T. A study on velocity deficits of detonation waves in narrow gaps. *Proceedings of the Combustion Institute* **29**, 2789-2794. doi :[https://doi.org/10.1016/S1540-7489\(02\)80340-6](https://doi.org/10.1016/S1540-7489(02)80340-6) (2002) (cf. page 27).
64. ZEL'DOVICH, Y. B., GEL'FAND, B., KAZHDAN, Y. M. & FROLOV, S. Detonation propagation in a rough tube taking account of deceleration and heat transfer. *Combustion, Explosion and Shock Waves* **23**, 342-349. doi :<https://doi.org/10.1007/BF00748797> (1987) (cf. pages 27, 92, 95, 157).

65. FAY, J. A. Two-dimensional gaseous detonations : Velocity deficit. *The Physics of Fluids* **2**, 283-289. doi :<https://doi.org/10.1063/1.1705924> (1959) (cf. pages 27, 92).
66. MURRAY, S. B. Numa Manson on velocity deficits and detonation stability. *Shock Waves* **18**, 255. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-008-0128-z> (2008) (cf. pages 27, 95).
67. ISHII, K & MONWAR, M. Detonation propagation with velocity deficits in narrow channels. *Proceedings of the Combustion Institute* **33**, 2359-2366. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2010.07.051> (2011) (cf. page 27).
68. CAMARGO, A., NG, H. D., CHAO, J. & LEE, J. H. Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes. *Shock waves* **20**, 499-508. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-010-0253-3> (2010) (cf. page 27).
69. LEE, J. H., JESUTHASAN, A. & NG, H. D. Near limit behavior of the detonation velocity. *Proceedings of the Combustion Institute* **34**, 1957-1963. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.05.036> (2013) (cf. page 27).
70. SHCHELKIN, K. Influence of tube roughness on the formation and detonation propagation in gas. *Journal of Experimental and Theoretical physics* **10**, 823-827 (1940) (cf. page 28).
71. GOODWIN, G., HOUIM, R. & ORAN, E. Effect of decreasing blockage ratio on DDT in small channels with obstacles. *Combustion and Flame* **173**, 16-26. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.07.029> (2016) (cf. pages 28, 96).
72. KUZNETSOV, M., MATSUKOV, I., ALEKSEEV, V. & DOROFEEV, S. *Photographic study of unstable turbulent flames in obstructed channels Proc. 17th Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Heidelberg, Germany* (1999) (cf. page 28).
73. BOECK, L., LAPOINTE, S., MELGUIZO-GAVILANES, J & CICCARELLI, G. Flame propagation across an obstacle : OH-PLIF and 2-D simulations with detailed chemistry. *Proceedings of the Combustion Institute* **36**, 2799-2806. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.06.097> (2017) (cf. page 28).
74. JOHANSEN, C. & CICCARELLI, G. *Characterization of the flow field ahead of a flame propagating in an obstructed channel Proceedings of the 21st colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems* (2007) (cf. page 28).

75. DOROFEEV, S. B., KUZNETSOV, M., ALEKSEEV, V., EFIMENKO, A. & BREITUNG, W. Evaluation of limits for effective flame acceleration in hydrogen mixtures. *Journal of loss prevention in the process industries* **14**, 583-589. doi :[https://doi.org/10.1016/S0950-4230\(01\)00050-X](https://doi.org/10.1016/S0950-4230(01)00050-X) (2001) (cf. pages 29, 145, 146).
76. LEE, J., KNYSTAUTAS, R & CHAN, C. *Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes Symposium (International) on Combustion* **20** (1985), 1663-1672. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(85\)80662-7](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(85)80662-7) (cf. page 29).
77. PERALDI, O, KNYSTAUTAS, R & LEE, J. *Criteria for transition to detonation in tubes Symposium (International) on Combustion* **21** (1988), 1629-1637. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(88\)80396-5](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(88)80396-5) (cf. pages 29, 34).
78. SHCHELKIN, K. Occurrence of detonation in gases in roughwalled tubes. *Soviet Journal of Technical Physics* **17** (1947) (cf. page 29).
79. SALAMANDRA, G., BAZHENOVA, T. & NABOKO, I. *Formation of detonation wave during combustion of gas in combustion tube Symposium (International) on Combustion* **7** (1958), 851-855. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(58\)80128-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(58)80128-9) (cf. page 29).
80. SOLOUKHIN, R. Deflagration to detonation transition in gases. *Soviet Prikladn Mech i Techn Phys (Appl Mech Tech Phys)* **4**, 128 (1961) (cf. pages 29, 34).
81. BYCHKOV, V., AKKERMAN, V., FRU, G., PETCHENKO, A. & ERIKSSON, L.-E. Flame acceleration in the early stages of burning in tubes. *Combustion and Flame* **150**, 263-276. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2007.01.004> (2007) (cf. pages 31, 105, 209).
82. AKKERMAN, V., BYCHKOV, V., PETCHENKO, A. & ERIKSSON, L.-E. Accelerating flames in cylindrical tubes with nonslip at the walls. *Combustion and Flame* **145**, 206-219. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.10.011> (2006) (cf. page 31).
83. VALIEV, D. M., AKKERMAN, V., KUZNETSOV, M., ERIKSSON, L.-E., LAW, C. K. & BYCHKOV, V. Influence of gas compression on flame acceleration in the early stage of burning in tubes. *Combustion and Flame* **160**, 97-111. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2012.09.002> (2013) (cf. pages 31, 105, 209, 210, 211).
84. DOLD, J. & JOULIN, G. An evolution equation modeling inversion of tulip flames. *Combustion and flame* **100**, 450-456. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(94\)00156-M](https://doi.org/10.1016/0010-2180(94)00156-M) (1995) (cf. page 31).

85. CLANET, C. & SEARBY, G. On the “tulip flame” phenomenon. *Combustion and Flame* **105**, 225-238. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(95\)00195-6](https://doi.org/10.1016/0010-2180(95)00195-6) (1996) (cf. pages 31, 105, 209).
86. PONIZY, B., CLAVERIE, A. & VEYSSIÈRE, B. Tulip flame-the mechanism of flame front inversion. *Combustion and Flame* **161**, 3051-3062. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.06.001> (2014) (cf. pages 31, 106, 212).
87. STARKE, R & ROTH, P. An experimental investigation of flame behavior during cylindrical vessel explosions. *Combustion and Flame* **66**, 249-259. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(86\)90138-0](https://doi.org/10.1016/0010-2180(86)90138-0) (1986) (cf. page 31).
88. AKKERMAN, V., LAW, C. K., BYCHKOV, V. & ERIKSSON, L.-E. Analysis of flame acceleration induced by wall friction in open tubes. *Physics of fluids* **22**, 053606. doi :<https://doi.org/10.1063/1.3425646> (2010) (cf. pages 31, 33).
89. VALIEV, D., BYCHKOV, V., AKKERMAN, V., ERIKSSON, L.-E. & MARKLUND, M. Heating of the fuel mixture due to viscous stress ahead of accelerating flames in deflagration-to-detonation transition. *Physics Letters A* **372**, 4850-4857. doi :<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2008.04.066> (2008) (cf. page 31).
90. LIBERMAN, M., IVANOV, M., KIVERIN, A., KUZNETSOV, M., CHUKALOVSKY, A. & RAKHIMOVA, T. Deflagration-to-detonation transition in highly reactive combustible mixtures. *Acta Astronautica* **67**, 688-701. doi :<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2010.05.024> (2010) (cf. pages 32, 124).
91. DOROFEEV, S. Hydrogen flames in tubes : critical run-up distances. *International journal of hydrogen energy* **34**, 5832-5837. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.01.008> (2009) (cf. pages 32, 146, 147, 169).
92. KUZNETSOV, M, MATSUKOV, I, ALEKSEEV, V, BREITUNG, W & DOROFEEV, S. *Effect of Boundary layer on Flame Acceleration and DDT 20th Int. Colloq. on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS), McGill University, Montreal, Canada* **31** (2005) (cf. pages 32, 34).
93. LANDAU, L. & LIFSHITZ, E. *Fluid Mechanics : Volume 6* vol. **6** (Elsevier Science, 2013) (cf. pages 32, 33, 147, 176, 177).
94. KUZNETSOV, M, ALEKSEEV, V, MATSUKOV, I & DOROFEEV, S. DDT in a smooth tube filled with a hydrogen–oxygen mixture. *Shock waves* **14**, 205-215. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-005-0265-6> (2005) (cf. pages 32, 43, 45).
95. KIVERIN, A. & YAKOVENKO, I. On the mechanism of flow evolution in shock-tube experiments. *Physics Letters A* **382**, 309-314. doi :<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.11.033> (2018) (cf. pages 33, 97).

96. DZIEMIŃSKA, E. & HAYASHI, A. K. Auto-ignition and DDT driven by shock wave–boundary layer interaction in oxyhydrogen mixture. *International Journal of Hydrogen Energy* **38**, 4185-4193. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2013.01.111> (2013) (cf. pages 33, 39, 86, 171).
97. HOUIM, R. W., OZGEN, A. & ORAN, E. S. The role of spontaneous waves in the deflagration-to-detonation transition in submillimetre channels. *Combustion Theory and Modelling* **20**, 1068-1087. doi :<https://doi.org/10.1080/13647830.2016.1249523> (2016) (cf. page 33).
98. URTIEW, P. & OPPENHEIM, A. Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **295**, 13-28. doi :<https://doi.org/10.1098/rspa.1966.0223> (1966) (cf. pages 34, 39, 44, 172).
99. CHAN, C. & GREIG, D. *The structures of fast deflagrations and quasi-detonations Symposium (International) on Combustion* **22** (1989), 1733-1739. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(89\)80186-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(89)80186-9) (cf. page 34).
100. BOECK, L. R., KATZY, P., HASSLBERGER, J., KINK, A. & SATTELMAYER, T. The GraVent DDT database. *Shock Waves* **26**, 683-685. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-016-0629-0> (2016) (cf. pages 34, 214).
101. XIAO, H. & ORAN, E. S. Shock focusing and detonation initiation at a flame front. *Combustion and Flame* **203**, 397-406. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.02.012> (2019) (cf. page 34).
102. GOODWIN, G., HOUIM, R. & ORAN, E. Shock transition to detonation in channels with obstacles. *Proceedings of the combustion institute* **36**, 2717-2724. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.06.160> (2017) (cf. page 34).
103. KELLENBERGER, M. & CICCARELLI, G. Advancements on the propagation mechanism of a detonation wave in an obstructed channel. *Combustion and Flame* **191**, 195-209. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.12.023> (2018) (cf. page 34).
104. MOEN, I. *The influence of turbulence on flame propagation in obstacle environments First International Specialist Meeting on Fuel-Air Explosions* (1982), 101-135 (cf. page 34).
105. THOMAS, G., SANDS, C., BAMBREY, R. & JONES, S. *Experimental observations of the onset of turbulent combustion following shock-flame interaction Proceedings of the 16th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, "Akapit", Cracow* (1997), 2-5 (cf. page 34).

106. LEE, J., KNYSTAUTAS, R & YOSHIKAWA, N. *Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems* 971-982 (Elsevier, 1980). doi :<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-025442-5.50006-8> (cf. page 34).
107. YOSHIKAWA, N. Coherent shock wave amplification in photochemical initiation of gaseous detonations (1980) (cf. page 34).
108. ZELDOVICH, Y. B. Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions. *Combustion and Flame* **39**, 211-214. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(80\)90017-6](https://doi.org/10.1016/0010-2180(80)90017-6) (1980) (cf. pages 34, 124).
109. MOEN, I & LEE, J. The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosion. *Progress in Energy and Combustion Sciences* **6**, 359-389 (1980) (cf. page 34).
110. SHEPHERD, J. E. & LEE, J. H. *Major research topics in combustion* 439-487 (Springer, 1992). doi :[https://doi.org/10.1007/978-1-4612-2884-4\\_22](https://doi.org/10.1007/978-1-4612-2884-4_22) (cf. page 34).
111. KHOKHLOV, A., ORAN, E. & THOMAS, G. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition : the role of shock-flame interactions in turbulent flames. *Combustion and Flame* **117**, 323-339. doi :[https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(98\)00076-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(98)00076-5) (1999) (cf. pages 35, 86, 208).
112. ORAN, E. S. & GAMEZO, V. N. Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion. *Combustion and Flame* **148**, 4-47. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2006.07.010> (2007) (cf. page 35).
113. DOROFEEV, S., KOCHURKO, A., EFIMENKO, A. & CHAIVANOV, B. Evaluation of the hydrogen explosion hazard. *Nuclear Engineering and Design* **148**, 305-316. doi :[https://doi.org/10.1016/0029-5493\(94\)90116-3](https://doi.org/10.1016/0029-5493(94)90116-3) (1994) (cf. page 35).
114. DOROFEEV, S., SIDOROV, V., DVOINISHNIKOV, A. & BREITUNG, W. Deflagration to detonation transition in large confined volume of lean hydrogen-air mixtures. *Combustion and flame* **104**, 95-110. doi :[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(95\)00113-1](https://doi.org/10.1016/0010-2180(95)00113-1) (1996) (cf. page 35).
115. KUZNETSOV, M., ALEKSEEV, V., DOROFEEV, S., MATSUKOV, I. & BOCCIO, J. *Detonation propagation, decay, and reinitiation in nonuniform gaseous mixtures Symposium (International) on Combustion* **27** (1998), 2241-2247. doi :[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(98\)80073-8](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(98)80073-8) (cf. page 35).

116. IVANOV, M., KIVERIN, A., YAKOVENKO, I. & LIBERMAN, M. A. Hydrogen–oxygen flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in three-dimensional rectangular channels with no-slip walls. *International journal of hydrogen energy* **38**, 16427-16440. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2013.08.124> (2013) (cf. page 36).
117. GAMEZO, V. N., BACHMAN, C. L. & ORAN, E. S. Flame acceleration and DDT in large-scale obstructed channels filled with methane-air mixtures. *Proceedings of the Combustion Institute* **38**, 3521-3528. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.09.018> (2021) (cf. page 36).
118. IVANOV, M., KIVERIN, A., LIBERMAN, M. & FORTOV, V. *The flame-acceleration mechanism and transition to detonation of a hydrogen-oxygen mixture in a channel Doklady Physics* **55** (2010), 480-484. doi :<https://doi.org/10.1134/S1028335810100022> (cf. page 36).
119. IVANOV, M., KIVERIN, A. & LIBERMAN, M. A. Flame acceleration and DDT of hydrogen–oxygen gaseous mixtures in channels with no-slip walls. *International journal of hydrogen energy* **36**, 7714-7727. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2011.03.134> (2011) (cf. page 36).
120. LIBERMAN, M. A., KIVERIN, A. & IVANOV, M. Regimes of chemical reaction waves initiated by nonuniform initial conditions for detailed chemical reaction models. *Physical review E* **85**, 056312. doi :<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.85.056312> (2012) (cf. page 37).
121. KIVERIN, A. D., KASSOY, D. R., IVANOV, M. F. & LIBERMAN, M. A. Mechanisms of ignition by transient energy deposition : Regimes of combustion wave propagation. *Physical Review E* **87**, 033015. doi :<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.033015> (2013) (cf. page 37).
122. KIVERIN, A., YAKOVENKO, I. & IVANOV, M. On the structure and stability of supersonic hydrogen flames in channels. *International Journal of Hydrogen Energy* **41**, 22465-22478. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2016.10.007> (2016) (cf. page 37).
123. KIVERIN, A. D. & YAKOVENKO, I. S. Regimes of High-Speed Hydrogen Flame Propagation in Channels : Classification and Criteria of Realization. *Combustion Science and Technology*, 1-18. doi :<https://doi.org/10.1080/00102202.2018.1556648> (2018) (cf. page 38).

124. KIVERIN, A. D. & YAKOVENKO, I. S. High-speed flame propagation in a channel and transition to detonation. *High Temperature* **58**, 647-654. doi :<https://doi.org/10.1134/S0018151X20040070> (2020) (cf. page 38).
125. KIVERIN, A., SMYGALINA, A. & YAKOVENKO, I. The Classification of the Scenarios of Fast Combustion Wave Development and Deflagration-to-Detonation Transition in Channels. *Russian Journal of Physical Chemistry B* **14**, 607-613. doi :<https://doi.org/10.1134/S1990793120040168> (2020) (cf. page 38).
126. VALIEV, D. M., BYCHKOV, V., AKKERMAN, V. & ERIKSSON, L.-E. Different stages of flame acceleration from slow burning to Chapman-Jouguet deflagration. *Physical Review E* **80**, 036317. doi :<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.80.036317> (2009) (cf. page 38).
127. CHUE, R., CLARKE, J. & LEE, J. Chapman-Jouguet deflagrations. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences* **441**, 607-623. doi :<https://doi.org/10.1098/rspa.1993.0082> (1993) (cf. page 38).
128. VALIEV, D., BYCHKOV, V., AKKERMAN, V., ERIKSSON, L.-E. & LAW, C. K. Quasi-steady stages in the process of premixed flame acceleration in narrow channels. *Physics of Fluids* **25**, 096101. doi :<https://doi.org/10.1063/1.4819885> (2013) (cf. pages 38, 171).
129. BRAILOVSKAYA, I & SIVASHINSKY, G. Hydraulic resistance and multiplicity of detonation regimes. *Combustion and flame* **122**, 130-138. doi :[https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(00\)00108-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(00)00108-5) (2000) (cf. pages 38, 158).
130. KAGAN, L. & SIVASHINSKY, G. On the transition from deflagration to detonation in narrow tubes. *Flow, turbulence and combustion* **84**, 423-437. doi :<https://doi.org/10.1007/s10494-010-9252-9> (2010) (cf. page 38).
131. BRAILOVSKY, I, KAGAN, L & SIVASHINSKY, G. Combustion waves in hydraulically resisted systems. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **370**, 625-646. doi :<https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0341> (2012) (cf. page 38).
132. KAGAN, L, GORDON, P & SIVASHINSKY, G. An asymptotic study of the transition from slow to fast burning in narrow channels. *Proceedings of the Combustion Institute* **35**, 913-920. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2014.06.096> (2015) (cf. page 38).
133. KAGAN, L. & SIVASHINSKY, G. Parametric transition from deflagration to detonation : Runaway of fast flames. *Proceedings of the Combustion Institute* **36**, 2709-2715. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.09.026> (2017) (cf. page 38).

134. AKKERMAN, V., BYCHKOV, V., KUZNETSOV, M., LAW, C. K., VALIEV, D. & WU, M.-H. *Fast flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in smooth and obstructed tubes, channels and slits 8th US National Combustion Meeting 2013* **2** (2013), 970-978 (cf. page 39).
135. V'YACHESLAV SLAVA, B. A. *Modeling and Simulation of Turbulent Combustion* 569-583 (Springer, 2018). doi :[https://doi.org/10.1007/978-981-10-7410-3\\_19](https://doi.org/10.1007/978-981-10-7410-3_19) (cf. page 39).
136. ALKHABBAZ, M., ABIDAKUN, O., VALIEV, D. & AKKERMAN, V. Impact of the Lewis number on finger flame acceleration at the early stage of burning in channels and tubes. *Physics of Fluids* **31**, 083606. doi :<https://doi.org/10.1063/1.5108805> (2019) (cf. page 39).
137. FUKUDA, M., DZIEMINSKA, E., HAYASHI, A. K., YAMADA, E. & TSUBOI, N. Effect of wall conditions on DDT in hydrogen–oxygen mixtures. *Shock Waves* **23**, 191-200. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-013-0444-9> (2013) (cf. page 39).
138. MACHIDA, T., ASAHARA, M., HAYASHI, A. K. & TSUBOI, N. Three-dimensional simulation of deflagration-to-detonation transition with a detailed chemical reaction model. *Combustion Science and Technology* **186**, 1758-1773. doi :<https://doi.org/10.1080/00102202.2014.935647> (2014) (cf. pages 39, 40, 170).
139. MELGUIZO-GAVILANES, J & HOUIM, R. Experimental and numerical study of flame acceleration and transition to detonation in narrow channels. *US National Combustion Meeting, College Park, MD* (2017) (cf. page 40).
140. HAN, W., GAO, Y. & LAW, C. K. Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in micro-and macro-channels : An integrated mechanistic study. *Combustion and Flame* **176**, 285-298. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.10.010> (2017) (cf. pages 40, 171).
141. WANG, C., ZHAO, Y. & ZHANG, B. Numerical simulation of flame acceleration and deflagration-to-detonation transition of ethylene in channels. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* **43**, 120-126. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2016.05.008> (2016) (cf. page 40).
142. ZHAO, Y., WANG, C. & BI, Y. LES of flame acceleration and DDT in small-scale channels. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* **49**, 745-752. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2017.02.011> (2017) (cf. pages 40, 86).

143. HUANG, J., HAN, W., GAO, X. & WANG, C. Effects of heat loss and viscosity friction at walls on flame acceleration and deflagration to detonation transition. *Chinese Physics B* **28**, 074704. doi :<https://doi.org/10.1088/1674-1056/28/7/074704> (2019) (cf. page 40).
144. XIAO, H., WANG, Q., HE, X., SUN, J. & SHEN, X. Experimental study on the behaviors and shape changes of premixed hydrogen–air flames propagating in horizontal duct. *International journal of hydrogen energy* **36**, 6325-6336. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2011.02.049> (2011) (cf. pages 41, 45).
145. XIAO, H., SHEN, X., GUO, S., SUN, J. *et al.* An experimental study of distorted tulip flame formation in a closed duct. *Combustion and flame* **160**, 1725-1728. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2013.03.011> (2013) (cf. pages 41, 45).
146. XIAO, H., WANG, Q., SHEN, X., AN, W., DUAN, Q. & SUN, J. An experimental study of premixed hydrogen/air flame propagation in a partially open duct. *International Journal of Hydrogen Energy* **39**, 6233-6241. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2013.05.003> (2014) (cf. pages 41, 45, 214).
147. XIAO, H., HOUIM, R. W. & ORAN, E. S. Formation and evolution of distorted tulip flames. *Combustion and Flame* **162**, 4084-4101. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.08.020> (2015) (cf. pages 41, 212).
148. XIAO, H., DUAN, Q. & SUN, J. Premixed flame propagation in hydrogen explosions. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **81**, 1988-2001. doi :<https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.06.008> (2018) (cf. page 41).
149. YU, M., ZHENG, K., ZHENG, L., CHU, T. & GUO, P. Scale effects on premixed flame propagation of hydrogen/methane deflagration. *international journal of hydrogen energy* **40**, 13121-13133. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2015.07.143> (2015) (cf. pages 41, 45).
150. WU, M.-h., BURKE, M., SON, S. F. & YETTER, R. Flame acceleration and the transition to detonation of stoichiometric ethylene/oxygen in microscale tubes. *Proceedings of the Combustion Institute* **31**, 2429-2436. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.08.098> (2007) (cf. pages 41, 45).
151. WU, M.-H. & WANG, C.-Y. Reaction propagation modes in millimeter-scale tubes for ethylene/oxygen mixtures. *Proceedings of the Combustion Institute* **33**, 2287-2293. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2010.07.081> (2011) (cf. pages 41, 43, 45).

152. CHAN, H. & WU, M. *Stages of Flame Acceleration and Detonation Transition in a Thin Channel Filled with Stoichiometric Ethylene/Oxygen Mixture 26th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems* (2017), 6 (cf. pages 42, 45, 188).
153. SSU, H.-W. & WU, M.-H. Formation and characteristics of composite reaction–shock clusters in narrow channels. *Proceedings of the Combustion Institute* **38**, 3473-3480. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.07.069> (2021) (cf. pages 42, 45).
154. WANG, C., WU, S., ZHAO, Y. & ADDAI, E. K. Experimental investigation on explosion flame propagation of H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> in a small scale pipeline. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* **49**, 612-619. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2017.06.004> (2017) (cf. pages 42, 45).
155. BLANCHARD, R., ARNDT, D., GRÄTZ, R. & SCHEIDER, S. Effect of ignition position on the run-up distance to DDT for hydrogen–air explosions. *Journal of loss prevention in the process industries* **24**, 194-199. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2010.12.007> (2011) (cf. pages 42, 45).
156. PROUST, C. Gas flame acceleration in long ducts. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* **36**, 387-393. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2015.04.001> (2015) (cf. pages 42, 45).
157. KERAMPAN, S, DESBORDES, D & VEYSSIERE, B. Study of the mechanisms of flame acceleration in a tube of constant cross section. *Combustion Science and Technology* **158**, 71-91. doi :<https://doi.org/10.1080/00102200008947328> (2000) (cf. pages 42, 214).
158. KERAMPAN, S, DESBORDES, D, VEYSSIÈRE, B & BAUWENS, L. *Flame propagation in a tube from closed to open end 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2001), 1082. doi :<https://doi.org/10.2514/6.2001-1082> (cf. pages 42, 188, 214, 215).
159. THOMAS, G., OAKLEY, G. & BAMBREY, R. An experimental study of flame acceleration and deflagration to detonation transition in representative process piping. *Process Safety and Environmental Protection* **88**, 75-90. doi :<https://doi.org/10.1016/j.psep.2009.11.008> (2010) (cf. pages 42, 45).
160. MAEDA, S., FUJISAWA, M., IENAGA, S., HIRAHARA, K. & OBARA, T. Effect of sandpaper-like small wall roughness on deflagration-to-detonation transition in a hydrogen–oxygen mixture. *Proceedings of the Combustion Institute* **37**, 3609-3616. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.07.119> (2019) (cf. pages 43, 45).

161. AIZAWA, K., YOSHINO, S., MOGI, T., SHIINA, H., OGATA, Y., WADA, Y. & HAYASHI, A. K. Study of detonation initiation in hydrogen/air flow. *Shock Waves* **18**, 299. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-008-0166-6> (2008) (cf. pages 43, 45).
162. KUZNETSOV, M, LIBERMAN, M & MATSUKOV, I. Experimental study of the preheat zone formation and deflagration to detonation transition. *Combustion Science and Technology* **182**, 1628-1644. doi :<https://doi.org/10.1080/00102202.2010.497327> (2010) (cf. pages 43, 45, 140).
163. MEYER, J., URTIEW, P. & OPPENHEIM, A. On the inadequacy of gasdynamic processes for triggering the transition to detonation. *Combustion and Flame* **14**, 13-20. doi :[https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(70\)80005-0](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(70)80005-0) (1970) (cf. pages 44, 171).
164. LIBERMAN, M., IVANOV, M., KIVERIN, A., KUZNETSOV, M., RAKHIMOVA, T. & CHUKALOVSKII, A. On the mechanism of the deflagration-to-detonation transition in a hydrogen-oxygen mixture. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **111**, 684-698. doi :<https://doi.org/10.1134/S1063776110100201> (2010) (cf. page 44).
165. YANEZ, J. & KUZNETSOV, M. Experimental study and theoretical analysis of a 'strange wave'. *Combustion and Flame* **167**, 494-496. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.02.004> (2016) (cf. pages 44, 45, 86, 88, 90, 91, 208).
166. BARANYSHYN, Y., KRIVOSHEYEV, P., PENYAZKOV, O. & SEVROUK, K. Flame front dynamics studies at deflagration-to-detonation transition in a cylindrical tube at low-energy initiation mode. *Shock Waves*, 1-9. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-020-00937-0> (2020) (cf. pages 44, 45).
167. KRIVOSHEYEV, P., PENYAZKOV, O. & SAKALOU, A. Analysis of the final stage of flame acceleration and the onset of detonation in a cylindrical tube using high-speed stereoscopic imaging. *Combustion and Flame* **216**, 146-160. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2020.02.027> (2020) (cf. pages 44, 45, 97, 124, 149).
168. KUZNETSOV, M, LELYAKIN, A, ALEKSEEV, V & MATSUKOV, I. *Detonation transition in relatively short tubes 30th International Symposium on Shock Waves 1* (2017), 481-485. doi :[https://doi.org/10.1007/978-3-319-46213-4\\_83](https://doi.org/10.1007/978-3-319-46213-4_83) (cf. pages 45, 208).
169. HATCHUEL, A. & WEIL, B. CK design theory : an advanced formulation. *Research in engineering design* **19**, 181-192. doi :<https://doi.org/10.1007/s00163-008-0043-4> (2009) (cf. page 47).

170. LE MASSON, P., HATCHUEL, A. & WEIL, B. Théorie CK-Fondements et implications d'une théorie de la conception. *Les Techniques de l'Ingenieur*. doi :<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01788961/> (2018) (cf. page 47).
171. BALLOSSIER, Y., VIROT, F. & MELGUIZO-GAVILANES, J. Strange wave formation and detonation onset in narrow channels. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 104535. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2021.104535> (2021) (cf. pages 48, 51, 81).
172. MELGUIZO-GAVILANES, J, BALLOSSIER, Y. & FARIA, L. M. Experimental and theoretical observations on DDT in smooth narrow channels. *Proceedings of the Combustion Institute* **38**, 3497-3503. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.07.142> (2021) (cf. pages 48, 156, 169).
173. BALLOSSIER, Y., VIROT, F. & MELGUIZO-GAVILANES, J. Flame propagation and acceleration in narrow channels : sensitivity to facility specific parameters. *Shock Waves*. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-021-01015-9> (2021). In press (cf. pages 48, 50, 183, 187).
174. TASSINARI, R. *Pratique de l'analyse fonctionelle* (Dunod, 1997) (cf. page 49).
175. SETTLES, G. S. *Schlieren and shadowgraph techniques : visualizing phenomena in transparent media* (Springer Science & Business Media, 2001) (cf. pages 63, 64, 65, 66).
176. HOOKE, R. *Micrographia* (Martyn & Allestry, 1665) (cf. pages 63, 64).
177. MARAT, J. P. *Recherches physiques sur le feu* (Chez CA Jombert, fils aîné, 1780) (cf. page 63).
178. FOUCAULT, L. *Mémoire sur la construction des télescopes en verre argenté Annales de l'observatoire de Paris* **5** (1859), 197-237 (cf. page 63).
179. TOEPLER, A. J. I. *Beobachtungen nach einer neuen optischen methode : Ein beitrage experimentalphysik* **157** (W. Engelmann, 1906) (cf. page 63).
180. KREHL, P & ENGEMANN, S. August toepler—the first who visualized shock waves. *Shock Waves* **5**, 1-18. doi :<https://doi.org/10.1007/BF02425031> (1995) (cf. page 63).
181. MACH, E. & SALCHER, P. *Photographische Fixirung der durch Projectile in der Luft eingeleiteten Vorgänge* (K. k. Hof-u. Staatsdruckerei, 1887) (cf. page 64).
182. RIEMANN, B. *Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungswerte* (Dieterich, 1860) (cf. page 64).
183. POISSON, S.-D. *Traité de mécanique* (Société belge de librairie, 1838) (cf. page 64).

184. VASIL'EV, L. A. *Schlieren Methods* (I.P.S.T., 1971) (cf. pages 64, 71).
185. SETTLES, G. S. & HARGATHER, M. J. A review of recent developments in schlieren and shadowgraph techniques. *Measurement Science and Technology* **28**, 042001. doi :<https://doi.org/10.1088/1361-6501/aa5748> (2017) (cf. page 64).
186. WEINBERG, F. J. *Optics of flames : including methods for the study of refractive index fields in combustion and aerodynamics* (Butterworths, 1963) (cf. page 66).
187. Van der WALT, S., SCHÖNBERGER, J. L., NUNEZ-IGLESIAS, J., BOULOGNE, F., WARNER, J. D., YAGER, N., GOULLART, E., YU, T. & the scikit-image CONTRIBUTORS. scikit-image : image processing in Python. *PeerJ* **2**, e453. doi :[10.7717/peerj.453](https://doi.org/10.7717/peerj.453) (juin 2014) (cf. page 74).
188. CANNY, J. A computational approach to edge detection. *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 679-698. doi :<https://doi.org/10.1109/TPAMI.1986.4767851> (1986) (cf. page 77).
189. THOMAS, G., BAMBREY, R. & BROWN, C. Experimental observations of flame acceleration and transition to detonation following shock-flame interaction. *Combustion Theory and Modelling* **5**, 573-594. doi :<https://doi.org/10.1088/1364-7830/5/4/304> (2001) (cf. pages 83, 86, 208).
190. ORAN, E, GAMEZO, V & KHOKHLOV, A. *Effects of boundary layers and wakes on shock-flame interactions and DDT 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* (2002), 776. doi :<https://doi.org/10.2514/6.2002-776> (cf. page 86).
191. TSUGÉ, S. The effect of boundaries on the velocity deficit and the limit of gaseous detonations. *Combustion Science and Technology* **3**, 195-205. doi :<https://doi.org/10.1080/00102207108952287> (1971) (cf. page 92).
192. DOVE, J., SCROGGIE, B. & SEMERJIAN, H. Velocity deficits and detonability limits of hydrogen-oxygen detonations. *Acta Astronautica* **1**, 345-359. doi :[https://doi.org/10.1016/0094-5765\(74\)90102-7](https://doi.org/10.1016/0094-5765(74)90102-7) (1974) (cf. page 92).
193. FICKETT, W. & DAVIS, W. C. *Detonation : theory and experiment* (Dover Publications, 2000) (cf. page 92).
194. TEODORCZYK, A, DROBNIAK, P & DABKOWSKI, A. Fast turbulent deflagration and DDT of hydrogen-air mixtures in small obstructed channel. *international journal of hydrogen energy* **34**, 5887-5893. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2008.11.120> (2009) (cf. page 96).
195. REN, K., KOTCHOURKO, A., LELYAKIN, A. & JORDAN, T. *Numerical Reproduction of DDT in Small Scale Channels 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering* (2017). doi :<https://doi.org/10.1115/ICONE25-67150> (cf. page 96).

196. BANE, S., ZIEGLER, J. & SHEPHERD, J. Development of one-step chemistry models for flame and ignition simulation. *GALCIT Report GALTCITFM* **2010** (2010) (cf. page 104).
197. XIAO, H., DUAN, Q., JIANG, L. & SUN, J. Effects of ignition location on premixed hydrogen/air flame propagation in a closed combustion tube. *International Journal of Hydrogen Energy* **39**, 8557-8563. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.03.164> (2014) (cf. pages 105, 209, 213).
198. YANG, X., YU, M., ZHENG, K., LUAN, P. & HAN, S. On the propagation dynamics of lean H<sub>2</sub>/CO/air premixed flame. *International Journal of Hydrogen Energy* **45**, 7210-7222. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2019.12.116> (2020) (cf. pages 105, 208, 209).
199. SILVESTRINI, M., GENOVA, B., PARISI, G. & TRUJILLO, F. L. Flame acceleration and DDT run-up distance for smooth and obstacles filled tubes. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* **21**, 555-562. doi :<https://doi.org/10.1016/j.jlp.2008.05.002> (2008) (cf. pages 146, 147, 169).
200. NG, W. B. & ZHANG, Y. Stereoscopic imaging and reconstruction of the 3D geometry of flame surfaces. *Experiments in Fluids* **34**, 484-493. doi :<https://doi.org/10.1007/s00348-002-0585-6> (2003) (cf. page 149).
201. DELAUNAY, B. *et al.* Sur la sphere vide. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Otdelenie Matematicheskii i Estestvennyka Nauk* **7**, 1-2 (1934) (cf. page 149).
202. GUT, Z. & WOLANSKI, P. Flame imaging using 3D electrical capacitance tomography. *Combustion Science and Technology* **182**, 1580-1585. doi :<https://doi.org/10.1080/00102202.2010.497420> (2010) (cf. page 149).
203. KRISTENSSON, E., LI, Z., BERROCAL, E., RICHTER, M. & ALDÉN, M. Instantaneous 3D imaging of flame species using coded laser illumination. *Proceedings of the Combustion Institute* **36**, 4585-4591. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.08.040> (2017) (cf. page 149).
204. BIVOL, G., GAVRIKOV, A., GOLUB, V., ELYANOV, A. & VOLODIN, V. *3D surface of an unstable hydrogen-air flame* 2020. doi :<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110265> (cf. page 149).
205. KELLENBERGER, M. & CICCARELLI, G. Single-head detonation propagation in a partially obstructed channel. *Combustion and Flame* **215**, 283-294. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2020.01.032> (2020) (cf. page 149).

206. FARIA, L. M. & KASIMOV, A. R. Qualitative modeling of the dynamics of detonations with losses. *Proceedings of the Combustion Institute* **35**. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2014.07.006> (2015) (cf. pages 156, 157, 159).
207. FARIA, L. *Qualitative and asymptotic theory of detonations* thèse de doctorat (2014). doi :<https://doi.org/10.25781/KAUST-120ND> (cf. page 157).
208. TANG, J & RADULESCU, M. Dynamics of shock induced ignition in Fickett's model : Influence of  $\chi$ . *Proceedings of the Combustion Institute* **34**, 2035-2041. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.05.079> (2013) (cf. page 158).
209. FICKETT, W. Detonation in miniature. *American Journal of Physics* **47**, 1050-1059. doi :<https://doi.org/10.1119/1.11973> (1979) (cf. page 158).
210. ROSALES, R. R. & MAJDA, A. Weakly nonlinear detonation waves. *SIAM Journal on Applied Mathematics* **43**, 1086-1118. doi :<https://doi.org/10.1137/0143071> (1983) (cf. page 158).
211. SEMENKO, R., FARIA, L., KASIMOV, A. R. & ERMOLAEV, B. Set-valued solutions for non-ideal detonation. *Shock Waves* **26**, 141-160. doi :<https://doi.org/10.1007/s00193-015-0610-3> (2016) (cf. page 158).
212. SOW, A., SEMENKO, R. E. & KASIMOV, A. R. On a stabilization mechanism for low-velocity detonations. *Journal of Fluid Mechanics* **816**, 539-553. doi :<https://doi.org/10.1017/jfm.2017.70> (2017) (cf. page 158).
213. WHITHAM, G. *Linear and Nonlinear Waves* (Wiley, 2011) (cf. pages 176, 177).
214. RAJAKUPERAN, E & RAMASWAMY, M. An experimental investigation of underexpanded jets from oval sonic nozzles. *Experiments in fluids* **24**, 291-299. doi :<https://doi.org/10.1007/s003480050176> (1998) (cf. page 185).
215. ZAPRYAGAEV, V. I., KUDRYAVTSEV, A. N., LOKOTKO, A. V., SOLOTCHIN, A. V. & HADJADJ, A. *An experimental and numerical study of a supersonic-jet shock-wave structure* rapport technique (RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES NOVOSIBIRSK INST OF THEORETICAL et APPLIED ..., 2002) (cf. page 185).
216. GRAY, J., MOECK, J. P. & PASCHEREIT, C. O. *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* 3656 (2013). doi :<https://doi.org/10.2514/6.2013-3656> (cf. pages 188, 214, 215).
217. KUZNETSOV, M & GRUNE, J. Experiments on combustion regimes for hydrogen/air mixtures in a thin layer geometry. *International Journal of Hydrogen Energy* **44**, 8727-8742. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2018.11.144> (2019) (cf. page 188).

218. KITAGAWA, T. Emission spectrum of the oxy-hydrogen flame and its reaction mechanism :(I) Formation of the activated water molecule in higher vibrational states. *The Review of Physical Chemistry of Japan* **13f** (1939) (cf. page 189).
219. GAYDON, A. G. Flame spectra in the photographic infra-red. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **181**, 197-209. doi :<https://doi.org/10.1098/rspa.1942.0071> (1942) (cf. page 189).
220. CHAVEZ, S. B. R., CHATELAIN, K. P., GUIBERTI, T. F., MÉVEL, R. & LACOSTE, D. A. Effect of the excitation line on hydroxyl radical imaging by laser induced fluorescence in hydrogen detonations. *Combustion and Flame* **229**, 111399. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.111399> (2021) (cf. page 189).
221. PANA, M., WANGA, X., ALBADIA, A., HANB, Y. & ZHANGA, Y. Further investigation of hydrogen flame colour. *27th Int. Colloq. on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS)* (cf. page 189).
222. WEBER, M. J. *Handbook of optical materials* doi :<https://doi.org/10.1201/9781315219615> (CRC press, 2002) (cf. page 190).
223. LIVEING, G. & DEWAR, J. On the influence of pressure on the spectra of flames. *Astronomy and Astro-Physics (formerly The Sidereal Messenger)* **11**, 215-223. doi :<https://doi.org/10.1098/rspl.1890.0086> (1892) (cf. page 193).
224. SCHEFER, R. W., KULATILAKA, W. D., PATTERSON, B. D. & SETTERSTEN, T. B. Visible emission of hydrogen flames. *Combustion and flame* **156**, 1234-1241. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.01.011> (2009) (cf. page 193).
225. GOUPY, J. & CREIGHTON, L. *Introduction aux plans d'expériences* (Dunod Paris, 2006) (cf. pages 194, 203).
226. PAREJO, C. B., MICHALSKI, Q., STROZZI, C., SOTTON, J. & BELLENOUE, M. *Characterization of Spark Ignition energy transfer by optical and non-optical diagnostics 8th european combustion meeting* (2017) (cf. page 195).
227. ONO, R. & ODA, T. Spark ignition of hydrogen-air mixture. *Journal of Physics : Conference Series* **142**, 012003. doi :<https://doi.org/10.1088/1742-6596/142/1/012003> (2008) (cf. page 195).
228. HUBER, G., GORB, S. N., HOSODA, N., SPOLENAK, R. & ARZT, E. Influence of surface roughness on gecko adhesion. *Acta biomaterialia* **3**, 607-610. doi :<https://doi.org/10.1016/j.actbio.2007.01.007> (2007) (cf. pages 197, 199).

229. FROLOV, S., BASEVICH, V. Y., AKSENOV, V. & POLIKHOV, S. Detonation initiation by controlled triggering of electric discharges. *Journal of Propulsion and Power* **19**, 573-580. doi :<https://doi.org/10.2514/2.6168> (2003) (cf. page 198).
230. GRAY, J. A. & LACOSTE, D. A. *Effects of Nanosecond Repetitively Pulsed Plasma Discharges on a Propagating Hydrogen–Air Flame AIAA Scitech 2019 Forum* (2019), 0750. doi :<https://doi.org/10.2514/6.2019-0750> (cf. page 198).
231. BOX, G. E., HUNTER, W. G., HUNTER, J. S. & AL. *Statistics for experimenters* (John Wiley et sons New York, 1978) (cf. page 203).
232. GOUPY, J. *Plans d'expériences* (Ed. Techniques Ingénieur, 2006) (cf. page 205).
233. KURYLO, J., DWYER, H. & OPPENHEIM, A. Numerical analysis of flowfields generated by accelerating flames. *AIAA Journal* **18**, 302-308. doi :<https://doi.org/10.2514/3.50763> (1980) (cf. page 212).
234. AKKERMAN, V., BYCHKOV, V., PETCHENKO, A. & ERIKSSON, L.-E. Flame oscillations in tubes with nonslip at the walls. *Combustion and Flame* **145**, 675-687. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2006.01.013> (2006) (cf. pages 212, 215).
235. FACHINI, F. F. & BAUWENS, L. Oscillatory flame propagation : Coupling with the acoustic field. *Proceedings of the Combustion Institute* **34**, 2043-2048. doi :<https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.05.032> (2013) (cf. page 214).
236. QI, S., DU, Y., ZHANG, P., LI, G., WANG, S., LI, Y. & DONG, T. Experimental study of gasoline vapor deflagration in a duct with an open end. *Combustion and Flame* **193**, 16-24. doi :<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.02.022> (2018) (cf. page 215).



# Résumé

L'évolution vers une économie basée sur l'hydrogène nécessite une compréhension pratique et fondamentale des risques liés à sa production, son stockage et sa manipulation. En cas de fuite, un allumage accidentel d'un mélange réactif peut entraîner une transition de la déflagration à la détonation (TDD) dans des milieux confinés (p. ex., dans des piles à combustibles, compartiments de batteries ou dans une centrale nucléaire). La TDD est un problème fondamental de combustion riche en physique. Il est important de la comprendre pour développer des corrélations et des outils de simulation pouvant être appliqués à la propulsion et à la prévention des explosions. L'objectif de ces travaux de thèse est de développer un canal entièrement accessible optiquement afin d'observer la topologie de la flamme lors du processus de transition de la déflagration à la détonation dans des canaux étroits et sans obstacle (sections carrées d'environ  $1 \text{ cm}^2$  pour  $1 \text{ m}$  de long, fermés du côté de l'allumage, et ouverts à la sortie). La mise en place d'un système optique permettant de réaliser une striescopie simultanée depuis deux directions orthogonales révèle pour la première fois la structure tri-dimensionnelle de la flamme, pendant son accélération, de l'allumage jusqu'à la transition vers la détonation, pour des mélanges hydrogène-oxygène dilués à l'azote (c.-à-d.  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ ).

La topologie de la flamme est symétrique pendant les premières phases de propagation, avant de devenir fortement asymétrique pour tous les mélanges testés. En fonction de la dilution d'azote l'évolution de la flamme est perturbée différemment par les instabilités de combustion et les interactions entre la flamme, les parois et l'écoulement. Les mélanges les plus dilués ( $\eta = 2, 2,5$  et  $3,76$ ) finissent par former une flamme en forme d'ogive symétrique plissée, alors que dans les cas moins dilués ( $\eta = 0$  et  $1$ ), la flamme reste fortement asymétrique jusqu'à l'initiation de la détonation. Avec le mélange  $\eta = 2$ , la distance flamme-chocs reste plus faible. De plus, la flamme se propage à une vitesse plus importante que dans les cas  $\eta = 0$  et  $1$ , respectivement  $1,5$  à  $1,78$  contre  $1,2$  à  $1,5$  fois la vitesse du son dans les gaz brûlés, juste avant l'initiation de la détonation.

À partir des données supplémentaires collectées via les deux directions de visualisation, nous avons pu prouver l'implication des parois, et principalement des coins dans l'initiation de la détonation dans un canal. Aucune initiation de la détonation au centre du canal n'a été rapportée dans cette configuration sur un ensemble de  $\sim 90$  essais. La grande quantité de données collectées permet d'estimer la fonction de répartition de la distance jusqu'à l'initiation de la détonation,  $x_{\text{DDT}}$ , afin de tenir compte de l'aspect stochastique du phénomène. Ces données permettent aussi de comparer  $x_{\text{DDT}}$  à des prédictions issues de modèles semi-empiriques et d'établir des corrélations entre  $x_{\text{DDT}}$  et le taux d'expansion ou la taille de cellules.

Finalement, grâce à une méthode simple, une première tentative de reconstruction de surface de la flamme a été réalisée. Le degré de plissement de la flamme, ou le ratio de surface de la flamme instantanée sur la surface de la flamme plane, est estimé à  $\sim 10$  juste avant l'initiation de la détonation. Ce degré de plissement de la flamme est comparé aux estimations issues d'un modèle théorique développé par Deshaies et Joulins. Un modèle scalaire capable de reproduire qualitativement la dynamique de la TDD a été étudié. Ce modèle met en avant le rôle des instabilités émergent de la zone de réaction ainsi que des perturbations de pression dans l'initiation de la détonation.

**Mots Clés :** accélération de flammes ; canal étroit ; hydrogène ; caractérisation expérimentale ; initiation de la détonation ; post-traitement d'images

# Abstract

The materialization of a hydrogen economy calls for practical and fundamental understanding of the risks associated with its production, storage and handling. Fuel leaks and accidental ignition of reactive mixtures can lead to deflagration-to-detonation-transition (DDT) in confined spaces (e.g., within fuel cells, battery compartments or nuclear power plants). DDT is an outstanding, physics-rich fundamental problem in combustion; it is important to understand DDT to develop engineering correlations and simulation tools that can be applied to propulsion, and the prevention/mitigation of explosions. To that end, the objective of this thesis is to develop a fully optically accessible channel in order to observe the flame topology during DDT in smooth narrow channels (1-m long; 1 cm<sup>2</sup> cross-section closed at the ignition end and open at the other end). The implementation of an optical system allowing simultaneous schlieren visualisation from two mutually orthogonal directions reveals, for the first time, the three-dimensional topologies of an accelerating flame from ignition to detonation onset for nitrogen-diluted hydrogen-oxygen mixtures (i.e.,  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \eta\text{N}_2$ ). Assumptions of symmetries were challenged/verified.

The flame topology is symmetric during the early stages of propagation, before becoming strongly asymmetric for all mixtures tested. Depending on the nitrogen dilution, combustion instabilities and flame-wall/-flow interactions disturb the flame differently. Mixtures with  $\eta = 2, 2.5$  and  $3.76$  result in corrugated symmetrical finger flames during the late acceleration stages, whereas mixtures with  $\eta = 0$  and  $1$  exhibit flames that remain strongly asymmetric until detonation onset. For  $\eta = 2$ , the preheat zone is smaller and the flame front speed larger before transition than for  $\eta = 0$  and  $1$ ;  $1.5$ - $1.78$  and  $1.2$ - $1.5$  the speed of sound in burnt gases, respectively.

The additional information collected permitted to construct maps of the spatial likelihood of detonation onset on the channel's cross section and unequivocally show the involvement of walls, and corners in the process. Clear dilution effects were observed likely due to the different flow topologies before transition. Notably, over an experimental campaign of  $\sim 90$  tests, detonation onset never took place at the channel's centerline. The considerable amount of data collected also allowed us to estimate the empirical distribution function associated to the distance to detonation onset,  $x_{\text{DDT}}$ , thereby accounting for the stochasticity of the phenomenon. Comparisons to semi-empirical predictive models for  $x_{\text{DDT}}$  and correlations between  $x_{\text{DDT}}$  and expansion ratio or detonation cell size were attempted.

Finally, using a very simple method, a first attempt to estimate the flame surface area was carried out. The degree of flame folding, or the ratio of the instantaneous flame surface area to that of a flat flame, was estimated to be  $\sim 10$  just before detonation initiation comparable to the predictions in the theory of Deshaies and Joulin. A scalar model that qualitatively captures the DDT dynamics was also studied which transparently shows the role played by instabilities arising in the reaction zone and subsequent pressure perturbations on detonation onset.

**Key words** : flame acceleration ; narrow channels ; hydrogen ; experimental characterization ; detonation onset ; image postprocessing

