



HAL
open science

Propagation d'une flamme de prémélange gazeux d'une enceinte vers un tube : études des mécanismes de transmission et de coincement au changement de section

Nicolas Henneton

► To cite this version:

Nicolas Henneton. Propagation d'une flamme de prémélange gazeux d'une enceinte vers un tube : études des mécanismes de transmission et de coincement au changement de section. Energie électrique. Université de Poitiers, 2007. Français. NNT: . tel-00259522

HAL Id: tel-00259522

<https://theses.hal.science/tel-00259522>

Submitted on 28 Feb 2008

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.

THESE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
Faculté des sciences Fondamentales et Appliquées
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Nicolas HENNETON

PROPAGATION D'UNE FLAMME DE PREMELANGE GAZEUX D'UNE ENCEINTE VERS UN TUBE : ETUDE DES MECANISMES DE TRANSMISSION ET DE COINCEMENT AU CHANGEMENT DE SECTION

Directeurs de Thèse :
Bernard VEYSSIERE et Bogdan PONIZY

Soutenue le 5 décembre 2007

JURY

M. D. DESBORDES, Professeur à l'ENSMA, Poitiers
Mme N. DJEBAILI - CHAUMEIX, Chargée de Recherches CNRS à ICARE, Orléans (*Rapporteur*)
MM. B. PONIZY, Maître de Conférences à l'ENSMA, Poitiers
C. PROUST, Animateur scientifique de la Direction des Risques Accidentels, INERIS
J.C. ROLON, Professeur à l'Ecole Centrale des Arts et Manufactures de Paris (*Rapporteur*)
B. VEYSSIERE, Directeur de Recherches CNRS au LCD, Poitiers

*“Only two things are infinite, the universe and human stupidity,
and I'm not sure about the former.”*

Albert Einstein

"Le but de la science est de prévoir et non, comme on l'a dit souvent, de comprendre."

Pierre Lecomte du Noüy

Sommaire

Sommaire	1
Notations	3
Introduction	5
Chapitre 1 : Synthèse des travaux antérieurs	7
1.1. Propagation d'une flamme dans une enceinte fermée.....	9
1.1.1. Les différentes phases de la propagation.....	9
1.1.2. Effet tulipe.....	12
1.1.3. Effets de pression des déflagrations	14
1.2. Transmission d'une flamme à l'extérieur d'une enceinte	15
1.2.1. Décharge des déflagrations à l'air libre : utilisation de l'évent.....	16
1.2.2. Décharge des déflagrations au moyen d'un tube	22
1.3. Arrêt de la flamme dans le tube	25
1.4. Conclusion.....	27
Chapitre 2 : Les montages expérimentaux	29
2.1. Montages avec chambres de section circulaire	31
2.1.1. Caractéristiques des chambres	32
2.1.2. Caractéristiques des tubes	32
2.1.3. Caractéristiques des inserts	33
2.1.4. Système d'allumage	33
2.2. Montage avec chambre de section rectangulaire.....	34
2.3. Méthodes de mesures et de visualisation	35
2.3.1. Mesures de pression	35
2.3.2. Détection du front de flamme.....	35
2.3.3. Visualisations en lumière directe	36
2.3.4. Visualisations par strioscopie.....	37
2.3.5. Visualisations par tomographie.....	38
2.4. Déroulement des essais	40
2.5. Montage à grande échelle.....	41
Chapitre 3 : Modélisation.....	43
3.1. Simulation de l'écoulement gazeux et de la flamme.....	46
3.1.1. Choix des modèles	46
3.1.2. Méthode de résolution numérique.....	48
3.1.3. Choix du maillage	49
3.1.4. Conditions initiales et aux limites	50
3.2. Modèle thermique de l'insert	51
3.2.1. Présentation de la méthode nodale	51
3.2.2. Application au cas de l'insert	53
3.2.3. Détermination du coefficient d'échange par convection.....	56
3.2.4. Conditions aux limites.....	59
3.2.5. Résolution du système d'équations	59
Chapitre 4 : Propagation de la flamme en chambre seule	61
4.1. Chambre fermée	63
4.1.1. Résultats expérimentaux	63
4.1.2. Simulations numériques	66

4.1.3.	Discussion : l'effet tulipe	72
4.2.	Chambre ouverte à une extrémité.....	73
4.2.1.	Résultats expérimentaux : Chambre (A) de longueur $L_C = 385$ mm	73
4.2.2.	Résultats expérimentaux : Chambre (B) de longueur $L_C = 140$ mm.....	80
4.2.3.	Comparaison entre les deux chambres	83
4.2.4.	Simulations numériques	85
4.3.	L'effet tulipe : Synthèse des observations.....	89
4.4.	Explosion externe	90
Chapitre 5 : Transmission de la flamme depuis une chambre dans un tube		95
5.1.	Caractéristiques de la propagation et de l'explosion secondaire.....	97
5.1.1.	Chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm.....	97
5.1.2.	Chambre (A) avec un tube de diamètre $\varnothing_T = 16$ mm.....	101
5.2.	Simulations numériques	103
5.2.1.	Chambre (A) avec un tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm.....	103
5.2.2.	Le déclenchement de l'explosion secondaire.....	106
5.3.	Influence du rapport V/S du volume de la chambre par rapport à la surface de l'orifice de sortie	109
5.3.1.	Chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm.....	109
5.3.2.	Chambre (B) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm.....	109
5.3.3.	Chambre (B) avec un tube de diamètre $\varnothing_T = 21$ mm	111
5.4.	Profils de vitesse et de température à l'entrée du tube	113
5.4.1.	Résultats des simulations	113
5.4.2.	Chambre de section rectangulaire	115
Chapitre 6 : Chambre avec tube, influence de l'insert.....		119
6.1.	Résultats expérimentaux : chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm	121
6.1.1.	Insert de surface $S_{INS} = 220$ cm ²	121
6.1.2.	Insert de surface $S_{INS} = 157$ cm ²	123
6.1.3.	Insert de surface $S_{INS} = 108$ cm ²	127
6.2.	Résultats expérimentaux : chambre (B) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 21$ mm.	131
6.3.	Simulations numériques avec le modèle thermique	134
6.3.1.	Evolution de la température à l'entrée du tube	134
6.3.2.	Résultats	136
6.3.3.	Prédiction de l'extinction de la flamme	138
6.3.4.	Comparaison expériences / modèle thermique.....	143
6.4.	Essais à grande échelle	145
6.4.1.	Expériences sans insert.....	145
6.4.2.	Comparaison avec les simulations numériques.....	146
6.4.3.	Dimensionnement de l'insert	147
6.4.4.	Expériences avec l'insert.....	149
Synthèse des travaux et conclusions		151
Bibliographie.....		157
Annexe : Exemple de code pour le modèle thermique de l'insert		163

Notations

Lettres romaines

A et B	constantes empiriques du modèle « Eddy dissipation »
c	vitesse du son
C_i	capacité thermique au nœud i
C_p	chaleur massique à pression constante
D_{INS}	diamètre de l'insert
G_{ij}	conductance entre les nœuds i et j
$G_{i,j}$	nœud de gaz
h	coefficient d'échange par convection
i	espèce chimique
i,j	nœuds
k	énergie cinétique turbulente
L_C	longueur d'une chambre
L_{INS}	longueur d'un insert
L_T	longueur d'un tube
L_t	échelle intégrale de turbulence
\dot{m}	débit massique
M_i	masse molaire de l'espèce i
N_S	nombre de spires d'un insert
P_i	pression initiale
$P_{i,j}$	nœud d'insert
P_{max}	pression maximale
P_{red}	pression réduite
P_{stat}	pression statique
P_V	pression maximale théorique, atteinte lors d'une combustion isochore
ΔP	surpression par rapport à la pression initiale
Q_i	source de chaleur au nœud i
R_i	taux de production de l'espèce i
r_b	rayon de courbure du front de flamme
S_{INS}	surface globale de tamis (longueur x enroulement) d'un insert
S_u	vitesse fondamentale de flamme
S_t	vitesse de combustion turbulente
T_i	température du nœud i
T_m	température moyenne
T_{max}	température maximale
$T_{mél}$	température de mélange
T_M	température maximale atteinte par $T_{mél}$

u'	intensité de turbulence
V	volume de l'enceinte
V_f	vitesse apparente ou absolue du front de flamme
$V_{i,j}$	volume élémentaire
Y	fraction massique d'une espèce i

Lettres grecques

γ_b	rapport des chaleurs massiques
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
\varnothing_C	diamètre intérieur d'une chambre
\varnothing_f	diamètre de la flamme à l'entrée du tube
\varnothing_{fil}	diamètre d'un fil du tamis
\varnothing_S	diamètre de l'orifice de sortie d'une chambre
\varnothing_T	diamètre intérieur d'un tube
λ	conductivité
ν	viscosité cinématique
v_f	vitesse des gaz frais
ρ	masse volumique
v_i	coefficient stoechiométrique de l'espèce i
ϕ	flux énergétique échangé entre les nœuds i et j

Nombres sans dimension

Br	nombre de Bradley
Br_t	nombre de Bradley turbulent
Nu	nombre de Nusselt
Pr	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds

Introduction

Le phénomène de propagation d'une flamme dans un prémélange gazeux réactif contenu dans une enceinte de géométrie complexe est un problème extrêmement difficile à analyser et pour lequel il n'existe aucun modèle prédictif. Une configuration apparemment aussi simple qu'un changement de section sur le parcours de la flamme dans un tube rectiligne est déjà un cas complexe à étudier, car l'interaction de la flamme et de l'écoulement des gaz au niveau de ce changement de section a des effets multiples sur la flamme : augmentation de la surface d'échange entre gaz frais et gaz brûlés, étirement du front de flamme et modification de la courbure locale, influence de la turbulence sur le taux de réaction, etc... Ces effets peuvent être contradictoires et favoriser une accélération de la flamme, ou, à l'inverse, son coincement et son extinction.

Les situations pratiques où ce problème se pose sont extrêmement variées. Nous nous limiterons dans le cadre de cette étude, à certains aspects qui concernent la sécurité industrielle. En effet, de nombreuses installations mettent en œuvre des réseaux de canalisations reliant entre eux des réservoirs susceptibles de contenir des mélanges réactifs gazeux. Une flamme se propageant au sein d'un fluide réactif dans une telle installation présente un risque potentiel de provoquer une explosion. L'industrie chimique, la pétrochimie ou toutes autres activités utilisant des produits dangereux doivent prévenir ce type d'accident.

Nous nous sommes donc attachés à analyser les diverses étapes du développement et de la propagation d'une flamme dans une enceinte cylindrique, ainsi que sa transmission dans une canalisation coaxiale de plus petite section. Cette configuration de base est représentative d'une grande variété de configurations rencontrées dans les installations industrielles (réservoirs, silos, réacteurs,...). Nous cherchons à obtenir des connaissances nouvelles concernant l'influence des paramètres de base de cette configuration (tels que le rapport d'allongement L/D de l'enceinte, la section de l'orifice d'évacuation, la présence ou non d'une canalisation en prolongement de l'orifice, l'adjonction de dispositifs au changement de section pour perturber la flamme) sur la dynamique de la flamme et les effets de pression engendrés dans l'enceinte et la canalisation. Pour cela nous nous sommes proposés de confronter les résultats d'observations expérimentales basées principalement sur des

visualisations instantanées, à cadence élevée, de la flamme à ceux fournis par des simulations numériques.

Après avoir examiné les travaux antérieurs au premier chapitre, nous décrivons les montages expérimentaux et les techniques de diagnostic dans le deuxième chapitre. Le troisième est consacré à la présentation des modèles utilisés pour les simulations numériques de l'écoulement gazeux et du comportement thermique des obstacles métalliques. Les résultats sont ensuite discutés dans les parties suivantes : nous commençons par étudier le cas d'une chambre fermée, puis d'une chambre munie d'une ouverture (chapitre 4), pour ensuite traiter le cas où un tube est connecté à la chambre (chapitre 5). Finalement, l'effet de l'ajout d'un insert à l'entrée de la conduite est étudié (chapitre 6).

Chapitre 1 : Synthèse des travaux antérieurs

Dans ce chapitre, nous commençons par rappeler quelques notions concernant la propagation d'une flamme dans une enceinte fermée (phases de propagation, effets de pression engendrés, effet tulipe).

Puis, nous détaillons les travaux précédents relatifs aux configurations permettant de transmettre une flamme à l'extérieur d'une enceinte (évent et conduite de décharge).

Dans le cas d'une enceinte munie d'une canalisation, nous examinons finalement les résultats obtenus lors d'études antérieures sur une méthode permettant d'arrêter la flamme à l'entrée du tube.

1.1. Propagation d'une flamme dans une enceinte fermée

1.1.1. *Les différentes phases de la propagation*

L'inflammation d'un mélange gazeux entraîne la formation d'une zone de réaction exothermique, appelée onde de combustion ou plus simplement « flamme ». Dans cette zone, les réactifs sont transformés en produits brûlés et l'énergie chimique est transformée en chaleur. La déflagration est le mode de propagation d'une flamme dont le front se déplace à une vitesse subsonique.

Comme cela a été précisé dans l'introduction, nous nous limitons à l'étude d'une flamme de prémélange qui se propage dans une enceinte cylindrique. L'allumage, situé à une extrémité de l'enceinte, a été choisi de manière à produire une flamme laminaire.

Dans ces conditions, lors de la déflagration dans une enceinte fermée, plusieurs phases de propagation de la flamme sont susceptibles d'être observées successivement au cours du temps (Fig. 1.1) :

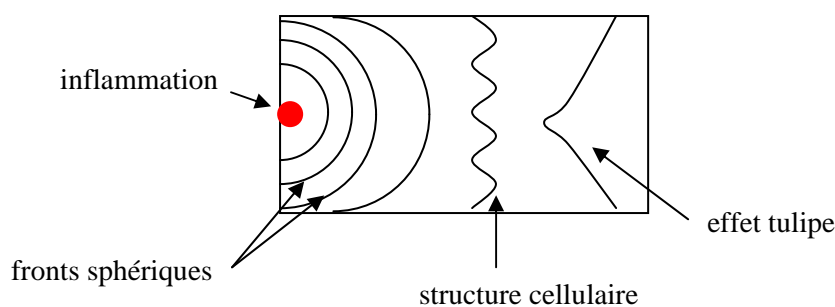


Fig. 1.1 : Fronts de flamme à différents instants lors d'une déflagration dans une enceinte fermée

1.1.1.i. La déflagration laminaire

Juste après l'inflammation, le front de flamme laminaire se développe sphériquement autour du point d'allumage. Ce front est lisse et caractérisé par une épaisseur relativement faible (de l'ordre de 0,1 mm), de sorte qu'il peut être assimilé à une interface réactive transformant les gaz frais en gaz brûlés. Ces derniers ont une densité moindre (d'un facteur 8 environ dans le cas des mélanges hydrocarbures-air stoechiométriques) que le mélange gazeux initial, et provoquent ainsi une expansion volumique brusque capable de mettre en mouvement les gaz frais, situés en aval, devant la flamme. Ainsi, les gaz brûlés agissent comme un piston sur les gaz frais.

Tant que la flamme est laminaire, la vitesse relative normale du front de flamme par rapport aux gaz frais représente la vitesse de consommation du mélange frais. Elle est appelée vitesse fondamentale de flamme et le plus souvent désignée par S_u ou S_l . Sa valeur est comprise entre 0,4 et 0,5 m.s⁻¹ pour des mélanges hydrocarbures-air stoechiométriques [1]. C'est une grandeur caractéristique du mélange réactif. La vitesse apparente ou absolue du front de flamme (dans un repère fixe), V_f , correspond alors à la somme de la vitesse fondamentale et de la vitesse des gaz frais v_f induite par l'expansion de la flamme :

$$V_f = S_u + v_f \quad (1)$$

La vitesse fondamentale de flamme laminaire ne dépend pas seulement de la composition du mélange, mais aussi des conditions initiales de température et de pression du mélange frais [2]. Un exemple de variation de la vitesse fondamentale de flamme en fonction de la température et de la pression est donné par la relation (2) :

$$S_u = S_{u0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^a \left(\frac{P}{P_0} \right)^b \quad (2)$$

où T_0 et P_0 sont la température et la pression dans l'état de référence, S_{u0} est la vitesse fondamentale dans l'état de référence, a et b sont des constantes qui dépendent du mélange réactif et de sa richesse. Pour des mélanges hydrocarbures-air, on a généralement $a \approx 2$ et $-0.5 < b < 0$.

Dans le cas d'une flamme laminaire infiniment mince en propagation sphérique dans une enceinte fermée, l'expansion des gaz produit une augmentation de pression dans la chambre. L'évolution instantanée de la pression dP_b/dt est liée à la position de la flamme (rayon r_b dans le cas d'une sphère), au rapport d'expansion entre les gaz brûlés (de densité ρ_b)

et les gaz frais (de densité ρ_f), à la vitesse apparente de flamme V_f , à la pression P_b , au rapport des chaleurs massiques γ_b et à S_u , selon la relation (3) établie par Andrews et Bradley [3] :

$$\frac{dP_b}{dt} = \frac{3\gamma_b P_b}{r_b} \left(\frac{\rho_f}{\rho_b} S_u - V_f \right) \quad (3)$$

De cette relation, on peut déduire la valeur de S_u en fonction de P_b , V_f et r_b . C'est l'une des méthodes utilisées pour la détermination de S_u .

1.1.1.ii. La structure cellulaire

Au fur et à mesure de sa propagation, la flamme initialement laminaire est sujette à plusieurs types d'instabilités [4], liées aux perturbations de son environnement (variations de la vitesse des gaz, propagation d'ondes de pression, fluctuations locales de la composition). L'un des effets de ces perturbations est de faire naître une structure particulière du front laminaire : la structure cellulaire. L'interface lisse prend alors la forme indiquée sur la figure 1.2 :

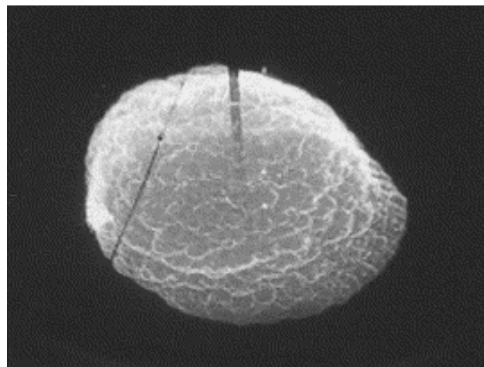


Fig. 1.2 : Photographie d'une flamme cellulaire [7]

Ce phénomène a été étudié en détail, notamment par Markstein, Zeldovich et Bradley [5-7]. Dans ce cas, la surface du front de flamme qui est aussi la surface de la zone de réaction est sensiblement augmentée. Ainsi, dès que ce type de flamme est observé, la vitesse de consommation du mélange frais ne correspond plus à la vitesse fondamentale de flamme S_u mais à une vitesse de combustion dont la valeur varie entre $1,5 \times S_u$ et $3 \times S_u$. La vitesse apparente des flammes, V_f , devient alors proche de la dizaine de m.s^{-1} .

En pratique, l'apparition d'une structure cellulaire est en général le prélude à une transition vers la combustion turbulente.

1.1.1.iii. La déflagration turbulente

Le principal facteur d'accélération de la flamme est son interaction avec l'écoulement des gaz et la turbulence qui lui est associée. Cette interaction entre la turbulence de l'écoulement réactif et la flamme est complexe. De nombreux chercheurs [8-10] ont essayé d'établir des corrélations, le plus souvent empiriques, donnant la vitesse de combustion turbulente S_t (grandeur analogue à la vitesse de combustion laminaire S_u) en fonction des caractéristiques des écoulements gazeux réactifs. En résumé, il semble que S_t dépend de la vitesse de combustion laminaire S_u , de l'intensité de turbulence u' et dans une moindre mesure de l'échelle intégrale de turbulence L_t .

Ainsi, lorsque l'écoulement des gaz réactifs devient turbulent, la combustion est accélérée et l'effet piston exercé par les gaz brûlés sur les gaz frais est accentué. De plus, si des vitesses de déflagration importantes sont atteintes, des ondes de pression de forte amplitude, voire des ondes de choc sont engendrées en avant du front de flamme. En conséquence, les gaz frais sont préchauffés par ces ondes avant d'être brûlés. Or, la vitesse fondamentale de flamme laminaire (qui a une influence sur la valeur de la vitesse de combustion turbulente) augmente rapidement avec la température des gaz frais d'après l'équation (2). On a donc un phénomène de bouclage entre la turbulence de l'écoulement réactif, les ondes de compression, et la vitesse de propagation de la flamme, ce qui contribue encore plus à l'auto-accélération des déflagrations turbulentes.

A l'inverse, un mélange trop turbulent entre les gaz frais et les gaz brûlés peut conduire par le biais de l'étirement du front de flamme à des décélérations voire à des extinctions locales de la flamme (refroidissement de la zone réactionnelle, dilution des radicaux).

1.1.2. Effet tulipe

Un phénomène caractéristique de la propagation des flammes dans les enceintes confinées est « l'effet tulipe ». Ce phénomène a été mis en évidence et photographié très tôt par Ellis et Wheeler [11], et est maintenant couramment pris en compte pour décrire le changement de forme que subit une flamme lorsque la surface de son front s'incurve vers les produits de combustion (Fig. 1.1).

Depuis, de nombreuses études (Guenoche [12-13], Leyer et Manson [14], Starke et Roth [15], Dunn-Rankin et al. [16], Clanet et Searby [17], Dunn-Rankin et Sawyer [18]) ont montré que ce phénomène pouvait survenir dans des configurations différentes (tubes fermés

courts ou longs, tubes avec une extrémité ouverte, chambres très étroites où les pertes de chaleur aux parois sont importantes), et que plusieurs mécanismes pouvaient être à l'origine du changement de forme du front de flamme. Un exemple de visualisation par strioscopie de l'effet tulipe [18] est indiqué sur la figure 1.3.

D'autre part, des simulations numériques (Rotman et Oppenheim [19], Gonzalez et al. [20], N'Konga et al. [21], Matalon et Metzener [22]) ont tenté de reproduire la flamme tulipe, et ainsi de clarifier les mécanismes mis en jeu.

Parmi les causes avancées pour expliquer ce phénomène, on peut donc mentionner : l'effet de refroidissement des gaz brûlés [11], l'interaction entre la flamme et les ondes de pression [13], l'effet de recirculation induit dans les gaz frais [19], et enfin l'instabilité hydrodynamique de Darrieus-Landau [20-21]. Cette dernière est liée à l'expansion des gaz et à la conservation de la composante tangentielle de la vitesse relative au front de flamme. Dans le cas où la composante normale de la vitesse augmente, l'instabilité se développe.

Néanmoins, comme certaines études numériques l'ont montré, dans le cas des tubes relativement courts, la flamme tulipe peut apparaître même en l'absence d'ondes de pression [16]. Il semble donc impossible de dissocier les mécanismes mis en cause lors de l'effet tulipe de la géométrie de l'enceinte où se propage la déflagration.

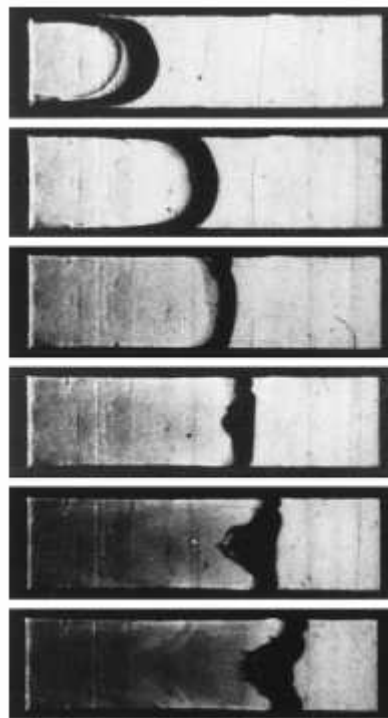


Fig. 1.3 : Propagation d'une flamme de prémélange méthane/air à la stoechiométrie, dans une chambre rectangulaire de section carrée (38 mm x 38 mm) et de longueur 150 mm. Les images sont obtenues par strioscopie à des intervalles de 5 ms [18]

1.1.3. Effets de pression des déflagrations

La combustion d'un mélange gazeux dans une enceinte fermée donne lieu à une augmentation très rapide de pression due à l'expansion des gaz chauds. La pression développée croît en fonction du temps (cf. Fig. 1.4) jusqu'à une valeur maximale notée P_{max} . La valeur théorique de la pression maximale est la pression P_V obtenue lors d'une combustion isochore, et peut être calculée en fonction de la composition du mélange gazeux et des conditions initiales. Cette pression est atteinte en fin de combustion. Dans la pratique, la valeur de P_{max} peut être inférieure à cette valeur théorique et dépend essentiellement de la compétition entre les pertes de chaleur aux parois et la libération de la chaleur pendant la combustion. Elle varie donc en fonction de la taille et de la géométrie de l'enceinte.

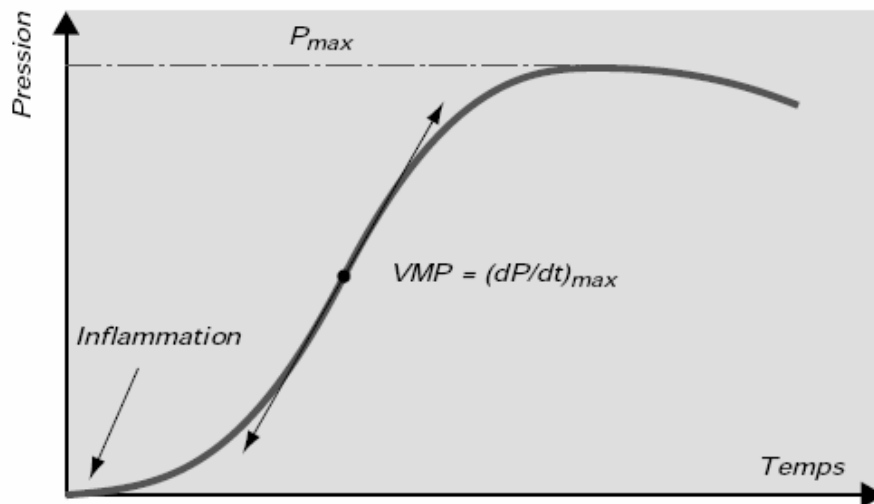


Fig. 1.4 : Exemple d'enregistrement de la surpression d'explosion en fonction du temps dans une enceinte fermée

Un deuxième paramètre important est l'évolution dP/dt de la pression dans la chambre en fonction du temps. D'après la relation (3) on peut remarquer que dP/dt dépend de S_u , qui est une caractéristique intrinsèque du mélange réactif, et de $r_b(t)$, position de la flamme à chaque instant de la propagation, qui dépend des caractéristiques géométriques du confinement. Le paramètre dP/dt est donc intimement lié au processus de propagation de la flamme dans l'enceinte. Malheureusement, cette évolution de dP/dt ne peut que difficilement être déterminée a priori car la connaissance de $r_b(t)$ ne peut être obtenue que par observation directe de la flamme. Par ailleurs, la valeur de S_u n'est pas toujours bien connue lorsque la composition chimique du mélange réactif est complexe. Compte tenu de ces difficultés, des

relations empiriques sont utilisées pour caractériser la « violence des explosions » et classer les mélanges réactifs vis-à-vis des risques d'explosion. On définit par exemple le coefficient K_G tel que :

$$\left. \frac{dP}{dt} \right)_{\max} = K_G \cdot V^{-1/3} \quad (4)$$

Cette relation, appelée « loi cubique », fait intervenir la vitesse maximale d'augmentation de la pression, $(dP/dt)_{\max}$, relevée au point d'inflexion de la courbe de pression en fonction du temps (notée VMP sur la Fig. 1.4), et le volume de l'enceinte. Le coefficient K_G est donc implicitement corrélé à une valeur particulière de S_u , celle qui correspond aux conditions de température et de pression existant au point VMP.

Compte tenu de la forte dépendance de dP/dt aux caractéristiques géométriques de l'enceinte, la détermination de K_G doit s'effectuer au moyen de tests standardisés afin que les valeurs de K_G puissent être comparables entre elles lorsqu'on fait varier la composition du mélange. Par exemple, une méthode fréquemment utilisée [23] est basée sur les conditions suivantes :

- une enceinte sphérique de 5 litres ;
- des conditions initiales de pression et température atmosphériques ;
- une source d'amorçage de 10 joules ;
- une composition optimale du mélange réactif qui donne l'explosion la plus « violente ». En effet, P_{\max} et $(dP/dt)_{\max}$ passent par un maximum, généralement lorsque la composition du mélange gazeux est légèrement supérieure à la composition stœchiométrique (richesses allant de 1,1 à 1,3).

1.2. Transmission d'une flamme à l'extérieur d'une enceinte

Les surpressions atteintes dans une enceinte fermée (P_{\max} de l'ordre de 8 à 10 bar pour un mélange réactif à base d'hydrocarbures et d'air, de richesse 1, et à une pression initiale atmosphérique) imposent donc d'utiliser un système pour évacuer les gaz à l'extérieur de l'enceinte, afin d'éviter sa destruction.

1.2.1. Décharge des déflagrations à l'air libre : utilisation de l'évent

1.2.1.i. Principe de l'évent

Pour éviter les conséquences d'une déflagration sur l'enceinte (qui ne résisterait pas à une surpression P_{max}), une première solution est de limiter la pression maximale atteinte dans l'enceinte en évacuant une partie des gaz à travers un évent de décharge (voir Fig. 1.5).

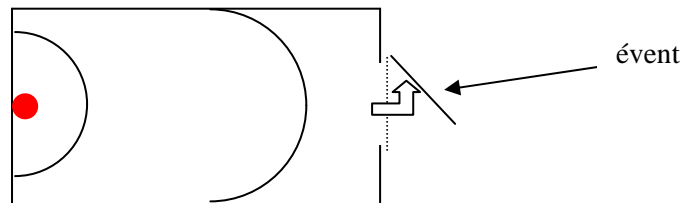


Fig. 1.5 : Enceinte avec évent

Celui-ci consiste en une partie du confinement de résistance plus faible qui doit s'ouvrir en cas d'explosion. L'évent s'ouvrira lorsque la pression atteint une valeur prédéterminée P_{stat} , pression statique, et limitera la pression d'explosion dans l'enceinte à une valeur P_{red} , pression réduite, choisie pour être compatible avec la résistance mécanique de l'enceinte (Fig. 1.6). Cette condition peut être réalisée par des dispositifs tels que des disques de rupture ou des trappes.

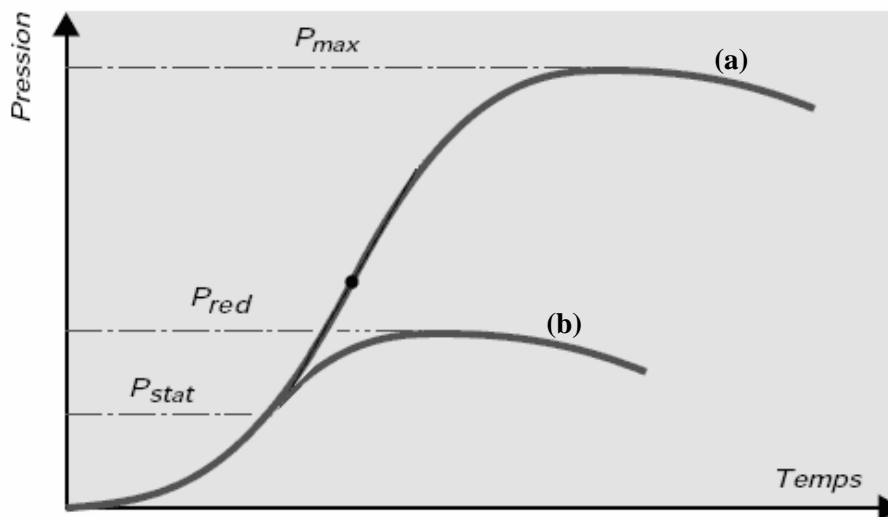


Fig. 1.6 : Surpression d'explosion en fonction du temps
(a) dans une enceinte fermée (b) dans la même enceinte munie d'un évent de décharge

Plus encore que pour une chambre fermée, on ne dispose pas de modèle pour prédire l'évolution de la pression au cours du temps à l'intérieur d'une enceinte munie d'un orifice. Il est pour cela nécessaire de connaître :

- la loi de variation de la vitesse de combustion au cours de la propagation de la flamme, qui est influencée par la turbulence, ainsi que par le volume et la forme de l'enceinte ;
- la loi de variation du débit de masse au niveau de l'orifice.

C'est pourquoi des travaux ont été menés pour essayer de dégager des corrélations empiriques permettant de dimensionner des événements de protection (à partir de caractéristiques facilement mesurables et de méthodes suffisamment simples à mettre en œuvre).

Ainsi, Bartknecht [24] a réalisé des essais expérimentaux dans des enceintes de volume variant de 1 à 30 m³ avec des valeurs de la pression statique P_{stat} allant de 0,1 à 0,5 bar de surpression par rapport à la pression initiale P_i . Il a constaté que, tout comme $(dP/dt)_{max}$, la surface spécifique d'événement s (ou rapport S/V de la surface d'événement S par rapport au volume V de l'enceinte) pourrait être corrélée au volume suivant une loi cubique telle que :

$$s \cdot V^{1/3} = cste \quad (5)$$

Pour deux configurations 1 et 2, dont les valeurs de P_{stat} et P_{red} sont identiques, il s'ensuit que :

$$S_2 = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{2/3} S_1 \quad (6)$$

Cela signifie que si l'on connaît la surface d'événement S_1 nécessaire pour la protection de l'enceinte de volume V_1 , qui a été déterminée expérimentalement, on peut calculer la surface d'événement S_2 nécessaire pour une enceinte de volume V_2 . Il s'agit donc là d'une loi de similitude empirique, qui nécessite des précautions dans l'application, en particulier pour le volume (l'enceinte la plus petite testée étant de 1 m³).

On peut trouver dans la littérature de nombreuses manières de calculer la pression réduite d'explosion en fonction des caractéristiques de l'enceinte à protéger et de la taille de l'événement. Les normes NFPA 68 [25] et VDI 3673 [26] ont publié une série d'abaques afin de dimensionner les surfaces d'événements. Des méthodes de calculs ont été développées notamment par Yao [27], Bradley et Mitcheson [28], Moen et al. [29], Cooper et al. [30], Molkov [31-33], Canu et al. [34].

Une comparaison des différentes méthodes et de leur domaine de validité a été faite par Razus et Krause [35]. Ces corrélations, ainsi que leur domaine de validité, sont les suivantes ($\Delta P_{red} = P_{red} - P_i$, $\Delta P_{stat} = P_{stat} - P_i$, $\Delta P_{max} = P_{max} - P_i$, et P_i pression initiale) :

- NFPA 68 (valide pour $\Delta P_{stat} \leq 0,1$ bar) :

$$\Delta P_{red} = \left(\frac{C \cdot A_S}{A_V} \right)^2 \quad (7)$$

C (en $\text{bar}^{1/2}$) est un coefficient qui dépend du mélange réactif, A_V correspond à la surface de l'événement (m^2), et A_S à la surface interne de l'enceinte (m^2).

- Bradley et Mitcheson, relation n°1 :

$$\Delta P_{red} = 2,43 \left(\frac{\bar{A}}{S_0} \right)^{-0.6993} \quad \text{si } \Delta P_{stat} \geq 1 \text{ bar} \quad (8)$$

$$\Delta P_{red} = 12,46 \left(\frac{\bar{A}}{S_0} \right)^{-2} \quad \text{si } \Delta P_{stat} < 1 \text{ bar} \quad (9)$$

où $\bar{A} = \left(\frac{C_d \cdot A_V}{A_S} \right)$ et $S_0 = \frac{S_{u0}}{c_0} \left(\frac{\rho_{f0}}{\rho_{b0}} - 1 \right) = \frac{S_{u0}}{c_0} (E_0 - 1)$ sont des paramètres sans dimension.

S_{u0} , c_0 , ρ_{f0} et ρ_{b0} sont respectivement la vitesse fondamentale de flamme, la vitesse du son, la densité des gaz frais et la densité des gaz brûlés à l'état initial, E_0 est défini comme égal au rapport ρ_{f0} / ρ_{b0} , et C_d est un coefficient qui dépend du mélange réactif.

- Bradley et Mitcheson, relation n°2 :

$$\Delta P_{red} = 4,82 (\Delta P_{stat})^{0,375} \left(\frac{\bar{A}}{S_0} \right)^{-1.25} \quad (10)$$

- Molkov :

$$\frac{\pi_{red}}{\pi_V^{1.5}} = Br_t^{-2.4} \quad \text{si } \left(\frac{\pi_{red}}{\pi_V^{1.5}} \leq 1 \text{ et } Br_t \geq 1 \right) \quad (11)$$

$$\frac{\pi_{red}}{\pi_V^{1.5}} = 7 - 6 \cdot Br_t^{0.5} \quad \text{si } \left(\frac{\pi_{red}}{\pi_V^{1.5}} > 1 \text{ et } Br_t < 1 \right) \quad (12)$$

Les nombres $\pi_{red} = \frac{P_{red}}{P_i}$, $\pi_V = \frac{P_{stat}}{P_i} + 1$, et $\pi_i = \frac{P_i}{P_i}$ sont tous adimensionnels.

Les relations (11) et (12) font intervenir le nombre de Bradley turbulent :

$$Br_t = \frac{\sqrt{E_0 / \gamma_{u0}}}{\sqrt[3]{36\pi}} Br \frac{\mu}{\chi} \quad (13)$$

Le nombre de Bradley Br et le paramètre μ/χ qui caractérise la turbulence sont définis par :

$$Br = \frac{A_v}{V^{2/3}} \frac{c_0}{S_{u0}(E_0 - 1)} \quad (14)$$

$$\frac{\chi}{\mu} = \alpha \left[\frac{(1 + 10 \bar{V}^{1/3})(1 + 0.5 Br^\beta)}{1 + \pi_v} \right]^{0.4} \pi_i^{0.6} \quad (15)$$

Les coefficients α et β sont égaux respectivement à 1,75 et 0,5 pour les mélanges hydrocarbures-air.

Razus et Krause [35] indiquent que les corrélations proposées par la norme NFPA 68 et par Bradley et Mitcheson (relation n°1) peuvent être utilisées, mais que cependant elles surestiment la valeur de la surpression maximale. D'après eux, les corrélations donnant les meilleures prédictions sont fournies par la relation n°2 de Bradley et Mitcheson et celle proposée par Molkov [33].

Des corrélations existent aussi pour le dimensionnement des événements dans le cas des explosions de poussières. La comparaison peut être utile puisque ces dernières peuvent présenter des similitudes avec les explosions de gaz [36]. En particulier, l'ordre de grandeur des vitesses fondamentales de flamme est voisin de celui des mélanges gazeux les moins réactifs (de 0,2 à 0,5 m.s⁻¹).

Une relation couramment utilisée [26] pour calculer la surface d'évent S dans le cas d'enceintes cubiques ($L/D < 2$) est la suivante :

$$S = [3.264 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta P_{max} \cdot K_{St} \cdot \Delta P_{red}^{-0.569} + 0.27 \cdot (\Delta P_{stat} - 0.1) \cdot \Delta P_{red}^{-0.5}] \cdot V^{0.753} \quad (16)$$

où S est en m², K_{St} est une constante analogue à K_G , mais utilisée pour les explosions de poussières, L et D sont respectivement la longueur et le diamètre de l'enceinte en m, et avec les conditions suivantes :

- $0.1 \text{ m}^3 \leq V \leq 10000 \text{ m}^3$
- $0.1 \text{ bar} \leq \Delta P_{stat} \leq 1 \text{ bar}$
- $0.1 \text{ bar} \leq \Delta P_{red} \leq 2 \text{ bar}$
- $5 \text{ bar} \leq \Delta P_{max} \leq 10 \text{ bar}$ pour $10 \text{ bar.m.s}^{-1} \leq K_{St} \leq 300 \text{ bar.m.s}^{-1}$
- $5 \text{ bar} \leq \Delta P_{max} \leq 12 \text{ bar}$ pour $300 \text{ bar.m.s}^{-1} \leq K_{St} \leq 800 \text{ bar.m.s}^{-1}$

Pour les enceintes allongées ($L/D > 2$), la surface d'évent est donnée par la relation suivante :

$$S = S' \cdot [1 + (-4.305 \cdot \log(\Delta P_{red}) + 0.758) \cdot \log(L/D)] \quad (17)$$

où S' est calculé avec la relation (16).

On s'aperçoit alors que si l'on considère deux enceintes de volumes V_1 et V_2 , pour un même mélange réactif (P_{max} et K_{St} constants), et si l'on garde les mêmes caractéristiques pour l'événement (P_{red} et P_{stat} constants), on peut écrire une relation analogue à (6) :

$$S_2 = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{0.753} S_1 \quad (18)$$

On peut remarquer que l'exposant (0.753) est assez proche de celui qui apparaît dans la relation (6), qui est de $2/3$.

1.2.1.ii. Explosion externe

La protection d'une enceinte au seul moyen d'un événement de décharge reste cependant dans la plupart des cas insuffisante. Un des problèmes posés vient du fait qu'une quantité de gaz frais très importante (jusqu'à 80% du volume initial dans l'enceinte, suivant le diamètre de l'orifice d'évacuation) est poussée vers l'extérieur de l'enceinte par l'effet piston de la déflagration et forme un nuage inflammable, en sortie de l'enceinte à protéger (cf. Fig. 1.7). L'interaction de ce nuage avec la déflagration qui se propage depuis l'enceinte vers l'extérieur peut donner lieu à ce qu'on appelle une « explosion externe ».

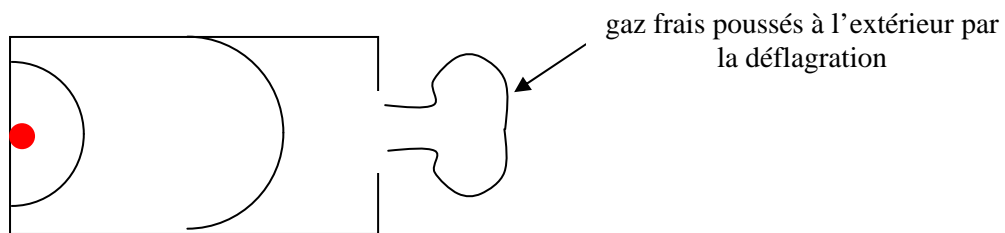


Fig. 1.7 : Formation d'un nuage réactif à l'extérieur de l'enceinte

Les premières études expérimentales consacrées à ce phénomène ont été réalisées par des chercheurs suédois en 1957 [37], qui montrèrent que dans le cas de leur enceinte de 203 m³, le maximum de surpression à l'extérieur de l'enceinte pouvait être supérieur à celui obtenu à l'intérieur.

Par la suite, de nombreuses études ont montré les dangers occasionnés par les explosions externes. Solberg et al. [38] indiquent que des vitesses radiales de flamme en sortie

d'enceinte (35 m^3) peuvent atteindre 100 m/s lorsque une explosion externe survient ; Harrison et Eyre [39] sont arrivés à la conclusion que pour des événements de grande dimension, où les pressions internes générées sont faibles, c'est l'explosion externe qui est la cause principale de la surpression à l'intérieur de l'enceinte. Ils suggèrent que le principal effet de l'explosion externe est de réduire le débit de gaz à travers l'événement ; Catlin et al. [40] ont développé un modèle afin d'évaluer les risques des explosions externes, basé sur des études expérimentales antérieures [41] ; Puttock et al. [42], au moyen d'une installation test appelée « SOLVEX » (une enceinte rectangulaire de 550 m^3), ont observé une augmentation de la surpression interne due à l'explosion externe par un facteur de 4.

Molkov et al. [43] ont utilisé les données obtenues sur l'installation SOLVEX afin de comparer les résultats obtenus avec des simulations numériques aux grandes échelles (LES, Large Eddy Simulations). Ils proposent une explication du phénomène de la manière suivante : la déflagration dans l'enceinte chasse des gaz frais en sortie et crée un nuage inflammable turbulent (en forme de vortex) en sortie de l'événement. Au moment où le front de flamme atteint la limite de l'événement (et non lorsque la flamme émerge de l'événement), les tourbillons générés près de l'événement augmentent la surface de la flamme et par là même le taux de combustion. Il s'ensuit alors une rapide augmentation de pression à la fois à l'extérieur (jusqu'à $\Delta P_{max} \approx 3.5 \text{ bar}$) et à l'intérieur ($\Delta P_{max} \approx 5 \text{ bar}$) de l'enceinte. A l'extérieur, l'augmentation est une conséquence directe du passage de la déflagration dans le nuage hautement turbulent. A l'intérieur, l'origine est différente : l'intensification de la combustion devant l'événement diminue le débit de gaz depuis l'enceinte dans l'atmosphère, contribuant ainsi à augmenter la pression dans l'enceinte.

L'explosion externe est donc un problème à prendre en compte dans les installations industrielles. De plus, la position du vortex externe dépend du diamètre de l'événement. En effet, diminuer son diamètre contribue à augmenter la vitesse d'éjection des gaz hors de l'enceinte, et donc le vortex se formera plus loin. Ainsi, si l'on veut empêcher la formation du nuage externe à la sortie de l'enceinte, il faut réduire considérablement le diamètre de l'événement. Malheureusement, cette diminution entraîne une baisse du débit des gaz et augmente la pression dans l'enceinte, ce qui accroît aussi les risques de son éclatement.

1.2.2. Décharge des déflagrations au moyen d'un tube

Il est souvent nécessaire d'évacuer les gaz loin de la proximité immédiate de l'enceinte. Le principe consiste à transporter les gaz dans une conduite connectée à l'évent de décharge (voir Fig. 1.8).

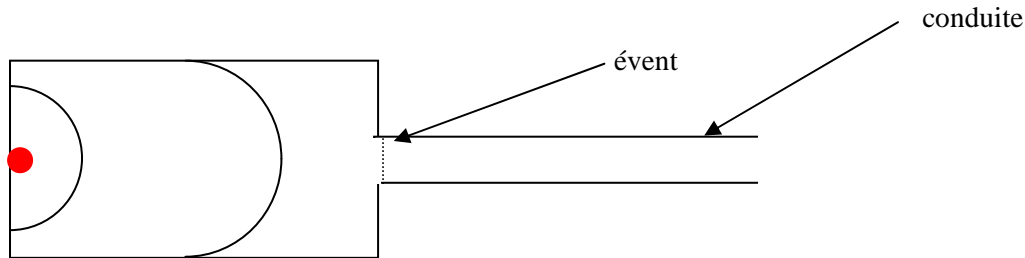


Fig. 1.8 : Enceinte avec ajout d'une conduite de décharge

Cette configuration pose néanmoins d'autres problèmes. Il a été constaté dans de nombreuses occasions (Wiekema et al. [44], Molkov et al. [45], Bouhard et al. [46], Siwek [47]) que l'ajout d'une conduite peut provoquer une brutale accélération de la flamme, conduisant à une intensification de la combustion dans l'enceinte et en conséquence à une augmentation de la pression. Ainsi la pression dans l'enceinte peut atteindre des valeurs jusqu'à 10 fois plus grandes que dans le cas précédent (enceinte avec évent mais sans ajout d'une conduite). De plus, ce système peut favoriser le processus de transition déflagration - détonation [46].

Plusieurs phénomènes identifiés pendant ce processus ont été suggérés comme pouvant être à l'origine de cette intensification de la combustion. Certains chercheurs ont évoqué des oscillations de pression de type acoustique dans la chambre (Kordylewski et Wach [48]), alors que d'autres ont mentionné des oscillations de Helmholtz (Cubbage et Marshall [49]), ainsi que McCann et al. [50]), indiquant qu'elles pouvaient déclencher des instabilités de Rayleigh-Taylor (les instabilités de Rayleigh-Taylor existent lorsque une interface entre deux gaz est accélérée vers le gaz de faible densité tandis que les celles de Kelvin-Helmholtz sont générées lorsqu'il existe une grande vitesse relative à l'interface).

Par la suite, des expériences supplémentaires ont été menées au Laboratoire de Combustion et de Détonique par Ponizy et Leyer [51]. Elles ont permis d'étudier en détail le processus de transmission de la flamme de la chambre vers une conduite et d'avancer des hypothèses concernant la raison de l'amplification de pression dans l'enceinte. D'après les résultats de leurs travaux, la propagation de la flamme reste pratiquement laminaire jusqu'à

l'entrée du front de flamme dans la conduite (voir Fig. 1.9). Après avoir passé le rétrécissement de section, la flamme rencontre un écoulement turbulent dans le tube, qui favorise le mélange rapide des gaz frais et des gaz brûlés. Cela peut générer une « explosion secondaire » à l'entrée de la conduite, avec des ondes de pression se propageant vers l'avant et l'arrière, provoquant un retour des gaz depuis le tube dans l'enceinte. Ceci a pour conséquence de bloquer l'évacuation des gaz hors de la chambre. De plus, la combustion du mélange frais restant dans les poches situées dans les angles de l'enceinte devient turbulente et la pression augmente brutalement.

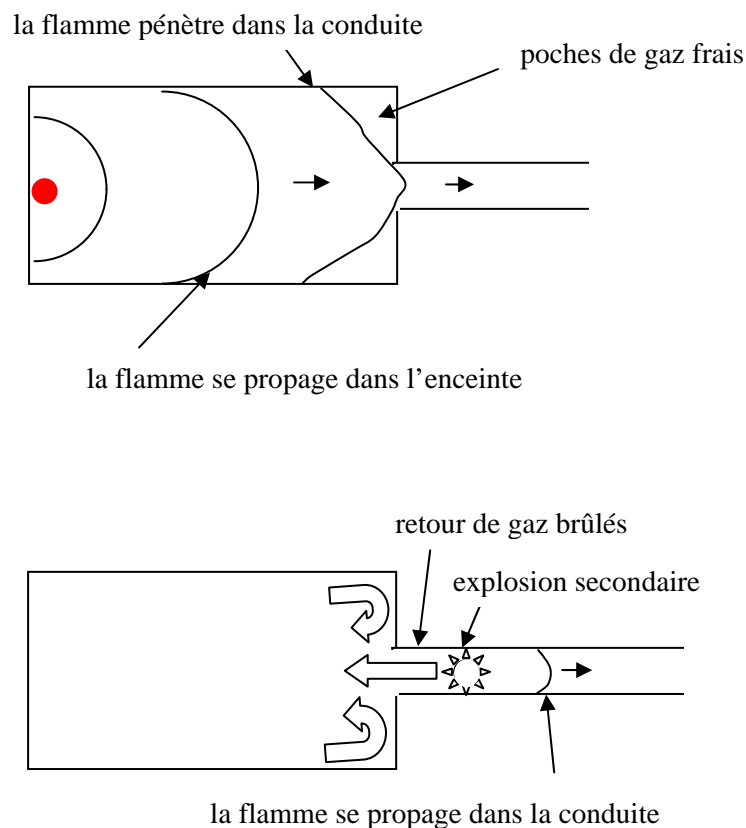


Fig. 1.9 : Propagation de la flamme de l'enceinte vers la conduite (selon [51])

Ponizy et Leyer ont étudié l'influence de différents paramètres sur l'apparition de l'explosion secondaire et sur la pression maximale dans la chambre. Ainsi, ils concluent que l'augmentation de pression dans la chambre dépend principalement du blocage de l'écoulement généré par l'explosion, alors que la valeur de la surpression atteinte dépend plutôt de la quantité de gaz frais restant dans la chambre au moment où l'explosion se produit. Selon eux, cette valeur de la surpression varie avec le rapport de section entre la conduite et la

chambre : pour une même chambre, le fait d'augmenter le diamètre du tube conduit à une surpression plus importante. Par contre, pour des petits diamètres de tube, l'explosion ne se produit pas et le deuxième pic de pression dans la chambre n'apparaît plus.

Ils montrent enfin que la pression statique d'ouverture de l'évent et le profil du changement de section entre l'enceinte et la conduite ont une influence négligeable sur l'explosion secondaire. Ainsi, toute action visant à « atténuer » l'explosion dans le tube en modifiant la forme du changement de section reste quasiment sans effet sur l'augmentation de pression dans l'enceinte.

A notre connaissance, la principale corrélation utilisée actuellement pour le dimensionnement des conduites d'évacuation est celle proposée par Bartknecht [23] et reprise dans la norme NFPA 68 [25] :

$$\Delta P_{red'} = 0.779 (\Delta P_{red})^{1.161} \quad \text{si } L_t < 3 \text{ m} \quad (19)$$

$$\Delta P_{red'} = 0.172 (\Delta P_{red})^{1.193} \quad \text{si } 3 \text{ m} \leq L_t \leq 6 \text{ m} \quad (20)$$

L_t est la longueur de la conduite, $P_{red'}$ et P_{red} représentent respectivement la pression réduite d'explosion dans le cas d'une enceinte avec conduite et sans conduite. Une limitation est donnée sur la longueur de la conduite pour éviter tout risque de transition déflagration – détonation. La méthode consiste à utiliser tout d'abord une des corrélations existantes dans le cas sans conduite et à calculer P_{red} en utilisant un orifice de diamètre égal à celui de la conduite. Les effets du diamètre de la conduite, du volume de l'enceinte et de la pression statique d'ouverture de l'évent sont donc pris en compte dans la valeur de $P_{red'}$.

D'autres corrélations ont été développées pour le système enceinte - conduite dans le cas des explosions de poussières (NFPA 68 [25], VDI 3673 [26], Tamanini et Fisher [52]). Russo et Di Benedetto [53] ont testé ces corrélations (ainsi que celles pour les gaz, (19) et (20)) en les appliquant aux configurations rencontrées dans la littérature [47-50,54]. Ils montrent ainsi que toutes ces corrélations possèdent une grande marge d'erreur, principalement due au fait qu'elles ne prennent pas en compte l'explosion secondaire dans le tube.

Du point de vue de la modélisation, seuls Ural [55] et Molkov [56] ont proposé une approche théorique de la transmission d'une flamme depuis une enceinte dans une conduite. Le modèle d'Ural prend en compte les effets de pertes de charge par frottements et d'inertie

de la colonne de gaz dans la conduite. Il obtient des résultats cohérents avec ceux obtenus expérimentalement [48-49], mais en utilisant dans son modèle un nombre important de paramètres empiriques.

Molkov a développé son modèle en utilisant les mêmes paramètres que pour le cas d'une enceinte sans conduite, à savoir le facteur de turbulence χ et le coefficient de décharge μ (cf. § 1.2.1.i). Il montre alors que la présence de la conduite peut conduire à l'accroissement de χ jusqu'à un facteur de 3.7, mais que, par contre, cela ne modifie presque pas le coefficient de décharge μ . Les résultats obtenus par Molkov indiquent que la turbulence induite dans l'enceinte par le retour de gaz depuis la conduite est un facteur clé dans l'augmentation brutale de pression dans l'enceinte.

Plus récemment, Ferrara et al. [57] ont utilisé un code de calcul de dynamique des fluides (CFD, computational fluid dynamics) pour modéliser les expériences de Ponizy et Leyer, parvenant à reproduire l'apparition d'une explosion secondaire à l'entrée du tube, ainsi que le pic de pression associé. Ils utilisent cependant un paramètre ajustable pour calculer la surface de la flamme dans le modèle de combustion laminaire. Leurs résultats confirment d'une part que la surpression dans l'enceinte est principalement une conséquence de l'apparition de l'explosion secondaire dans le tube, et non de la résistance à l'écoulement créée par le tube ou encore des ondes acoustiques. D'autre part, le bon accord entre le modèle et les expériences indique que les simulations CFD peuvent être un outil intéressant pour comprendre les phénomènes mis en cause dans l'apparition de l'explosion secondaire.

1.3. Arrêt de la flamme dans le tube

Les remarques du paragraphe 1.2.2. indiquent que l'accélération de la flamme dans le tube et l'augmentation de pression dans l'enceinte dépendent de l'existence ou non de l'explosion secondaire, et donc qu'il est souhaitable d'empêcher cette explosion.

Des systèmes permettant d'empêcher la propagation d'une flamme existent sous le nom d'« arrête-flammes » [58]. Une distinction est faite entre ceux servant pour les déflagrations et ceux pour les détonations. Les arrête-flammes anti-déflagrations existent sous de nombreuses formes, mais ils sont généralement constitués d'une matrice formant d'étroits passages destinés à provoquer le coincement de la flamme. La condition d'extinction de la flamme est que la section des passages soit inférieure à la distance de coincement de la

flamme pour le gaz considéré. Néanmoins, les dimensions requises sont tellement faibles (distance de coincement d'environ 1.7 mm dans le cas d'un mélange propane-air stoechiométrique [59]) que les pertes de charge générées sont très importantes, ce qui ne permet pas une diminution notable de la pression maximale dans l'enceinte. C'est pourquoi il serait souhaitable de supprimer l'explosion secondaire, mais sans bloquer l'évacuation des gaz brûlés.

Ponizy et Veyssière [60] ont étudié une méthode différente (cf. Fig. 1.10) qui consiste à placer un insert (un enroulement d'un tamis de fils métalliques) à l'entrée de la conduite afin de favoriser l'extinction partielle ou totale de la flamme dans le tube.

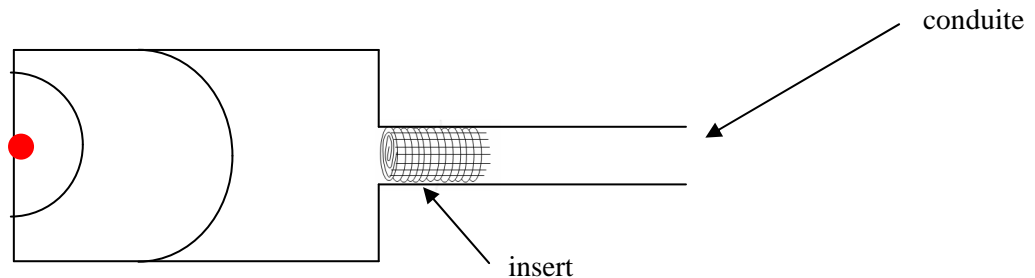


Fig. 1.10 : Montage avec insert

Ils ont observé que l'insert peut, dans certaines conditions (i.e. avec une longueur et un nombre d'enroulements adéquats), retenir complètement le front de flamme à l'entrée de la conduite, ce qui permet une évacuation « calme » des gaz de l'enceinte et une limitation de l'élévation de la pression. Pour des inserts moins compacts ou plus courts, des flammèches peuvent franchir l'insert, sans ré-enflammer le mélange dans la conduite. Si on diminue encore plus les dimensions de l'insert, il laisse finalement passer la flamme, mais avec un certain retard par rapport au cas sans insert, ce qui conduit toujours à une diminution de la pression maximale dans l'enceinte. Ils ont noté aussi que l'insert qui conduit à l'extinction complète de la flamme n'est pas forcément la configuration permettant une atténuation maximale de la pression.

Pour l'instant, il n'existe aucun modèle physique permettant d'évaluer quantitativement le rôle des différents phénomènes contribuant à l'extinction de la flamme dans cette configuration. De plus, il n'est pas possible de déterminer à priori les dimensions « optimales » de l'insert, c'est-à-dire les dimensions pour lesquelles l'atténuation de la pression dans la chambre est maximale.

On peut supposer de prime abord que l'insert joue un double rôle :

- (a) il absorbe de la chaleur contenue dans les gaz brûlés, donc diminue leur température. La quantité maximale de chaleur qu'il est possible d'accumuler dans l'insert dépend de sa masse et de sa capacité calorifique.
- (b) il turbulise l'écoulement et par conséquent il modifie :
 - (i) la structure du front de flamme (la turbulence augmente la surface globale du front de flamme mais aussi les pertes de chaleur dans la zone de réaction) ;
 - (ii) le coefficient d'échange de chaleur entre les gaz et l'insert. Cette modification influence la vitesse du transfert, donc la quantité de chaleur absorbée par l'insert dans un temps donné ;
 - (iii) la vitesse d'échange de chaleur entre différentes couches de gaz (par le biais d'échange de masse). La température des gaz devient ainsi plus homogène.

Tous ces effets (qui varient au cours du temps) contribuent à la modification des conditions existants dans la zone de réaction et pourraient conduire à l'extinction définitive ou temporaire de la flamme.

1.4. Conclusion

L'examen des travaux antérieurs souligne la nécessité d'acquérir une meilleure compréhension des différentes étapes de la dynamique de propagation de la flamme dans une enceinte cylindrique munie d'une conduite de plus petite section. Aussi, dans le cadre de cette étude nous avons effectué des expériences basées principalement sur des visualisations rapides d'une flamme se propageant dans les différentes configurations évoquées dans ce chapitre : chambre fermée, chambre ouverte à une extrémité avec des diamètres de sortie variables, et chambre avec tube. Ces essais ont été effectués au sein du laboratoire, mais certains aussi à grande échelle, sur le site de l'INERIS, à Creil.

Un autre point abordé dans ce mémoire concerne les possibilités offertes par les simulations CFD, qui nous l'avons vu, peuvent aider à l'analyse des résultats expérimentaux,

et à l'obtention d'informations complémentaires sur les processus mis en jeu lors des explosions dans les enceintes.

Nous avons enfin cherché à obtenir une modélisation du fonctionnement de l'insert. Des expériences supplémentaires ont été réalisées avec des inserts de taille variable placés à l'entrée de la conduite, afin d'obtenir des données nécessaires à la validation d'un modèle thermique. La modélisation présentée dans ce mémoire considère l'insert seulement comme un absorbeur de chaleur, et la turbulence est négligée. Cependant, l'échange entre les couches de gaz à l'intérieur de l'insert a été pris en compte en le traitant globalement comme un mélange parfait des gaz à la sortie de l'insert.

Chapitre 2 : Les montages expérimentaux

Au cours de nos travaux expérimentaux, nous nous sommes attachés à visualiser la progression d'une flamme de prémélange dans les cas suivants :

- enceinte fermée
- enceinte avec une extrémité ouverte à l'air libre
- enceinte avec une conduite raccordée à l'extrémité ouverte
- enceinte avec une conduite et un insert placé juste après le changement de section

Nous cherchons de plus à obtenir des informations concernant l'influence des paramètres géométriques de l'enceinte (volume, rapport d'allongement L/D) sur la dynamique de la flamme et les effets de pression engendrés dans l'enceinte (avec et sans conduite). A cet effet, des chambres de section circulaire et des tubes de tailles différentes ont été utilisés, avec des parois transparentes pour permettre la visualisation. Celle-ci a été faite en lumière directe, par tomographie laser, ainsi que par strioscopie. Pour ce dernier cas, une autre chambre a été conçue, de section rectangulaire.

Des inserts de tailles variables ont été conçus afin d'étudier leur influence sur la propagation de la flamme.

Par ailleurs, une installation de grande dimension a été assemblée à l'INERIS, afin d'étudier l'extrapolation à grande échelle des résultats obtenus à l'échelle du laboratoire.

Les montages sont décrits ci-après, ainsi que les diagnostics utilisés.

2.1. Montages avec chambres de section circulaire

Les montages utilisant une chambre de section circulaire reliée à un tube peuvent être schématisés de la façon suivante (Fig. 2.1) :

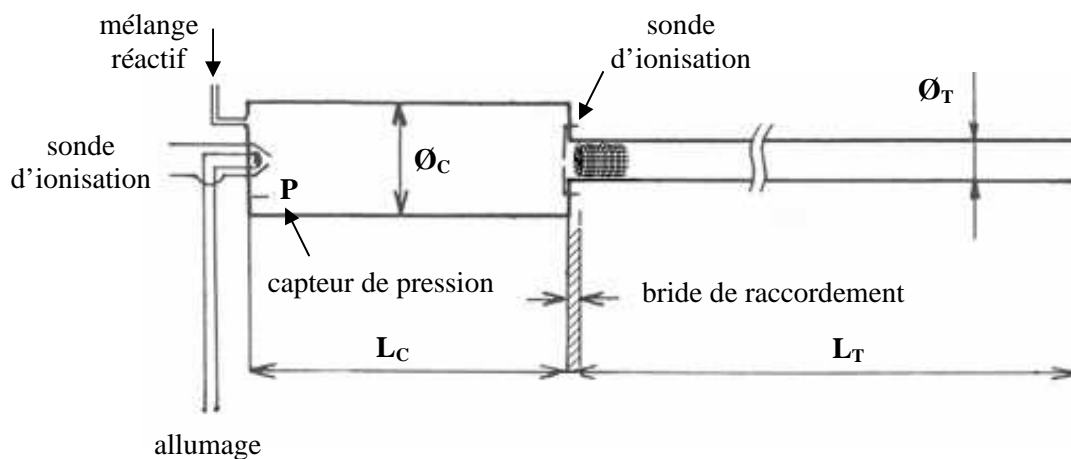


Fig. 2.1 : Schéma du montage expérimental

2.1.1. Caractéristiques des chambres

Deux chambres cylindriques en PVC transparent ont été réalisées, de diamètre intérieur $\varnothing_C = 100$ mm (et de diamètre extérieur 110 mm). La première chambre, notée (A), de longueur $L_C = 385$ mm, est dite « allongée » (ratio $L_C / \varnothing_C > 2$, cf. Fig. 2.2). La deuxième chambre (B) de longueur réduite $L_C = 140$ mm est dite « cubique » ($L_C / \varnothing_C < 2$). Elles sont toutes les deux fermées à un bout et débouchent de l'autre à l'air libre, par un trou de diamètre 36 mm. La valeur de ce diamètre de sortie peut ensuite être diminuée en ajoutant des brides de réduction de section.

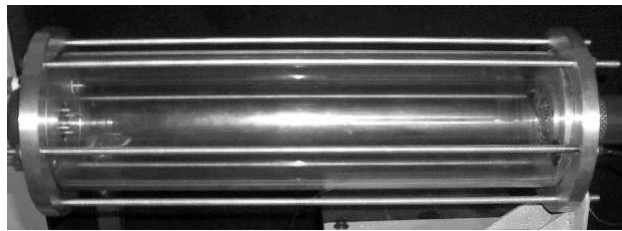


Fig. 2.2 : Chambre (A), $\varnothing_C = 100$ mm et $L_C = 385$ mm

2.1.2. Caractéristiques des tubes

Les conduites sont des tubes en PVC de longueur $L_T = 1.6$ m. Deux tubes ont été utilisés, de diamètre intérieur \varnothing_T égal respectivement à 36 mm et 21 mm. Comme on peut le voir sur la figure 2.3, les tubes sont montés à la sortie des chambres et ouverts à leur extrémité opposée pour permettre l'évacuation de la flamme et des gaz. Ils sont également équipés d'un couvercle à leur extrémité afin de pouvoir faire le vide à l'intérieur du montage et d'effectuer le remplissage avec le mélange réactif.

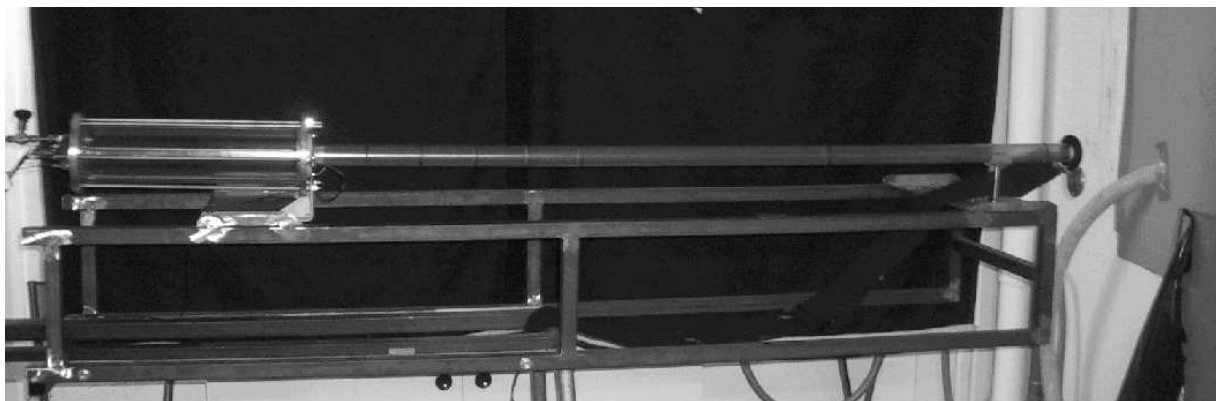


Fig. 2.3 : Chambre (A) avec un tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) connecté à son extrémité ouverte

2.1.3. Caractéristiques des inserts

Les inserts utilisés (Fig. 2.4) sont des tamis de fils d'acier, d'épaisseur 0.5 mm, de maille 2 mm, enroulés dans la direction de l'axe du tube. Ils ont été placés juste après le changement de section entre la chambre et le tube.

Les principales caractéristiques des inserts, que nous avons fait varier durant les expériences, sont leur longueur selon l'axe du tube L_{INS} et leur longueur d'enroulement (et donc leur nombre de spires, noté N_S). Les inserts ont été classés en fonction de leur surface globale de tamis (longueur x enroulement), noté par la suite S_{INS} . Cette surface est différente de la surface d'échange réelle de l'insert.



Fig. 2.4 : Exemple d'insert

2.1.4. Système d'allumage

Pour tous les essais réalisés, et quel que soit le dispositif (chambre (A) ou (B), avec et sans tube), l'allumage est effectué à l'extrémité fermée de la chambre (cf. Fig. 2.1), et consiste à chauffer un fil de platine de 0.1 mm de diamètre en le soumettant à une tension de 10 V environ. On crée ainsi localement un échauffement du mélange réactif jusqu'à l'énergie critique d'inflammation. Le boîtier d'allumage possède un voltmètre et un ampèremètre pour contrôler la tension et l'intensité aux bornes du fil de platine, afin qu'il rougisse sans se rompre. La mise à feu est commandée par un bouton poussoir.

Ce dispositif présente l'avantage de ne délivrer que l'énergie minimale nécessaire à l'allumage du mélange réactif et permet la formation d'une flamme laminaire à l'instant initial. Cependant, il ne permet pas de déterminer avec précision l'instant initial de l'inflammation (voir § 2.3.2).

2.2. Montage avec chambre de section rectangulaire

Dans les montages précédents, la transition entre la chambre et le tube est masquée par une bride au changement de section. Par conséquent, un deuxième montage a été réalisé pour pouvoir visualiser l'écoulement et la forme de la flamme au passage entre la chambre et la conduite. Ces visualisations ont été obtenues par strioscopie.

Le montage consiste en deux parois parallèles en verre (nécessaire à cause du principe de visualisation, cf. § 2.3.4) plaquées contre un moule en métal représentant à la fois une chambre et sa conduite de décharge (cf. Fig. 2.5). Cette chambre est donc de section rectangulaire, d'où sa dénomination.

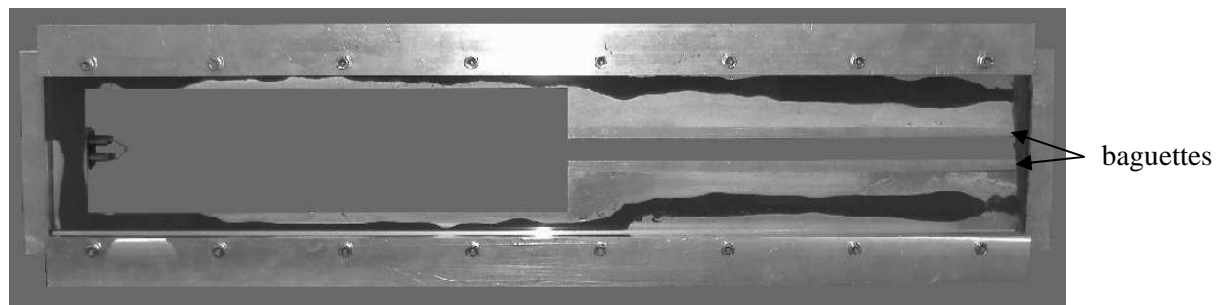


Fig. 2.5 : Chambre et conduite de sections rectangulaires

Les rapports de diamètre et de surface entre la chambre et la conduite ont été choisis pour pouvoir faire l'analogie avec les chambres de section circulaire. La chambre et sa conduite possèdent toutes les deux une longueur de 385 mm et une profondeur de 36 mm. La hauteur de la chambre est de 100 mm (elle est donc identique en longueur et en hauteur à la chambre cylindrique (A)), alors que la conduite a une hauteur de 36 mm. Le rapport de hauteur entre la chambre et le tube ($h_C / h_T = 2.8$) est donc le même que pour la chambre cylindrique (A) à laquelle on connecte le tube de diamètre 36 mm.

Des baguettes en inox ont été prévues afin de diminuer la section de la conduite. Elles viennent se positionner en haut et en bas (Fig. 2.5), faisant passer la hauteur de 36 à 18 mm. Cela permet d'obtenir un ratio de surface entre la chambre et la conduite plus proche de celui du montage cylindrique : pour la chambre (A) avec tube de diamètre 36 mm, le ratio de surface (S_C / S_T) est égal à 7.7, alors que pour le montage de la chambre rectangulaire le ratio est de 2.8 dans le cas sans baguettes et de 5.6 avec baguettes.

2.3. Méthodes de mesures et de visualisation

Les grandeurs physiques mesurées sont la pression initiale dans le montage, l'évolution de la pression à l'intérieur de la chambre, et l'évolution au cours du temps de la position de la flamme dans la chambre et le tube.

2.3.1. *Mesures de pression*

Pendant la vidange ou le remplissage du système, la pression absolue à l'intérieur de la chambre est contrôlée à l'aide d'une jauge active de contraintes pouvant mesurer de 0 à 25 bar avec une précision de l'ordre de 2 millibar.

L'évolution de la pression instantanée dans la chambre est mesurée via un capteur piézo-électrique KISTLER 6031. Ce capteur a un temps de réponse de 2 μ s et peut mesurer des pressions allant jusqu'à 250 bar. Sa membrane est protégée contre les températures élevées des gaz brûlés par une mince couche de mastic silicone. Le capteur est relié à un amplificateur de charge KISTLER 5011 capable d'adapter des sensibilités de l'ordre du pico-coulomb. Dans tous les dispositifs expérimentaux, le capteur est systématiquement placé au fond fermé de la chambre (cf. Fig. 2.1).

2.3.2. *Détection du front de flamme*

Des sondes d'ionisations ont été utilisées pour détecter le passage du front de flamme à des instants déterminés. Une sonde d'ionisation est disposée à l'extrémité fermée de la chambre (cf. Fig. 2.6) afin d'avoir une impulsion de référence pour l'origine des temps. Cette impulsion est utilisée aussi pour le déclenchement de la caméra et de l'oscilloscope. Cependant, il existe un décalage entre le moment où la flamme apparaît et celui où elle est détectée par la sonde d'ionisation. Ce décalage dépend de la distance entre le fil chaud et la sonde (environ 6 mm ici), ainsi que de la vitesse initiale de la flamme. Si l'on considère qu'à cet instant la propagation de la flamme est laminaire, sa vitesse est de quelques mètres par secondes, ce qui entraîne un décalage d'un peu moins de 2 ms.

Dans le cas où un tube est connecté à la chambre, il y a également une seconde sonde à l'entrée du changement de section pour détecter le passage de la flamme dans le tube (cf. Fig. 2.1).

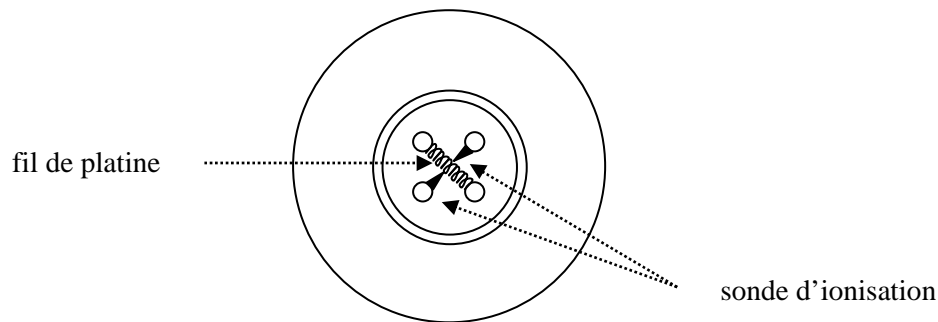


Fig. 2.6 : Vue de face du fond fermé des chambres de section circulaire. Dispositif d'allumage par fil chaud et position de la sonde d'ionisation

2.3.3. Visualisations en lumière directe

Cette technique consiste à enregistrer, à l'aide d'une caméra vidéo rapide, la lumière émise par la flamme. Les images ainsi obtenues permettent de visualiser l'évolution, en fonction du temps, du front de flamme dans la chambre et la conduite, et d'en déduire la vitesse spatiale de la flamme. Les enregistrements ont été réalisés avec deux caméras vidéo rapides, tout d'abord avec une caméra Kodak EktaPro HS Motion Analyser 4540, puis avec une caméra Photron Ultima APX-RS 3000.

Pour ces caméras, la résolution des images dépend de la fréquence d'acquisition (plus la fréquence d'enregistrement est élevée, plus le temps d'exposition est court et plus la résolution est faible). Les fréquences d'acquisition utilisées pendant nos expériences vont de 4500 à 70000 images par seconde. Dans tous les essais, la durée d'exposition de chaque image est égale à l'inverse de la cadence d'enregistrement (la caméra Kodak ne permet d'ailleurs pas de moduler ce temps d'exposition).

Nous avons utilisé plusieurs objectifs, en fonction du type de prise de vue. Les images en champ large ont été filmées avec un objectif de 17 mm de distance focale, celles en gros plan ont été réalisées avec des objectifs de distances focales 50 mm et 75 mm. Les images ainsi obtenues sont transférées sur ordinateur, soit directement (APX-RS 3000), soit par liaison GPIB à l'aide du logiciel de transfert HSDDIP (Kodak EktaPro).

Dans certaines expériences, un ensemencement préalable du mélange gazeux a été réalisé avec une faible quantité de poudre d'oxyde de zirconium, de manière à renforcer l'émissivité du milieu au passage de la flamme.

2.3.4. Visualisations par strioscopie

La strioscopie est une technique optique permettant de visualiser les zones à forts gradients d'indice de réfraction. Cet indice dépend de la densité du milieu, et donc de la température et de la pression locales. Dans le cas présent, on peut donc obtenir l'image du front de flamme (fort gradient de densité dû à la variation de température). La technique consiste à éclairer la totalité de la zone à visualiser avec un faisceau de lumière parallèle issu d'une source quasi-ponctuelle. En l'absence de flamme, le faisceau de lumière parallèle est refocalisé en un point avant d'être repris par l'objectif d'une caméra. En présence de zones présentant des gradients de densité, les rayons traversant ces zones sont déviés en fonction des variations d'indice optique rencontrées sur leur parcours. La technique consiste à placer dans le plan focal image un cache permettant d'éliminer l'image de la source lumineuse et de ne conserver que les faisceaux déviés.

Les visualisations par strioscopie n'ont été réalisées que pour le montage avec la chambre rectangulaire. Cette technique demande en effet un réglage précis et nécessite de conserver un faisceau lumière parallèle. Il importe donc que les parois de la chambre soient planes et parallèles, et qu'elles aient de très bonnes qualités optiques.

Le montage optique utilisé est présenté en Fig. 2.7. La source lumineuse utilisée est une lampe à vapeur de mercure, dont le faisceau est focalisé par une lentille convergente sur un diaphragme, afin d'obtenir une source ponctuelle d'intensité maximale. Le diaphragme est placé au foyer d'un miroir sphérique de 500 mm de diamètre et de 4 m de distance focale. Afin de supprimer autant que possible la lumière parasite, le miroir sphérique est pourvu d'un cache muni d'une fente horizontale, approximativement aux dimensions du montage à éclairer. Le faisceau parallèle traverse perpendiculairement le montage, pour être récupéré par un autre miroir sphérique (de mêmes caractéristiques) lui aussi pourvu d'un cache. Etant donné l'encombrement du dispositif et la longueur des trajets optiques, il s'est avéré nécessaire de placer des miroirs de renvoi à 45° entre les miroirs sphériques et le montage. Le faisceau de lumière parallèle est repris et refocalisé par le second miroir sphérique sur un dépoli (sur lequel est positionné le couteau) à la distance focale de ce dernier (4m). Le rôle du couteau est de masquer la lumière non déviée après la traversée de la zone à visualiser. Le dépoli se trouvant à la distance focale des deux miroirs sphériques, le couteau est donc censé masquer l'image de la source lumineuse. Il est constitué d'une pastille noire et son diamètre est sensiblement égal à celui du diaphragme. Il permet ainsi d'observer les variations transversales et longitudinales d'indice optique. La caméra reprend finalement l'image formée sur le dépoli.

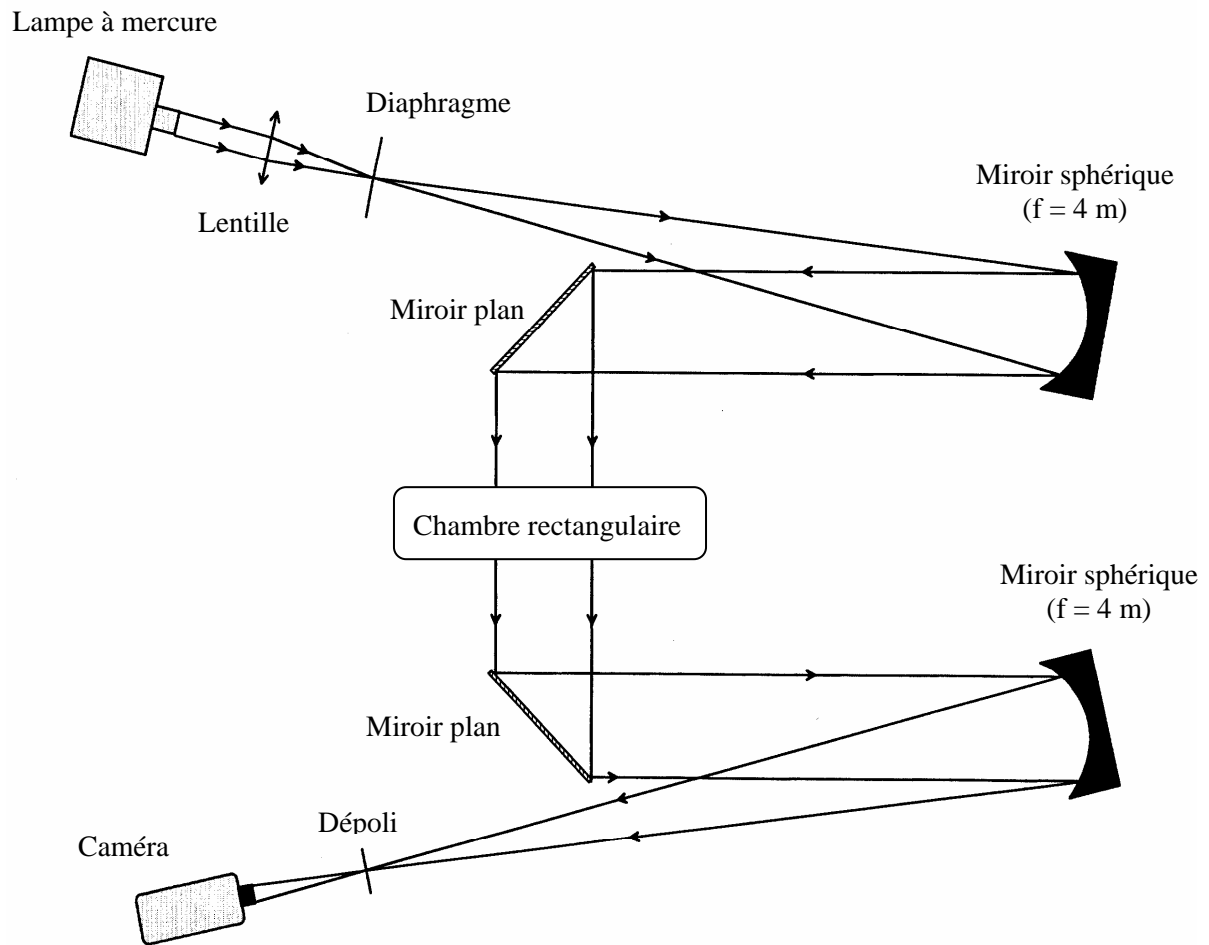


Fig. 2.7 : Schéma du montage pour la visualisation par strioscopie

2.3.5. Visualisations par tomographie

La tomographie laser consiste à éclairer par un plan laser l'écoulementensemencé au préalable par de fines gouttelettes. La lumière est diffusée élastiquement par les gouttelettes, ce qui permet de matérialiser une nappe plane de l'écoulement. Au passage de la flamme, les gouttelettes disparaissent par évaporation et il ne subsiste que le milieu gazeux quasi-transparent. Il est possible ainsi de visualiser assez précisément la position et le contour du front de flamme.

Cette technique n'a été mise en œuvre que pour les expériences avec la chambre sans conduite, pour étudier le phénomène de flamme tulipe. Elle nécessite un faisceau laser de forte puissance, afin d'obtenir une intensité suffisante de la lumière diffusée par la zone à visualiser. Une représentation schématique du dispositif est présentée en Fig. 2.8.

La source lumineuse utilisée est un laser à solide pompé par diode, modèle Verdi de la société Coherent Laser Group. En fonctionnement standard, il délivre une puissance variant entre 10 mW et 5.5 W à une longueur d'onde de 532 nm (i.e. « dans le vert »). Le faisceau laser est rendu vertical, après déviation grâce à deux lentilles (respectivement sphérique et cylindrique). Le plan laser obtenu a une épaisseur d'un millimètre et permet de visualiser une zone de 25 cm de largeur dans la chambre. Un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du laser a été placé devant l'objectif de la caméra, afin d'éliminer la luminosité propre du phénomène et d'obtenir ainsi des images plus contrastées.

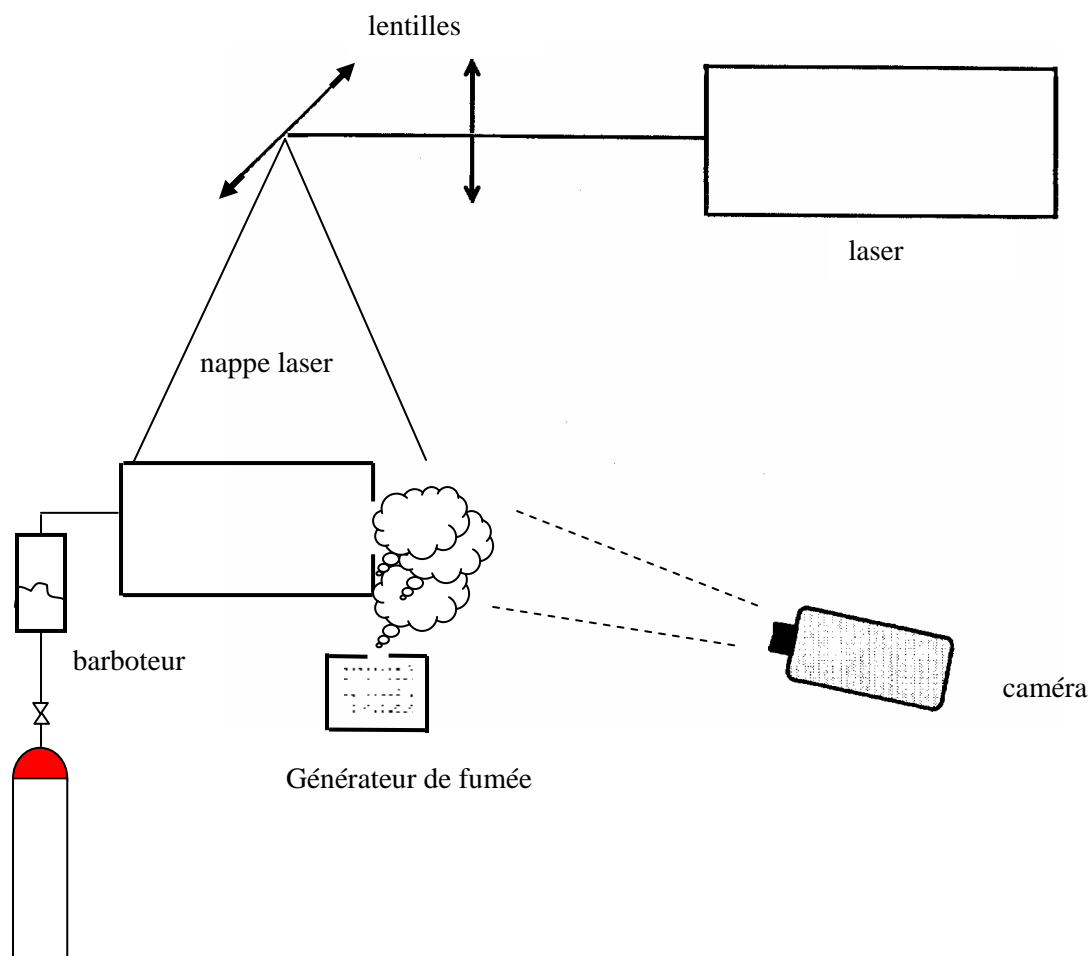


Fig. 2.8 : Schéma du montage tomographique

L'ensemencement est réalisé par un barboteur. Avant d'être introduit dans la chambre, le prémélange réactif gazeux traverse une réserve d'huile et se charge de gouttelettes par barbotage. Si la pression initiale du mélange (dans le barboteur) est suffisamment élevée (de l'ordre de 3 à 4 bar), la suspension obtenue est à la fois dense et stable, ce qui permet

d'obtenir de bonnes conditions d'éclairage. Afin de visualiser la formation d'un éventuel vortex externe en sortie de chambre (cf. paragraphe 1.2.1.ii), il a été ajouté un générateur de fumée. Celui-ci consiste à vaporiser un mélange d'eau et de glycol afin de créer un nuage dense et volatile, qui permet d'observer le passage des gaz frais hors de la chambre.

2.4. Déroulement des essais

La figure 2.9 schématise le montage expérimental dans son ensemble.

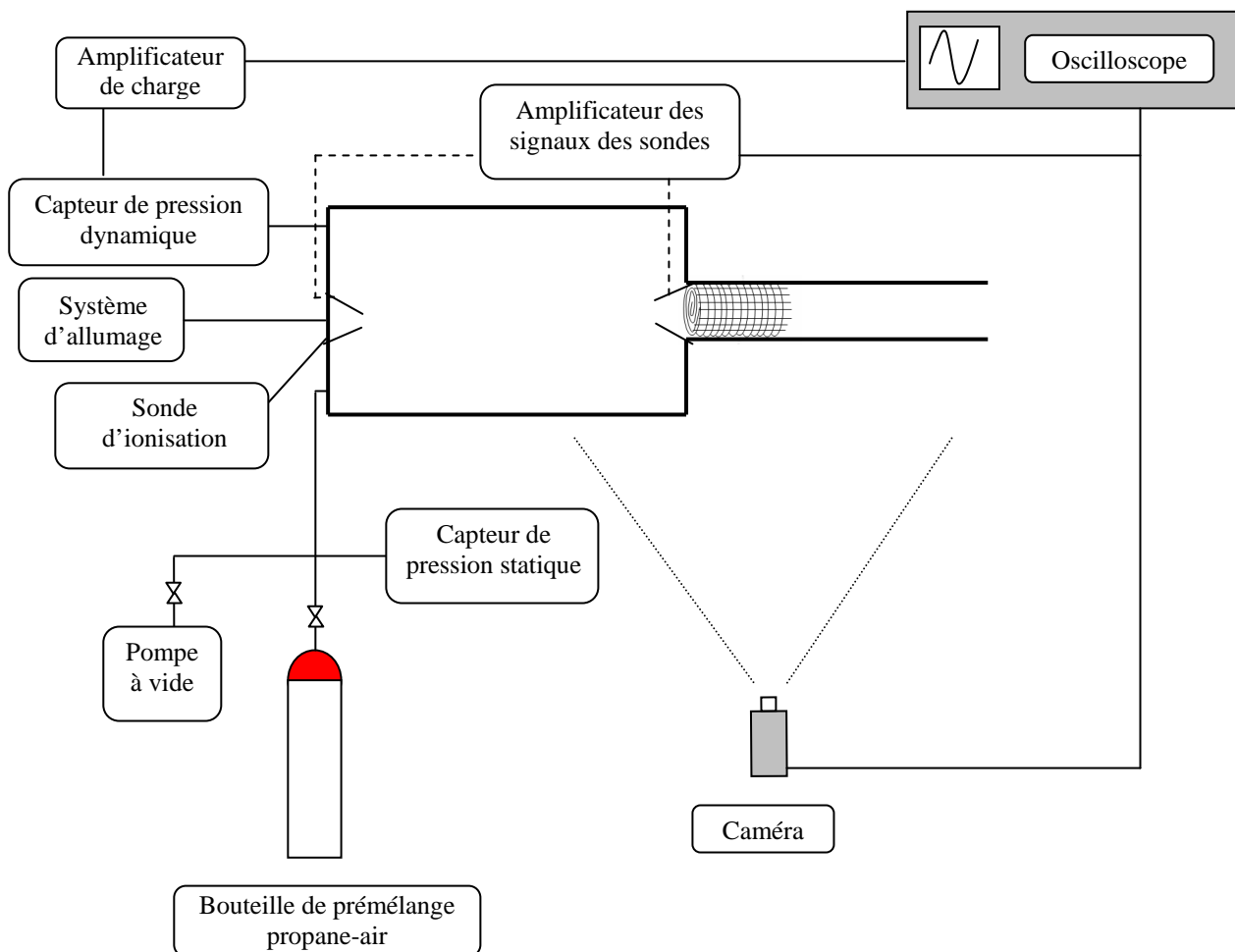


Fig. 2.9 : Schéma de l'installation expérimentale et des dispositifs d'enregistrement

Avant chaque essai, l'extrémité ouverte du tube (ou de la chambre si il n'y a pas de tube) est obturée au moyen d'une pièce de métal. Après avoir fait le vide au moyen d'une

pompe, on remplit le dispositif avec un mélange propane-air stœchiométrique (réalisé au préalable dans un réservoir auxiliaire par la méthode des pressions partielles) jusqu'à atteindre la pression atmosphérique, ce qui provoque la chute de la pièce qui sert d'obturateur. L'allumage est effectué aussitôt pour éviter tout phénomène de diffusion des espèces à l'extrémité ouverte. Le signal produit par flamme sur la sonde d'ionisation située au fond fermé de la chambre permet de déclencher l'oscilloscope et la caméra numérique.

2.5. Montage à grande échelle

Un montage à grande échelle a été réalisé, sur le site de l'INERIS, à Creil (cf. Fig. 2.10). Il se compose d'une cuve de 1 m^3 (diamètre $\varnothing_C = 940\text{ mm}$, longueur $L_C = 1.65\text{ m}$) et d'une canalisation de diamètre $\varnothing_T = 260\text{ mm}$ et de longueur $L_C = 7.25\text{ m}$.

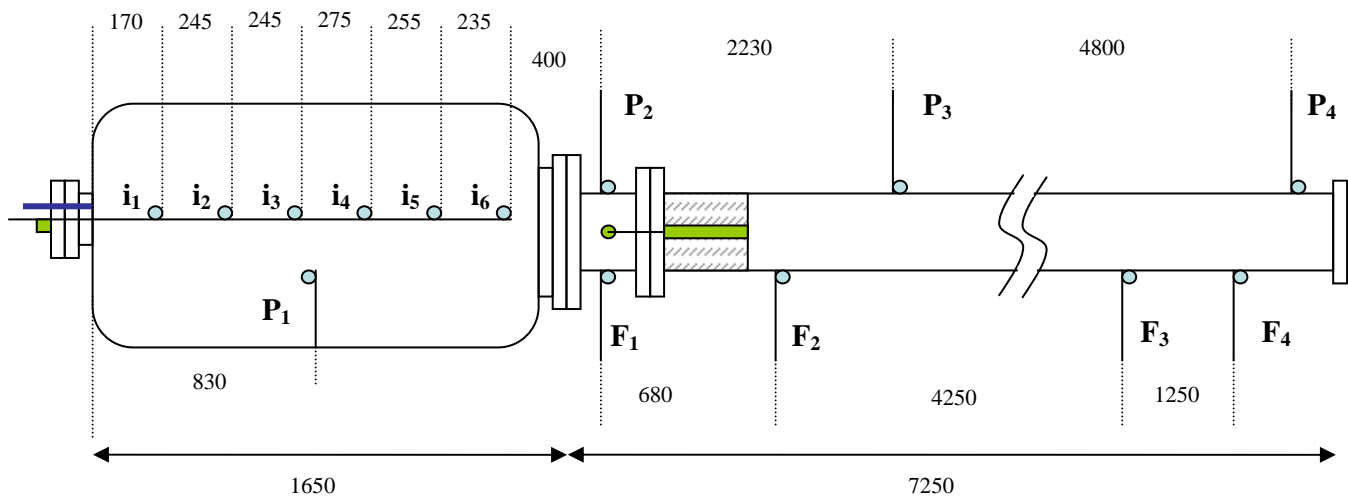


Fig. 2.10 : Schéma de l'installation expérimentale
 i_x : sondes à ionisations ; F_x : détecteurs de flammes ; P_x : capteurs de pression

Le mélange propane-air est préparé directement dans l'installation : l'air puis le propane sont injectés successivement par balayage dans la cuve. La composition est obtenue en contrôlant le taux d'oxygène en sortie de canalisation (oxygènomètre de précision théorique $\pm 0.2\%$ en volume). L'allumage se fait du côté fermé de la chambre, par amorçage d'une perle de 60 J.

Des détecteurs de flamme sont positionnés dans la cuve (6 sondes à ionisations i_x fixées sur un support parcourant la cuve, cf. Fig. 2.10) et dans le tube (4 capteurs optiques F_x). Des capteurs de pression piezorésistifs P_x sont utilisés pour suivre l'évolution de la pression en plusieurs endroits du dispositif (un dans la cuve, 3 dans le tube). La position de ces différents capteurs est indiquée sur la figure 2.10.

Les inserts sont positionnés 250 mm après l'entrée du tube. Ils sont constitués de tamis enroulés autour d'une tige en métal, munie d'un tube sur lequel sont fixés des peignes permettant de maintenir les différentes spires de l'insert à des distances régulières (cf. Fig. 2.11). Chaque peigne est constitué de 15 fentes de 2 mm, espacées entre elles de 5 mm. L'écartement entre chaque spire est donc de 7 mm.

Le diamètre extérieur de l'insert est de 236 mm, alors que la longueur varie selon les tirs de 150 à 500 mm.



Fig. 2.11 : Vues du dispositif d'accrochage d'insert

Chapitre 3 : Modélisation

La configuration de base que nous étudions (Fig. 3.1) est la propagation d'une flamme dans un confinement avec un changement de section. Nous avons vu que cet agencement particulier provoque une accélération de la flamme, puis, dans certains cas, une explosion secondaire à l'entrée du tube. Un moyen de minimiser les surpressions importantes qui en découlent est d'utiliser un dispositif d'accroche-flamme, un insert, que l'on place à l'entrée de la conduite pour provoquer une extinction partielle ou totale de la flamme. Dans la suite de notre travail, nous cherchons à quantifier la capacité de cet insert à générer des pertes thermiques dans la flamme.

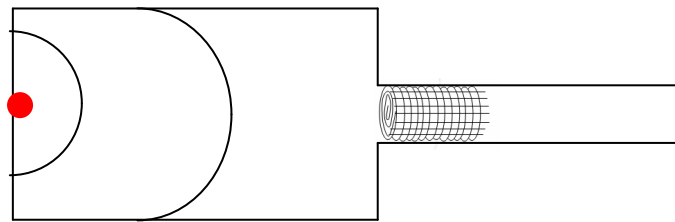


Fig. 3.1 : Configuration à modéliser

La modélisation de ce problème va s'opérer en deux étapes :

1°) Nous simulons d'abord l'écoulement réactif afin, d'une part, de disposer d'un outil d'analyse des enregistrements expérimentaux (visualisations, pression). Les résultats obtenus pourront ainsi améliorer la compréhension des phénomènes mentionnés au chapitre 1 (effet tulipe, explosion secondaire dans la conduite). D'autre part, nous voulons définir de manière aussi réaliste que possible les conditions aux limites de l'écoulement à l'entrée de l'insert (champs de vitesse et la répartition de la température). L'utilisation d'un code de calcul de dynamique des fluides commercial est suffisante pour atteindre ces objectifs.

2°) Ensuite, nous cherchons à mettre au point un modèle thermique de l'insert dans le but d'établir l'importance des pertes thermiques subies par l'écoulement et la flamme lors du passage à travers l'insert. On cherche, aussi, à dimensionner les inserts en fonction d'un effet recherché (comme par exemple coincer la flamme). Pour cela, nous avons choisi d'utiliser une méthode nodale. Ainsi qu'il a été indiqué au § 1.3, l'influence de la turbulence de l'écoulement sur la flamme a été négligée, mais il en sera tenu compte indirectement dans la modélisation des coefficients de transfert thermiques.

3.1. Simulation de l'écoulement gazeux et de la flamme

L'étude a été menée en utilisant le code de calcul FLUENT [61] pour résoudre l'écoulement réactif, et GAMBIT [62] pour générer le modèle géométrique, le maillage et les conditions aux limites.

3.1.1. *Choix des modèles*

L'approche CFD (Computational Fluid Dynamics) consiste à résoudre numériquement les équations de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes). En ce qui concerne les écoulements turbulents, ces équations de base ne peuvent pas être résolues de manière exacte à cause de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu. Il s'agit de modéliser un certain nombre de termes pour permettre la résolution du système d'équations. Ces modèles concernent principalement la résolution de la turbulence et de la combustion.

Dans le cas de Fluent, la simulation de l'écoulement se fait par l'entremise d'une méthode RANS (Reynolds-Average Navier-Stokes), qui consiste à séparer chaque variable de l'écoulement en la somme de sa moyenne d'ensemble (moyenne de Reynolds) et de sa fluctuation. Les équations et hypothèses de base dans le cas d'un écoulement turbulent réactif peuvent être trouvées par exemple dans [63]. Elles regroupent les différents phénomènes physiques suivants :

- L'écoulement gazeux est simulé par le transport de la masse et de la quantité de mouvement (équations de continuité et de conservation de quantité de mouvement) ;
- La turbulence est prise en compte par le modèle k - ε standard qui fait appel au transport de l'énergie cinétique de turbulence k et du taux de dissipation ε de cette énergie ;
- La combustion nécessite quant à elle le transport de l'énergie (enthalpie), des espèces chimiques réactives ainsi que du taux de mélange.

3.1.1.i. *Modèle de turbulence*

Le modèle k - ε standard a été décrit par Launder et Spalding [64] et Jones et Launder [65]. Ce modèle n'étant valide que dans les régions où le nombre de Reynolds est suffisamment élevé, il ne s'applique pas au voisinage des parois où les effets visqueux prédominent. On utilise alors une loi de paroi standard qui modélise le frottement imposé par la paroi sur le fluide. Cette loi permet de calculer la vitesse ainsi que les valeurs de k et ε à la frontière du domaine.

3.1.1.ii. *Modèle de combustion*

Le modèle de combustion que nous avons choisi est un modèle à taux de réaction fini (generalized finite-rate model), faisant intervenir à la fois la cinétique de la réaction et l'influence de la turbulence. Il est basé sur la solution de l'équation de transport des fractions massiques des espèces. Les termes sources (taux de réaction des espèces) qui apparaissent dans ces équations peuvent être calculés de plusieurs façons.

Historiquement, les premiers modèles de combustion basés sur un taux de réaction fini étaient de type Arrhenius. Ce modèle est approprié lorsque la réaction est contrôlée par la cinétique chimique. Il consiste à utiliser une loi de production qui suit une loi d'Arrhenius, ignorant les effets de la turbulence (utilisé dans Fluent sous le nom de laminar finite-rate model) :

$$R_i \propto A_r T^{\beta_r} e^{-E_r/RT} \quad (21)$$

avec R_i taux de production de l'espèce i , A_r facteur pré-exponentiel, β_r exposant de la température, E_r énergie d'activation de la réaction r , R constante universelle des gaz.

Spalding [66] a ensuite développé un modèle qui permettait de ne plus négliger l'impact de la turbulence sur le taux de réaction. Ce modèle appelé « Eddy-break-up » est basé sur le taux de dégénérescence des tourbillons en supposant que plus les poches de gaz frais sont petites, plus il y a de contacts entre les molécules de gaz brûlés et celles de gaz frais.

Magnussen et Hjertager [67] ont également développé un modèle prenant en compte la turbulence, et pouvant s'appliquer aussi bien aux flammes de prémélange qu'aux flammes de diffusion. Ce modèle, qui est en fait une extension du modèle Eddy-break-up, est appelé « Eddy-dissipation model ». Le terme source est contrôlé par les concentrations des espèces limitantes. Ainsi, le taux net de production R_i de l'espèce i , est donné par le minorant des expressions suivantes :

$$R_i = \nu_i M_i A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{\nu_R M_R} \right) \quad (22)$$

$$R_i = \nu_i M_i A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sum_P Y_P}{\sum_j^N \nu_j M_j} \quad (23)$$

où A et B sont des constantes empiriques qui ont respectivement pour valeurs 4 et 0.5 (valeurs fixées par Magnussen et Hjertager), ν_i est le coefficient stoechiométrique de l'espèce i , M_i la masse molaire de l'espèce i , N le nombre d'espèces chimiques dans le système, Y_P la fraction

massique d'une espèce i dans les produits, et Y_R la fraction massique d'une espèce i dans les réactifs.

Les coefficients A et B sont déterminés empiriquement. Comme l'expliquent Brizuela et Bilger [68], le choix de ces coefficients est difficile et n'est pas universel car ils dépendent de l'écoulement, et varient fortement au sein de la zone de combustion. Il est donc préférable de valider le choix de ces coefficients par des données expérimentales. Dans notre cas, le coefficient A a été évalué en se référant à la configuration expérimentale de base (chambre de longueur $L_C = 385$ mm à laquelle est connectée le tube de diamètre $\varnothing_D = 36$ mm). Nous avons cherché la valeur de A pour laquelle le temps de parcours de la flamme dans la chambre est le même que dans le cas expérimental. Par la suite, toutes les autres simulations ont utilisé cette même valeur, à savoir $A = 19$.

Le modèle de combustion « Eddy-dissipation » de Magnussen et Hjertager n'est applicable que dans les cas où la combustion est contrôlée uniquement par la turbulence du mélange. Pour tenir compte de l'influence de la température sur le taux de réaction, il faut coupler ce modèle à celui de type Arrhenius. Nous avons donc choisi de définir le taux de réaction R_i de chaque espèce par la relation suivante (24), de façon à ce que ce soit le processus le plus lent qui contrôle la réaction :

$$R_i = \min (R_{Eddy-dissipation} , R_{Arrh}) \quad (24)$$

où $R_{Eddy-dissipation}$ est le taux de production de l'espèce i calculé selon l'expression (22) ou (23), et R_{Arrh} celui obtenu par la relation (21).

3.1.2. Méthode de résolution numérique

Pour transformer les équations différentielles mentionnées dans le paragraphe précédent en système d'équations algébriques, Fluent utilise la discrétisation par volumes finis. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en volumes élémentaires, où chaque volume entoure un nœud. Fluent intègre les équations différentielles sur chaque volume de contrôle, puis ensuite les convertit en équations algébriques.

Nous avons utilisé un schéma du premier ordre amont pour discrétiser les termes convectifs des équations de quantité de mouvement, de continuité, de l'énergie, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Ce schéma consiste à considérer que la valeur stockée au centre d'une cellule est la moyenne de toutes les

valeurs de la même cellule, et que les valeurs aux faces (donc à la frontière entre deux cellules) sont égales à celles de la cellule se trouvant en amont.

Étant donné que les équations sont non-linéaires, et que la majorité des variables ont une influence l'une sur l'autre, la résolution du système d'équations est implicite et on procède par itérations pour atteindre la solution.

3.1.3. Choix du maillage

Le code Fluent utilise un système de coordonnées cartésiennes. Aussi, nous avons créé des maillages 2D axisymétriques pour modéliser les configurations expérimentales à section circulaire, et un maillage 3D pour le seul cas de la chambre à section rectangulaire. Concernant la forme du maillage, comme la géométrie du problème (chambre avec un tube) est assez simple, nous avons opté pour des mailles quadrilatérales dans tous les cas. Nous aurons ainsi un alignement de l'écoulement avec le maillage (ce qui ne serait pas le cas avec des cellules triangulaires par exemple), garantissant un minimum de diffusion numérique.

Un exemple de maillage est représenté à la figure 3.2. Elle concerne le cas de la configuration de base (chambre (A) diamètre 100 mm et de longueur 385 mm, à laquelle est connecté le tube de diamètre 36 mm et de longueur 1.6 m). Les chiffres en rouge indiquent le nombre de mailles disposées horizontalement ou verticalement.

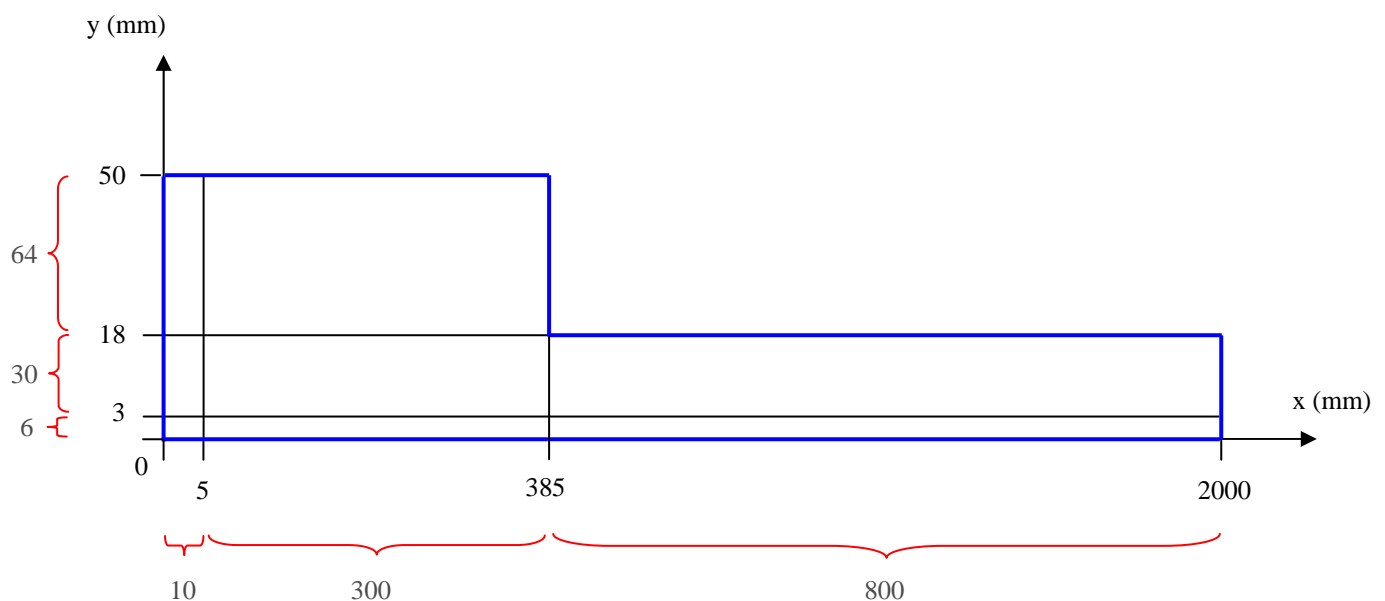


Fig. 3.2 : Maillage de la chambre de longueur $L_C = 385$ mm à laquelle est connecté le tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm

Un raffinement des zones près de l'allumage et du changement de section a été envisagé pour prendre en compte les forts gradients de vitesse présents dans ces zones. Ainsi, les mailles sont disposées de façon régulière verticalement (toutes les mailles ont donc une hauteur de 0.5 mm), et de façon « bi-exponentielle » horizontalement (cf. Fluent User's Guide [61]) : la longueur des mailles est de 4 mm pour celles situées au milieu de la chambre ou du tube, et diminue jusqu'à 0.5 mm pour celles placées près de l'allumage, du changement de section, et de la fin du tube. Le maillage entier est constitué d'environ 58000 mailles avec un nombre de noeuds d'environ 60000.

3.1.4. Conditions initiales et aux limites

A l'état initial, la chambre (et éventuellement le tube) contiennent un mélange propane-air à la stoechiométrie, à température et pression ambiantes. Les parois sont supposées aussi à température ambiante (300 K). A la sortie du tube (ou de la chambre si il n'y a pas de tube), on pose comme condition limite de rester à la pression atmosphérique sur toute la surface débouchante.



Fig. 3.3 : Contours de température (K) à $t = 0$

L'allumage ne pouvant pas être simulé directement, nous avons défini une zone près du fond fermé de la chambre où le mélange est déjà brûlé (cf. Fig. 3.3). C'est un cylindre de longueur 5 mm et de diamètre 6 mm, dans lequel ne se trouvent que des produits issus de la combustion (CO_2 et H_2O), à une température de 2300 K. Cette température des gaz brûlés est la température adiabatique de flamme pour le mélange propane-air stœchiométrique, calculée indépendamment à l'aide du code thermodynamique Quartet [69]. Lorsque le calcul démarre, il existe donc un écart en temps par rapport au cas réel, puisque il ne devrait y avoir aucun mélange consommé à $t = 0$ ms. Néanmoins, nous avons vu précédemment dans le chapitre 2 qu'il existait aussi un décalage entre le moment où la flamme apparaît sur les images prises par la caméra et celui où la flamme est détectée par la sonde d'ionisation (considéré comme l'instant $t = 0$). On suppose finalement que ces deux décalages sont comparables, et que les expériences et les simulations numériques ont le même instant initial.

3.2. Modèle thermique de l'insert

De nombreuses approches peuvent être utilisées pour décrire les transferts thermiques dans un système. La méthode que nous utilisons pour modéliser l'insert est du type « méthode nodale » [70].

3.2.1. *Présentation de la méthode nodale*

Cette méthode a été développée à l'origine pour l'analyse des réseaux électriques, et a rapidement été appliquée avec succès aux systèmes thermiques (voir par exemple les travaux de Soroka [71] dans les années 1950). Aujourd'hui, de nombreux travaux sont basés sur cette démarche, dans des domaines d'application très variés. On peut citer le bâtiment [72], les moteurs à induction [73], les satellites de télécommunication [70], les transferts thermiques dans un compartiment moteur d'automobile [74], le comportement dynamique d'un système d'embrayage [75], ou encore le confort thermique dans un habitacle automobile [76].

La mise en équation d'un problème thermique par la méthode nodale consiste d'une part à représenter les différents éléments d'un système par des nœuds afin de construire un réseau, et d'autre part à identifier les différents échanges d'énergie dans ce réseau. Appliquée à l'ensemble des nœuds du réseau, la conservation de l'énergie se traduit par un système d'équations différentielles couplées et non-linéaires. La résolution de ce système permet d'obtenir la température de chaque nœud à chaque pas de temps.

Dans la pratique, on découpe le système physique considéré en un certain nombre de domaines élémentaires, chacun de volume V_i , associé à un nœud i et de température T_i . La capacité thermique de valeur $C_i = \rho_i C_{p_i} V_i$, où ρ_i et C_{p_i} sont respectivement la masse volumique et la chaleur massique, est affectée au nœud i . Ce nœud i peut échanger de la masse, ainsi que de l'énergie avec tout un ensemble de nœuds $\{j\}$ représentant son environnement, par conduction, convection ou rayonnement. L'analyse de ces échanges conduit à installer entre les nœuds des connexions que l'on désigne par conducteurs (ou conductances) thermiques. Si G_{ij} est une conductance entre les nœuds i et j , l'expression du flux énergétique ϕ échangé entre ces deux nœuds est alors :

$$\phi = G_{ij} (T_j - T_i) \quad (25)$$

Le tableau 3.1 résume les expressions des conductances relatives aux phénomènes de conduction, convection, rayonnement et transfert de masse. S_{ij} , L_{ij} et λ désignent respectivement la section offerte au passage de la chaleur, la distance entre les nœuds, et la conductivité du matériau. ε et α désignent l'émissivité et l'absorptivité de la surface frontière S_f entre les nœuds i et j à laquelle correspond le facteur de forme F_{ij} . L'échange par convection entre un nœud fluide i et un nœud j de surface S_f en contact avec le fluide fait intervenir le coefficient d'échange h .

Nature de l'échange	Expression du flux	Expression de la conductance
Conduction	$\phi = \lambda S_{ij} (T_j - T_i) / L_{ij}$	$G_{ij} = \lambda S_{ij} / L_{ij}$
Rayonnement	$\phi = \varepsilon \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot S_f \cdot F_{ij} \cdot (T_j^4 - T_i^4)$	$G_{ij} = \varepsilon \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot S_f \cdot F_{ij} \cdot (T_i^2 + T_j^2) \cdot (T_i + T_j)$
Convection	$\phi = h \cdot S_f \cdot (T_j - T_i)$	$G_{ij} = h \cdot S_f$
Ecoulement fluide	$\phi = \dot{m} \cdot C_p \cdot (T_j - T_i)$	$G_{ij} = \dot{m} \cdot C_p$

Tableau 3.1 : Expressions des flux et des conductances selon le type d'échange

Un nœud i peut être aussi doté d'une source de chaleur Q_i . L'équation de bilan thermique au nœud i qui traduit la conservation de l'énergie au sein du volume V_i , égalant pour cela l'apport et les pertes énergétique par les différents modes d'échanges et la variation d'énergie interne du volume considéré, s'écrit finalement :

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = \sum_j G_{ij} (T_j - T_i) + Q_i(t) \quad (26)$$

3.2.2. Application au cas de l'insert

L'insert, qui est un tamis constitué de fils métalliques formant un réseau de mailles enroulé en spirale autour de l'axe de symétrie du tube, peut être modélisé de la façon suivante (Fig. 3.4) :

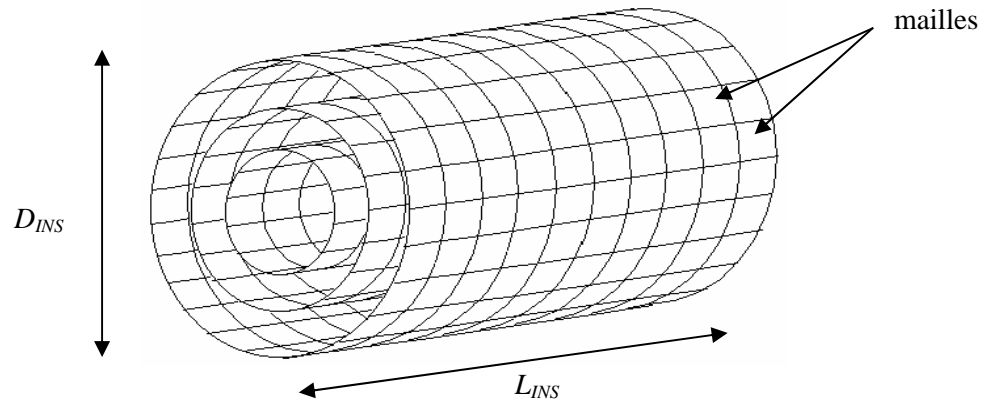


Fig. 3.4 : Modélisation d'un insert

Les caractéristiques géométriques de l'insert sont sa longueur L_{INS} et son diamètre D_{INS} . Afin de simplifier la modélisation, le tamis (qui est enroulé en spirale) est assimilé à une série de cylindres concentriques. On peut alors découper l'insert en un certain nombre de tranches identiques (égal au nombre de mailles dans le sens de la longueur), et en un certain nombre d'épaisseurs cylindriques. On obtient alors un « volume de contrôle » qui est une couronne (Fig. 3.5), d'une longueur égale à une maille et délimité radialement par deux cylindres consécutifs de l'insert.

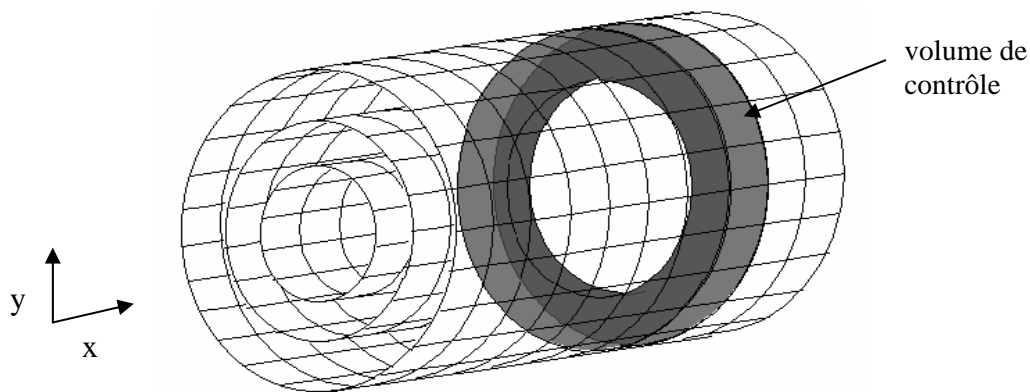


Fig. 3.5 : Délimitation d'un volume élémentaire

Cet élément de contrôle représente l'élément de gaz qui se trouve entre les spires de l'insert. Il faut aussi définir un élément équivalent correspondant à l'insert lui-même. En appliquant le même principe de découpage, nous pouvons définir sur une tranche un élément « insert », comme indiqué sur la figure 3.6 :

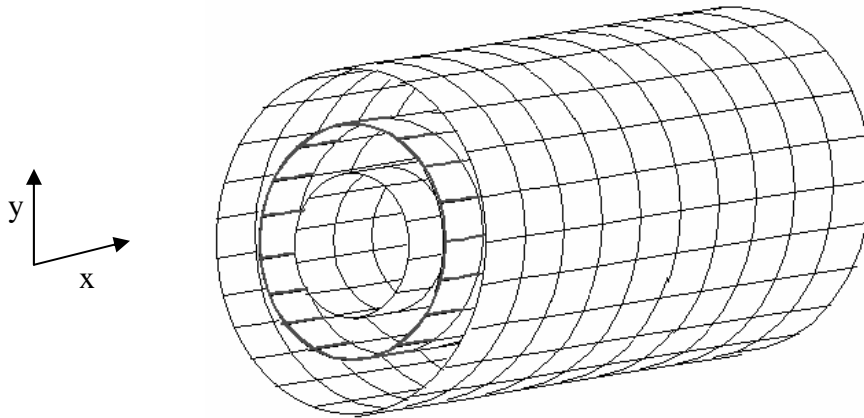


Fig. 3.6 : Exemple d'élément « insert »

Les pertes thermiques subies par l'écoulement de gaz lors de son passage à travers l'insert peuvent être calculées en considérant les échanges entre ces volumes élémentaires.

Comme l'insert présente une symétrie cylindrique, nous pouvons nous limiter à une étude plane. Le principe de la méthode nodale se résume alors à ceci : on assimile les volumes élémentaires $V_{i,j}$ à des nœuds, notés $G_{i,j}$ pour les nœuds de gaz, et $P_{i,j}$ pour les nœuds de l'insert, où i et j représentent les indices de ces éléments dans le plan (x,y) . On définit pour chacun de ces nœuds une température ($T_{G_{i,j}}$ ou $T_{P_{i,j}}$), ainsi qu'une capacité thermique. Enfin on installe entre tous les nœuds du système des conductances qui vont représenter les échanges d'énergie possibles. Le principe est résumé de manière schématique sur la figure 3.7.

Un nœud de gaz est en interaction avec les nœuds des spires qui l'entourent (ou de la paroi du tube), par convection et rayonnement, et avec les nœuds de gaz adjacents par transfert de masse. Les nœuds de l'insert sont de plus en interaction entre eux par conduction et rayonnement. Les différentes conductances utilisées et représentées sur la figure 3.7 sont alors les suivantes :

- Des conductances convectives et radiatives entre les nœuds $G_{i,j}$ et $P_{i,j}$ (gaz et spire supérieure), ainsi qu'entre les nœuds $G_{i,j}$ et $P_{i,j-1}$ (gaz et spire inférieure) ;
- Des conductances de conduction dans l'insert pour chaque spire, soit par exemple entre les nœuds $P_{i-1,j}$ et $P_{i,j}$;

- Une conductance de transfert de masse entre les nœuds G_{ij} et $G_{i+1,j}$, de deux tranches consécutives (conservation du débit massique entre deux tranches). Cependant, on ne considère pas les transferts de masse et de chaleur entre les couches de gaz dans la direction radiale ;
- Des conductances radiatives entre chaque spire : on considère le rayonnement entre les nœuds P_{ij} et $P_{i,j+1}$, $P_{i,j+1}$ et $P_{i,j+2}$, etc.

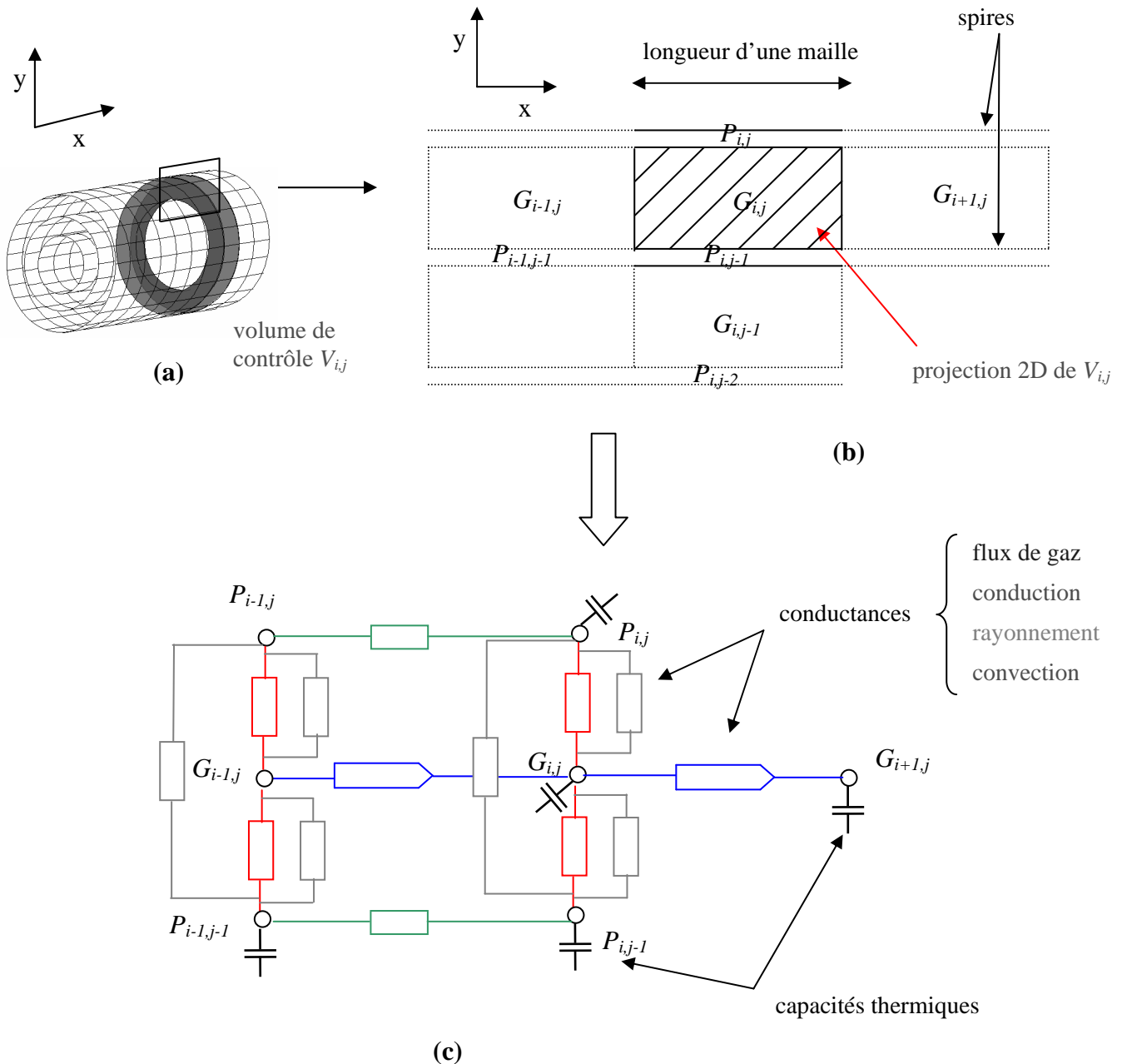


Fig. 3.7 : Modélisation du problème physique par la méthode nodale

En plus de la construction du réseau de nœuds et de conductances, nous avons fait un certain nombre d'hypothèses :

- L'écoulement dans l'insert se fait à pression constante ;
- On néglige la combustion dans l'insert ;
- On fait l'hypothèse des gaz parfaits ;
- Le débit massique se conserve de tranche en tranche ;
- La température de la paroi du tube reste constante pendant le calcul (l'enveloppe extérieure du domaine de modélisation est à 300 K).

De cette façon, les différentes propriétés thermodynamiques (conductivité, masse volumique ρ , viscosité cinématique ν , chaleur massique) nécessaires à la modélisation ne dépendent que de la température. La masse volumique des gaz est obtenue directement par la loi des gaz parfaits, alors que les Cp_i ainsi que ν et λ sont obtenus grâce à des tables [77, 78].

Il reste finalement deux inconnues à évaluer pour que le problème soit entièrement déterminé : le coefficient d'échange par convection h , et les conditions aux limites à l'entrée de l'insert.

3.2.3. Détermination du coefficient d'échange par convection

Le coefficient d'échange h joue un rôle primordial dans les transferts convectifs, responsables des pertes de chaleur entre les gaz et l'insert. De manière classique, on peut lier h aux paramètres de l'écoulement par le biais du nombre de Nusselt ($Nu = hL/\lambda$), qui lui peut s'exprimer, dans certaines configurations, en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl. Dans notre cas, la topologie complexe de l'insert et son interaction avec l'écoulement gazeux ne permettent pas de modéliser ce coefficient de manière simple. Par conséquent, nous nous proposons de décomposer l'insert en parties élémentaires, pour lesquelles on peut utiliser des relations connues liant la valeur de h aux caractéristiques géométriques de l'insert et à celles de l'écoulement.

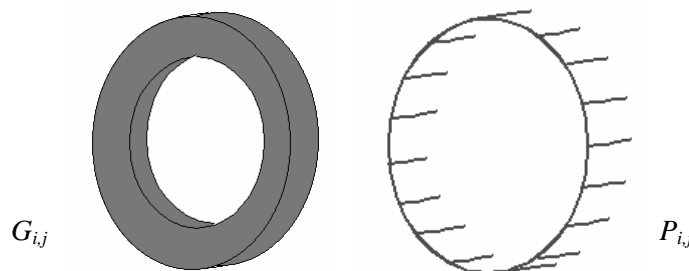


Fig. 3.8 : Eléments (ou nœuds) de gaz et d'insert

On considère l'interaction entre un élément de gaz $G_{i,j}$ et un élément d'insert $P_{i,j}$ positionné à sa périphérie (cf. Fig. 3.8).

Le nœud $P_{i,j}$ peut se décomposer en deux parties (Fig. 3.9). Une première partie constituée des fils de l'insert situés dans le même sens que l'écoulement, et l'autre composée de la spire, qui est perpendiculaire à la direction de l'écoulement.

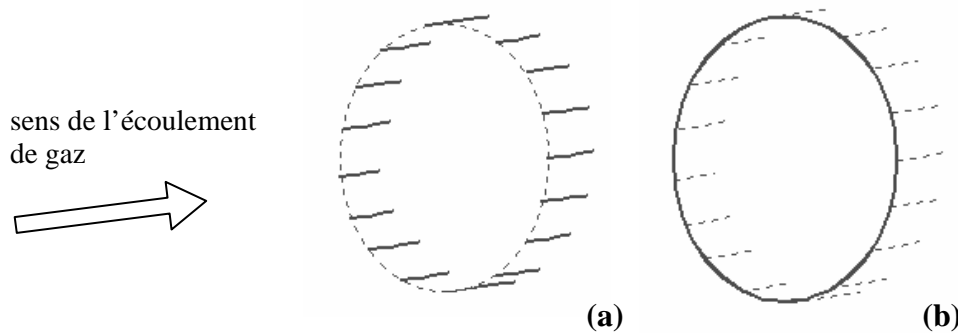


Fig. 3.9 : Décomposition de l'élément insert $P_{i,j}$. (a) partie parallèle à l'écoulement ; (b) partie normale au sens de l'écoulement

Pour traiter la première partie (Fig. 3.9.a), nous assimilons l'interaction entre l'écoulement et chacun des fils au cas d'un écoulement turbulent sur plaque plane. Cette approximation est faite en considérant que localement chaque fil est une plaque de faible largeur que l'on aurait enroulée pour faire un tube. D'après [79], dans le cas où une couche limite turbulente existe sur toute la longueur d'une plaque, nous pouvons utiliser la relation suivante, faisant intervenir les nombres de Reynolds, Nusselt et Prandtl :

$$Nu = 0.037 Re^{4/5} Pr^{1/3} \quad (27)$$

ce qui permet d'obtenir h :

$$h = \frac{\lambda \cdot Nu}{L_{INS}} = 0.037 \frac{\lambda}{L_{INS}} Re^{4/5} Pr^{1/3} \quad (28)$$

toutes les valeurs étant calculées à une température moyenne T_m entre l'insert et le gaz :

$$T_m = \frac{T_{G_{i,j}} + T_{P_{i,j}}}{2} \quad (29)$$

Pour la deuxième partie, nous faisons l'analogie avec un écoulement de fluide qui traverse perpendiculairement un amas de tubes. Les fils de l'insert peuvent être en effet

considérés comme des tubes de diamètre 0.5 mm. Si l'on fait une coupe selon le plan (x,y), on obtient la représentation indiquée sur la figure 3.10 :

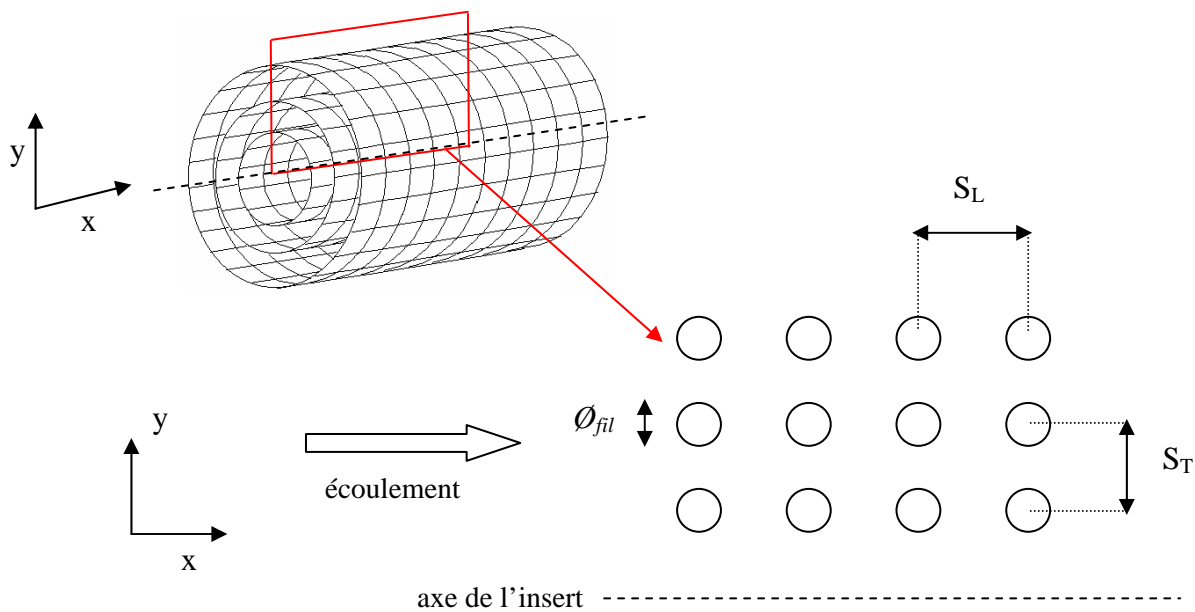


Fig. 3.10 : Analogie avec un écoulement de fluide dans un alignement de tubes

S_L et S_T désignent les distances latérales et transversales entre les centres des tubes. Dans le cas de l'insert, S_L est égal à la longueur d'une maille, alors que S_T dépend de l'écartement entre les spires. Pour cette configuration, Zukauskas [80] donne des corrélations entre Nu , Re et Pr de la forme suivante :

$$Nu = C Re^n Pr^{0.61} Pr_w^{-0.25} \quad (30)$$

toutes les propriétés étant choisies à la température moyenne T_m , sauf Pr_w qui est le nombre de Prandtl évalué à $T_{p,i,j}$. C et n sont des constantes à déterminer en fonction de l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds. Dans le cas qui nous intéresse, Re est calculé en fonction de la vitesse V de l'écoulement, modifiée par la géométrie de la façon suivante (la vitesse modifiée est notée V_m) :

$$Re = \frac{V_m \phi_{fil}}{\nu} = \left(\frac{S_T}{S_T - \phi_{fil}} \right) V \frac{\phi_{fil}}{\nu} \quad (31)$$

Comme le débit est supposé constant à travers l'insert, la vitesse des gaz dépend de la température. On observe alors, pour une gamme de température comprise entre 300 et 2300

K, que $100 \leq Re \leq 4.10^3$. Cela permet d'après Zukauskas de choisir les valeurs suivantes pour les constantes C et n :

$$\begin{aligned} C = 0.52 \text{ et } n = 0.5 & \text{ lorsque } 100 \leq Re \leq 10^3 \\ C = 0.27 \text{ et } n = 0.63 & \text{ lorsque } 10^3 \leq Re \leq 4.10^3 \end{aligned}$$

Finalement, pour chaque nœud de l'insert, on calcule les échanges convectifs entre un élément de gaz et chacune de ces parties de l'insert de manière séparée. Du point de vue de la méthode nodale, cela revient à installer deux conductances convectives, au lieu d'une, entre chaque nœud de gaz et d'insert.

3.2.4. Conditions aux limites

Pour résoudre le système d'équations obtenues par la méthode nodale, il faut imposer des valeurs limites, à savoir la température et le débit massique à l'entrée de l'insert, et leur évolution en fonction du temps.

Dans notre modèle, l'instant initial correspond au moment où la flamme entre dans l'insert. Cependant, dans le cas d'un phénomène réel la vitesse de l'écoulement est accélérée au changement de section entre la chambre et le tube, ce qui a pour effet d'allonger le front de flamme lorsqu'il entre dans l'insert. Ainsi, la flamme n'occupe pas toute la section d'entrée du tube, et la température n'est pas uniforme. Le diamètre de la flamme lorsqu'elle rentre dans l'insert et le délai nécessaire pour qu'elle occupe toute la section d'entrée sont difficiles à prédire.

Le débit massique dépend à la fois de la masse volumique ρ qui elle-même est influencée par la température, mais aussi de la vitesse V des gaz qui entrent dans le tube ($\dot{m} = \rho VS$). Ces données seront obtenues grâce aux résultats de simulations numériques (Fluent), ajustées sur les cas expérimentaux.

3.2.5. Résolution du système d'équations

Le logiciel utilisé pour la modélisation est le logiciel ESACAP [81]. C'est un solveur d'équations différentielles, développé en partie par ElektronikCentralen et par L'Agence Spatiale Européenne. En 1992, tous les droits concernant ESACAP ont été transférés de ElektronikCentralen à Stansim Research.

ESACAP permet de résoudre des systèmes linéaires et non-linéaires, en régime permanent, transitoire et périodique. De plus, il effectue des analyses dans le domaine

fréquentiel. Le logiciel possède une bibliothèque de composants électriques usuels, comme des générateurs de courant ou de tension, des conductances, des intégrateurs et des dérivateurs, etc.

L'avantage d'ESACAP est l'utilisation d'un macro-langage. Ainsi, une structure définie à un endroit donné dans le code pourra être réutilisée à nouveau sans être redéfinie. Ceci est particulièrement intéressant lorsqu'une structure (conductance, générateur) intervient souvent dans un modèle. De plus, les équations de bilan thermique n'ont pas à être écrites complètement. ESACAP sait les reconstituer à partir de structures prédéfinies. Ainsi, chaque composant est spécifié par une forme standard. Il suffit d'appeler cette forme standard et de lui assigner une valeur. ESACAP saura reconnaître le composant et reconstituer le circuit global.

Un exemple de formulation du code est donné en annexe.

Chapitre 4 : Propagation de la flamme en chambre seule

Ce chapitre présente les différents résultats obtenus, à la fois expérimentaux et numériques, dans le cas d'une chambre fermée puis d'une chambre munie d'une ouverture.

4.1. Chambre fermée

4.1.1. Résultats expérimentaux

Les expériences en chambre fermée ont été réalisées principalement avec la chambre de section circulaire (A), de diamètre $\varnothing_C = 100$ mm et de longueur $L_C = 385$ mm.

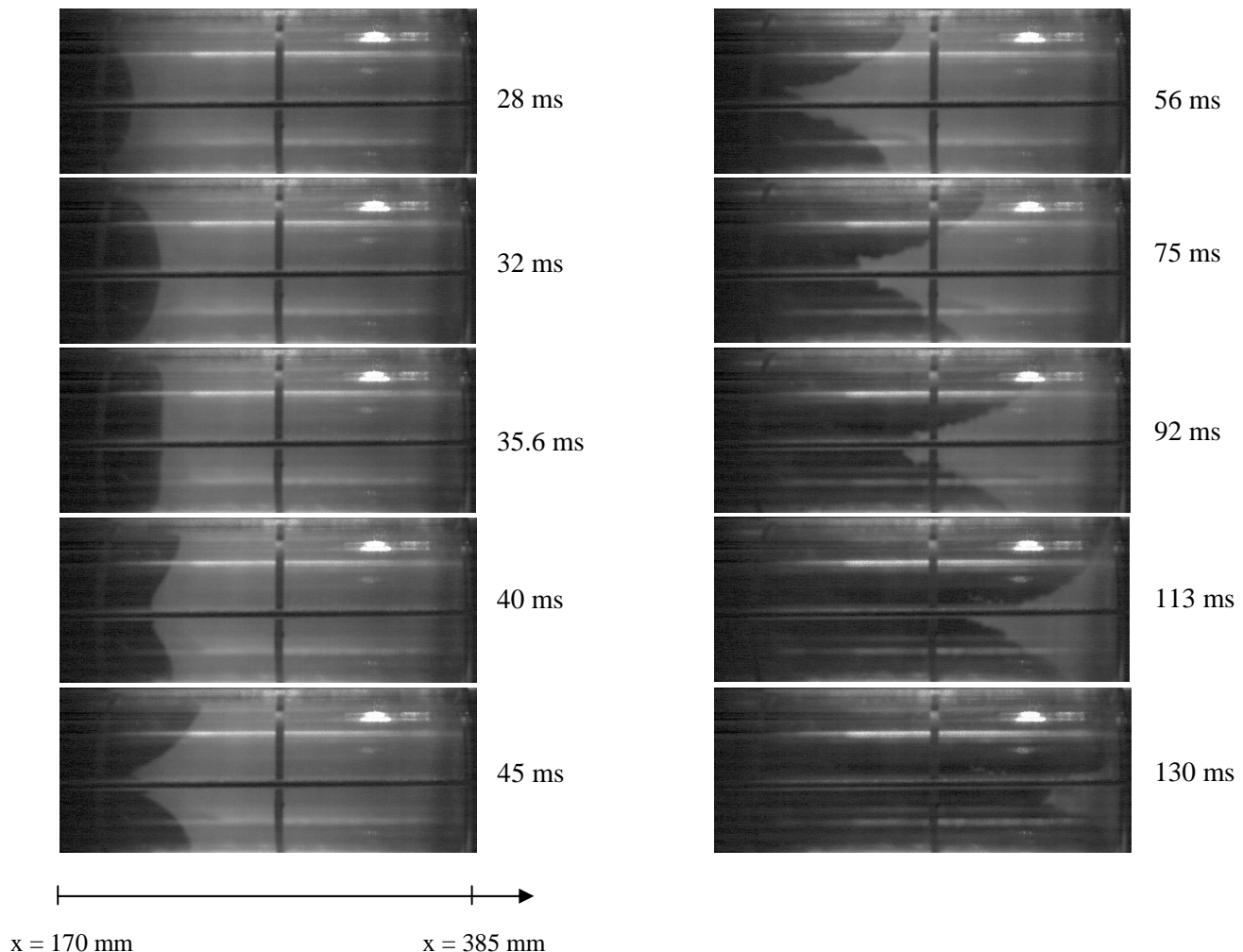


Fig. 4.1 : Propagation de la flamme sur les derniers 200 mm de la chambre
Visualisation par tomographie (5000 im/s)

La figure 4.1 présente une série d'images montrant de la propagation de la flamme dans les derniers 200 millimètres de la chambre (A). Les images sont extraites d'un enregistrement réalisé lors d'une visualisation par tomographie laser. Le temps $t = 0$ correspond au moment où on déclenche l'allumage.

Dans la première partie de la chambre, la flamme se développe après l'allumage selon le processus décrit au § 1.1.1. Ensuite, comme on peut le voir sur les premières images, à partir de $t = 32$ ms la partie centrale du front de flamme s'arrête, alors que la propagation continue sur les bords de la chambre. Par conséquent, le front de flamme qui était allongé devient plan ($t = 35.6$ ms) puis s'incurve vers les gaz brûlés. Ce phénomène a déjà été observé dans des conditions similaires par d'autres auteurs [15] et est communément appelé effet tulipe. Par la suite, la partie centrale du front recule (c'est nettement visible entre $t = 40$ ms et $t = 45$ ms) alors que les parties périphériques continuent de se propager, creusant encore plus le front. Ce sont finalement ces parties périphériques qui viennent brûler le mélange frais situé sur la partie centrale de la chambre (après $t = 113$ ms).

Les images nous permettent aussi d'obtenir la position du front de flamme à chaque instant. La forme de la flamme changeant au cours du temps, cette position dépend du point choisi sur le front de flamme. Dans la suite, sauf indication contraire, nous présentons les évolutions en fonction du temps de l'abscisse du point du front de flamme situé sur l'axe de la chambre.

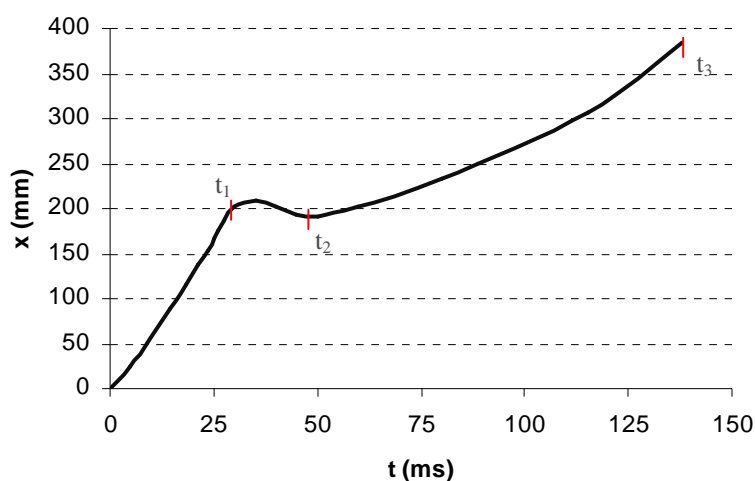


Fig. 4.2 : Diagramme de marche de la flamme (abscisse du point situé sur l'axe de la chambre)

Si l'on examine le diagramme de marche obtenu (Fig. 4.2, $x = 0$ correspond au fond fermé de la chambre, c'est-à-dire au point d'allumage), on peut distinguer trois phases de propagation :

- de $t = 0$ à $t_1 = 28$ ms environ, la flamme se propage dans la chambre de façon laminaire, la partie centrale du front de flamme est sphérique ;
- de $t_1 = 28$ ms à $t_2 = 50$ ms, la partie centrale du front ralentit puis recule ;
- de $t_2 = 50$ ms à $t_3 = 138$ ms, la partie centrale du front reprend sa propagation en avant, jusqu'à la fin de la combustion.

On peut corréler le diagramme de marche de la flamme avec l'évolution de la pression dans la chambre (Fig. 4.3). Pendant la première phase citée précédemment (de $t = 0$ à t_1), la pression monte régulièrement, correspondant à la propagation laminaire de la flamme dans la chambre. A $t_1 = 28$ ms environ, le taux d'augmentation de pression diminue, au même moment où la partie centrale du front de flamme s'arrête. Les causes de ce ralentissement sont multiples [18], la principale réside dans la diminution de la surface du front de flamme lorsqu'il arrive au contact des parois latérales de la chambre. Dans notre cas, à $t_1 = 28$ ms la flamme a parcouru plus de la moitié de la chambre (cf. Fig. 4.2, $x = 200$ mm), donc cette explication n'est pas suffisante (le contact avec la paroi se produit bien avant, comme nous le verrons par la suite). La variation de pression semble plutôt être due au déclenchement de l'effet tulipe, en particulier à la diminution de la surface du front lorsque celui s'aplatit.

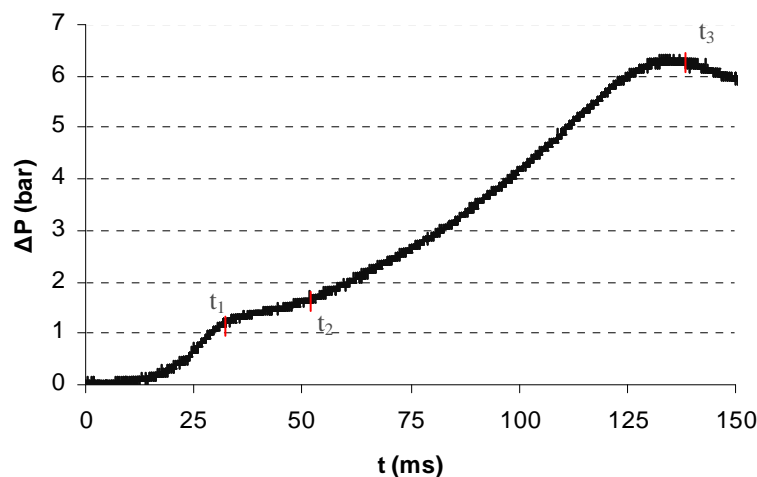


Fig. 4.3 : Evolution de la pression dans la chambre

La pression continue ensuite de monter régulièrement jusqu'au moment où tout le mélange frais restant dans la chambre est consommé ($t_3 = 138$ ms), atteignant une surpression

$\Delta P_{max} = 6.4$ bar. Cette valeur est inférieure à la surpression théorique ΔP_V , qui est supérieure à 8 bar pour le mélange propane-air stoechiométrique. Deux raisons peuvent être avancées pour expliquer cette différence : d'une part, les pertes de chaleur aux parois qui sont importantes dans notre cas (chambre allongée) ; d'autre part, les joints entre la chambre et les brides qui se dilatent lorsque la pression est trop élevée, ce qui peut occasionner des fuites.

4.1.2. Simulations numériques

Des simulations numériques de la propagation de la flamme dans la chambre (A) ont été réalisées à l'aide du logiciel Fluent. Rappelons (cf. § 3.1.1) que le modèle utilisé pour effectuer ces simulations inclut un paramètre ajustable, le coefficient A, qui influe sur le taux de production des espèces. Dans les résultats présentés sur la figure 4.4, la valeur de ce paramètre est constante et est fixée à $A = 19$. La figure présente une comparaison du diagramme de marche et de l'évolution de pression calculés avec ceux obtenus expérimentalement :

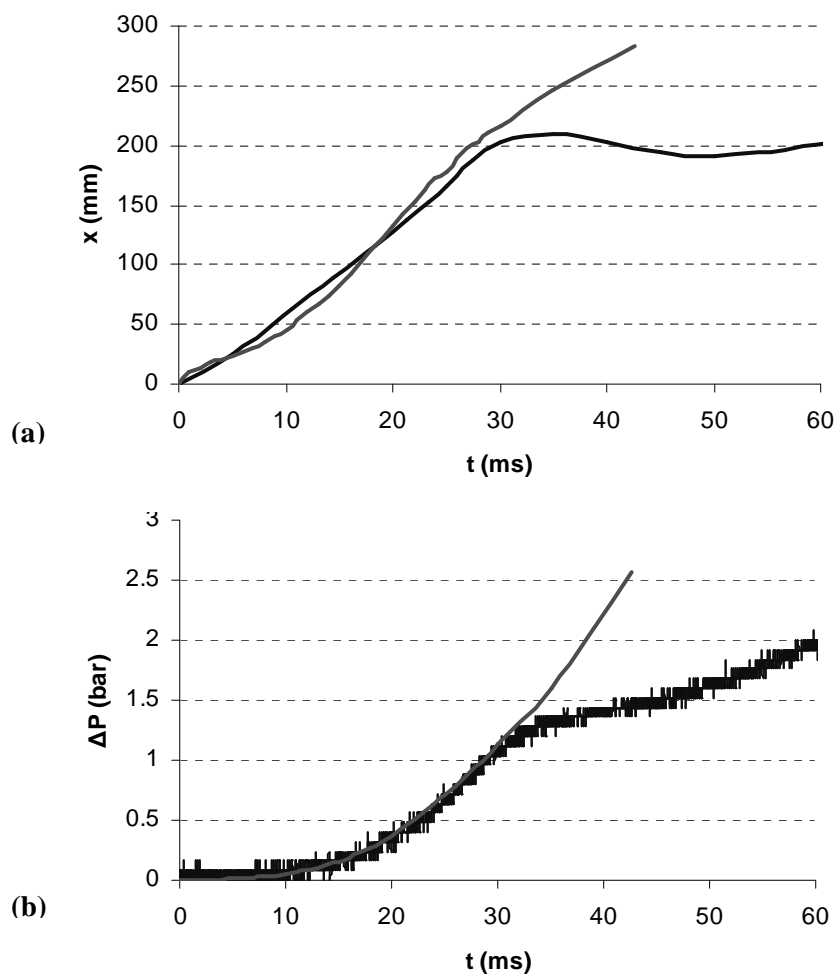


Fig. 4.4 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (—) et les simulations numériques (—) (a) diagramme de marche ; (b) évolution de la pression dans la chambre

On peut noter une bonne coïncidence des diagrammes de marche et de l'évolution de pression, jusqu'au temps $t \approx 30$ ms, proche de l'instant t_1 repéré précédemment. Par la suite, l'écart entre les courbes expérimentales et numériques augmente. En particulier, le front de flamme n'est pas ralenti, et donc l'effet tulipe n'est pas reproduit. Cependant, la concordance qui a été constatée pendant la première phase de propagation de la flamme permet de s'appuyer sur les simulations pour tenter d'expliquer l'origine de l'effet tulipe.

Sur la figure 4.5, nous avons représenté l'évolution en fonction du temps de la vitesse spatiale du front de flamme V_f (sur l'axe de la chambre) calculée pour l'intervalle de temps compris entre 0 et 30 ms.

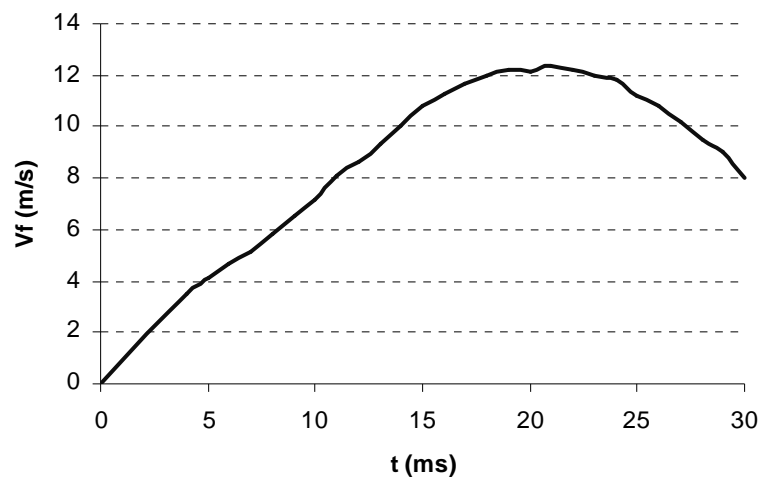


Fig. 4.5 : Vitesse spatiale calculée de la flamme en fonction du temps

De 0 à 15 ms, la vitesse du front augmente de manière quasi-linéaire. A partir de $t = 19$ ms, la vitesse du front se stabilise à environ 12 m/s pendant quelques millisecondes, puis commence à diminuer à partir de $t = 22$ ms. Puisque sa vitesse diminue, on peut alors supposer que l'ensemble du champ de vitesses dans la chambre subit aussi une modification à partir de ce même instant.

La figure 4.6 présente une série d'images obtenues par simulations numériques où sont représentées à la fois la position du front de flamme et la partie de l'écoulement ayant une vitesse axiale négative. Le rectangle délimitant chaque image correspond aux parois de la chambre elle-même. Sur cette figure, les zones de couleur noire correspondent à des zones où la vitesse des gaz est positive, qu'ils soient frais ou brûlés.

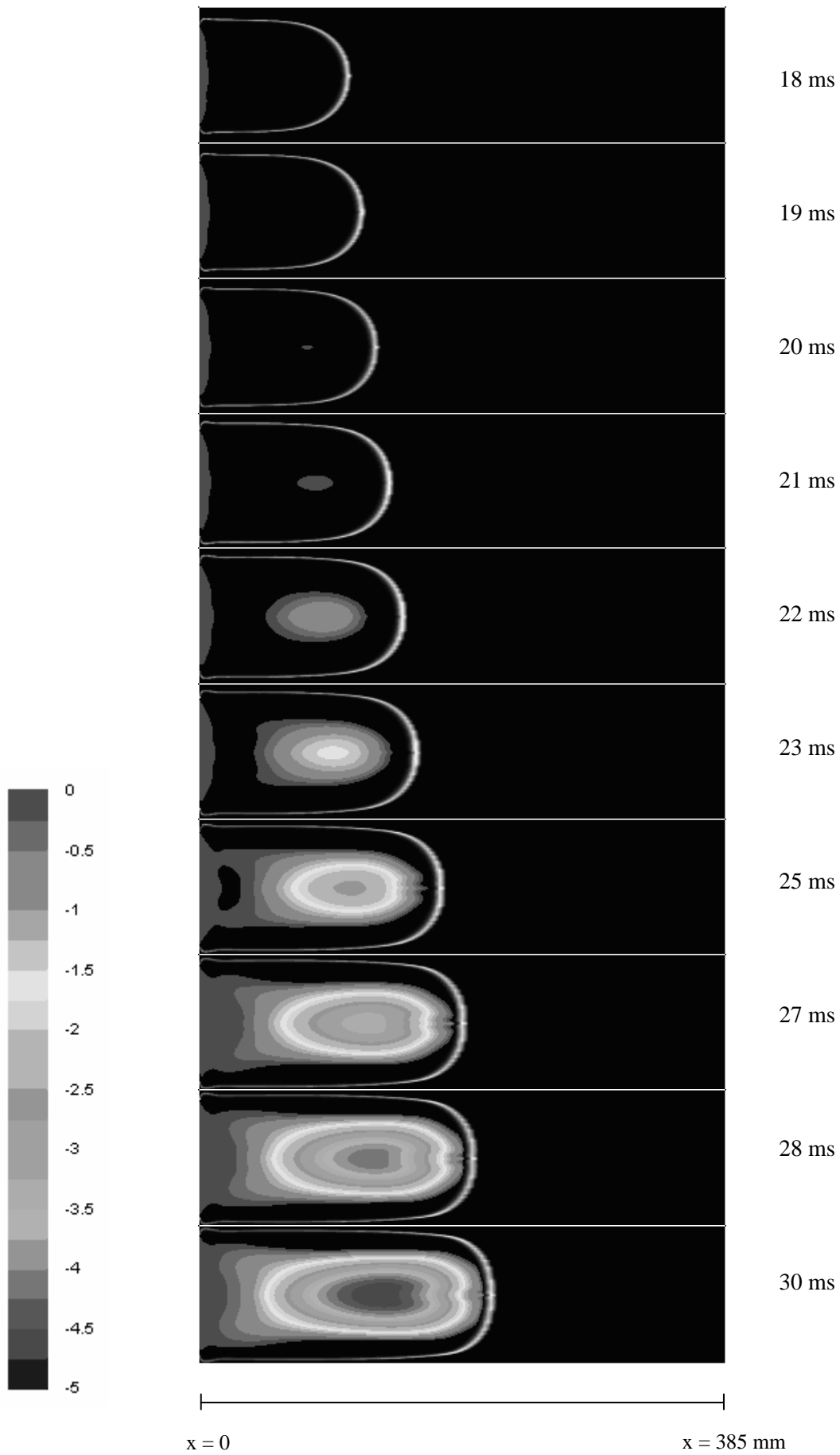


Fig. 4.6 : Résultats des calculs numériques montrant les zones de l'écoulement ayant une vitesse négative (m/s)

La première indication que l'on peut noter est qu'à $t = 18$ ms, la flamme a déjà touché les bords de la chambre. On peut donc en déduire que les pertes de chaleur aux parois sont responsables du ralentissement du front de flamme observé précédemment (Fig. 4.5) à un instant proche ($t \approx 19$ ms).

Si l'on s'intéresse maintenant au champ de vitesses axiales, on peut voir que à $t = 19$ ms seule une petite zone située au fond fermé de la chambre (côté allumage) contient des gaz brûlés à vitesses négatives (entre 0 et - 0.1 m/s). Sur l'image suivante ($t = 20$ ms), un point isolé apparaît au milieu de la zone des gaz brûlés, sur l'axe de la chambre, avec une vitesse négative très faible (- 0.05 m/s environ). A partir de cet instant, ce point isolé se transforme en une zone dont la surface augmente en fonction du temps. Cette « croissance » s'effectue d'abord dans les directions longitudinales et transversales ($t = 21$ ms et 22 ms), puis à partir de $t = 23$ ms presque exclusivement dans la direction longitudinale.

A $t = 27$ ms, la zone de vitesses négatives s'étend depuis le fond de la chambre jusqu'au front de flamme lui-même. Cependant, il subsiste toujours près des parois latérales des gaz brûlés ayant une vitesse positive (zone de couleur noire). Par la suite, la zone de vitesses négatives s'élargit lentement près des parois, mais l'inversion du rayon de courbure du front n'est pas observée.

Le champ de vecteurs vitesses a été étudié pour comprendre l'origine de cette zone à contre-courant. Pour des instants inférieurs à $t = 18$ ms (soit lorsque la flamme se développe librement), nous avons pu constater que les vecteurs vitesses situés de part et d'autre du front de flamme (cf. Fig. 4.7.a) étaient dirigés dans le sens de propagation de la flamme, avec un angle d'environ 45° par rapport au front. A l'intérieur des gaz brûlés, les vecteurs sont tous alignés dans la même direction. Lorsqu'on s'approche du centre de la chambre, les lignes de courant subissent une déflexion et tendent à devenir tangentes à l'axe.

Lorsque le front de flamme se rapproche des parois latérales de la chambre (Fig. 4.7.b), l'expansion latérale de la flamme est diminuée. Nous pouvons constater que cela n'a pas d'incidence sur les vecteurs situés près du front de flamme, mais que, par contre, la déflexion de ceux situés près de l'axe de la chambre se fait maintenant dans la direction opposée à la propagation. Ainsi, à $t = 20$ ms, quelques vecteurs se retrouvent dans le sens opposé à l'écoulement.

Par la suite, le phénomène s'amplifie et d'autres vecteurs s'alignent à contre-courant (Fig. 4.7.c). Seuls ceux situés près du front de flamme vont garder une direction dans le sens de l'écoulement, avec une inclinaison plus faible (15° environ).

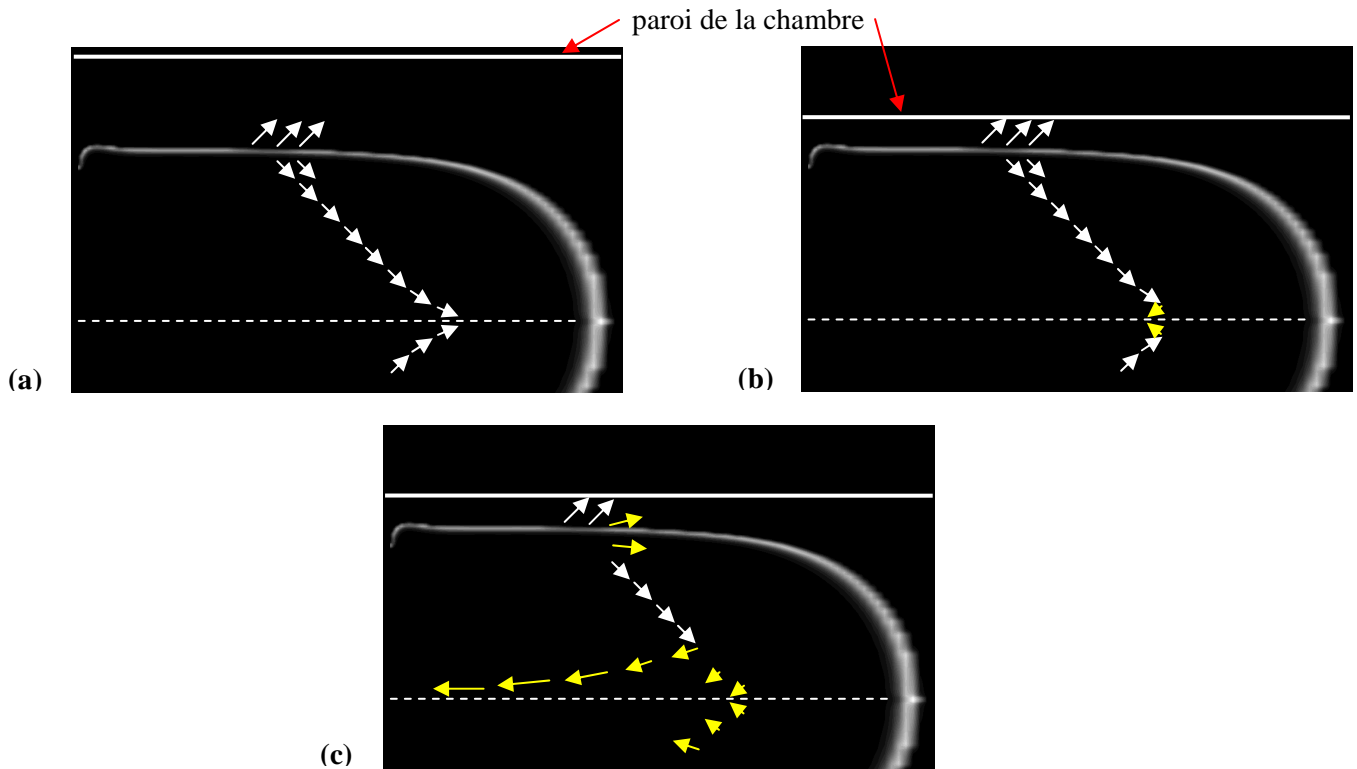


Fig. 4.7 : Evolution schématique de la répartition des vecteurs vitesses

Nous avons alors fait l'hypothèse que l'effet tulipe n'était pas observé car l'influence de la turbulence dans le modèle de combustion était surestimée localement au niveau de la partie centrale du front de flamme. En effet, on peut remarquer sur la figure 4.6 que, entre $t = 28$ ms et $t = 30$ ms, la distance entre la zone de gaz à vitesse négative et le front de flamme reste quasiment constante (de l'ordre de 2 mm). Or, l'intensité de la turbulence est maximale (122 %) juste derrière le front de flamme, sur l'axe de la chambre (cf. Fig. 4.8).

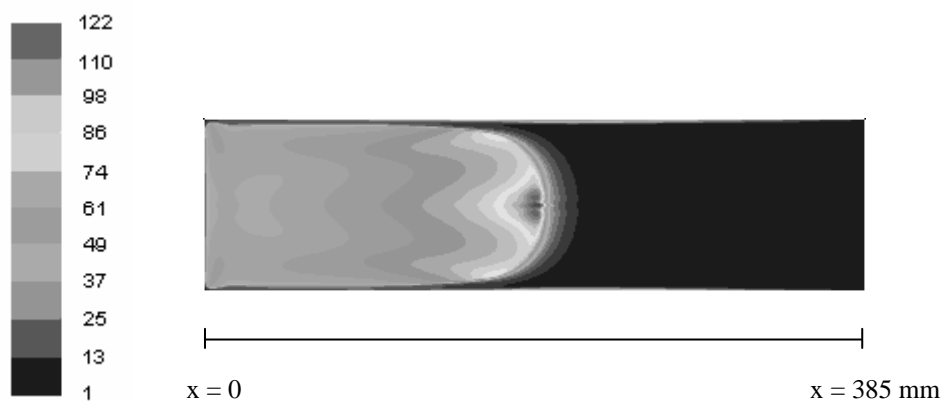


Fig. 4.8 : Contours calculés de l'intensité de turbulence (%), à $t = 28$ ms

On suppose que ce taux de turbulence élevé empêcherait la zone de vitesse négative de rejoindre le front de flamme. Nous avons alors ajusté la valeur de la constante empirique A , car celle-ci relie le taux de réaction des espèces au taux de dissipation des tourbillons turbulents contenant les réactifs et les produits de combustion (cf. § 3.1.1, relations (22) et (23)). Ainsi, en diminuant A on réduit l'influence de la turbulence sur le taux de production des espèces (et par voie de conséquence sur la valeur de la vitesse de combustion au niveau du front de flamme). La constante A a donc été baissée de 19 à 6, à partir de $t = 27$ ms. Cet instant a été choisi car il correspond au moment où la zone des gaz à vitesse négative rejoint le front de flamme (cf. Fig. 4.6).

Les résultats des calculs numériques obtenus à la suite de cette modification sont présentés sur la figure 4.9 : les contours calculés de la fraction massique de propane (Fig. 4.9.b) sont comparés aux images enregistrées aux mêmes instants (Fig. 4.9.a).

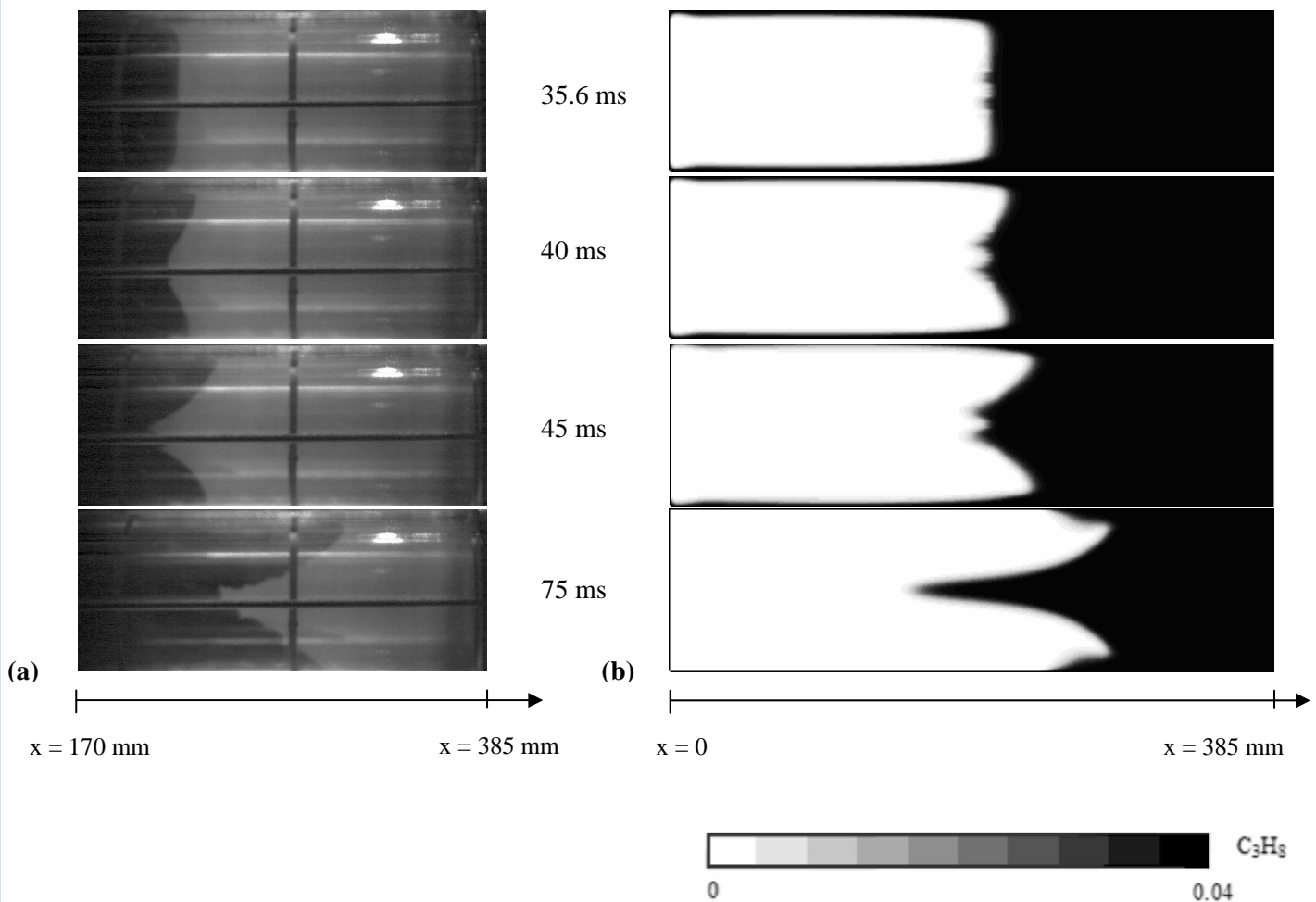


Fig. 4.9 : Comparaison entre les expériences et les simulations numériques :
(a) enregistrements tomographiques ; **(b)** contours de fraction massique de propane aux mêmes instants

Le fort gradient de fraction massique de propane entre les gaz frais et brûlés permet d'identifier la position du front de flamme sur les simulations numériques. On peut noter que les calculs fournissent désormais des résultats très similaires aux observations expérimentales : le front devient plan, puis s'incurve, aux mêmes instants que constatés expérimentalement. Il semble donc se confirmer que la zone de gaz brûlés à vitesse négative joue un rôle dans le déclenchement de l'effet tulipe.

4.1.3. Discussion : l'effet tulipe

Les résultats expérimentaux et numériques, en bon accord, permettent de mieux détailler le mécanisme de l'effet tulipe. Ce phénomène est caractérisé par un ralentissement du front de flamme, qui s'aplatit puis s'incurve vers les gaz brûlés. Il s'accompagne d'un ralentissement de l'augmentation de pression dans la chambre. Ce ralentissement semble être une conséquence de la diminution de la surface du front de flamme lorsque celui-ci s'aplatit.

Les résultats numériques indiquent que l'origine de l'effet tulipe semble se situer lorsque la flamme approche des parois latérales de la chambre. On note, alors, que l'accélération du front de flamme devient nulle (cf. Fig. 4.5, lorsque la vitesse apparente de la flamme se stabilise). Une petite zone de gaz brûlés voit sa vitesse devenir négative, zone qui par la suite va croître jusqu'à rejoindre le front de flamme. Seuls les gaz brûlés situés près des parois continuent à posséder une vitesse positive, ce qui explique l'inversion du rayon de courbure du front de flamme.

La recirculation dans les gaz brûlés semblent donc jouer un rôle important dans le déclenchement de l'effet tulipe. Cette recirculation est négligeable dans la première partie de la propagation de la flamme dans la chambre, lorsque l'expansion des gaz se fait de manière quasi sphérique. Lorsque le front de flamme atteint les parois de la chambre, l'expansion latérale diminue, modifiant les conditions de recirculation des gaz brûlés. De plus, les variations locales de la vitesse de combustion induites lorsque la flamme atteint les parois peuvent éventuellement favoriser la création de cette zone de gaz à « contre-courant ».

Pour la suite, on considère donc que le début de l'effet tulipe correspond au moment où cette zone de gaz à vitesse négative rejoint le front de flamme. Cela correspond, expérimentalement, au moment où l'on constate le ralentissement du front de flamme (dans le cas présent de la chambre fermée, c'est donc à $t \approx 27$ ms, voir les figures 4.2 et 4.6).

4.2. Chambre ouverte à une extrémité

Nous avons étudié, ensuite, la propagation de la flamme dans une chambre munie d'une ouverture à une de ses extrémités, du côté opposé à l'allumage. Nous avons examiné plus particulièrement l'influence de deux paramètres géométriques, à savoir la longueur de la chambre L_C et le diamètre de l'ouverture \varnothing_S .

Ainsi, des expériences ont été effectuées avec les deux chambres (A) et (B), en faisant varier le diamètre de l'orifice de sortie de 10 à 36 mm.

4.2.1. Résultats expérimentaux : Chambre (A) de longueur $L_C = 385$ mm

La figure 4.10 présente un exemple d'enregistrement vidéo de la flamme se propageant dans la chambre (A) avec une ouverture de diamètre $\varnothing_S = 16$ mm.

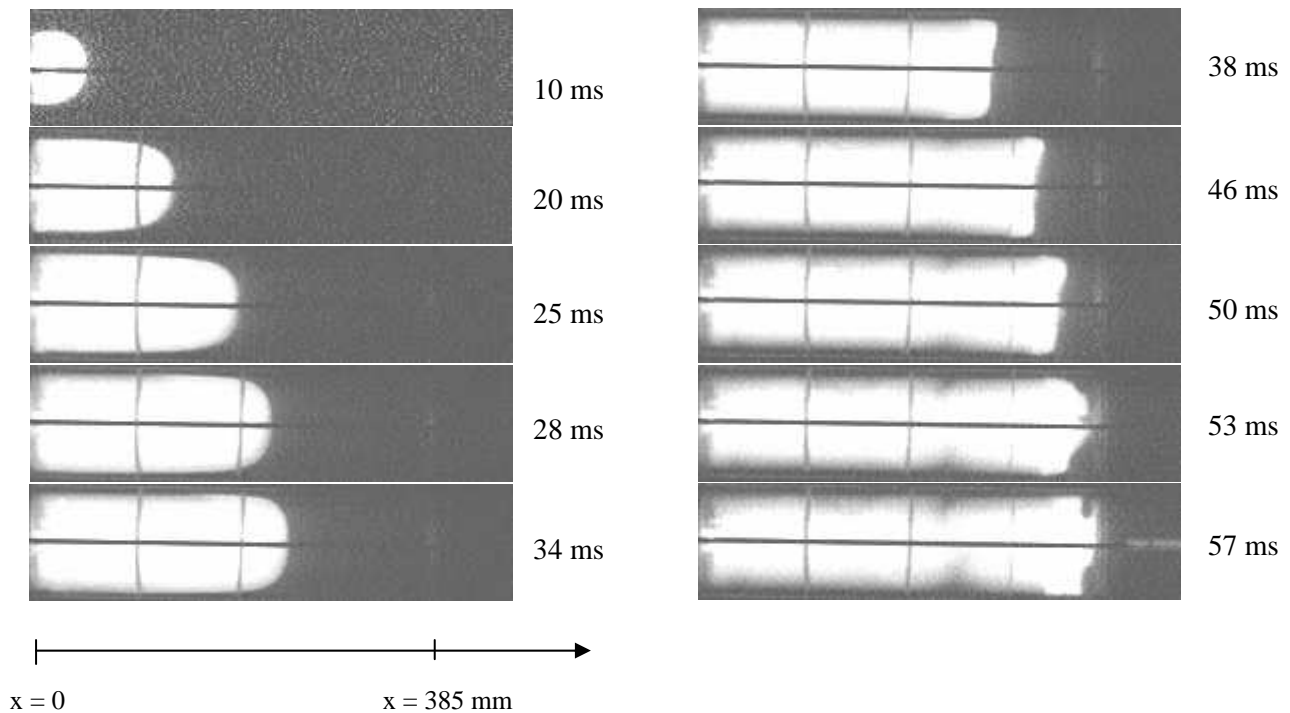


Fig. 4.10 : Propagation de la flamme dans la chambre (A) munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_S = 16$ mm
Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

On peut noter que, comme dans le cas précédemment étudié d'une chambre fermée, le front de flamme subit un ralentissement et s'aplatit ($t = 34$ ms). Ensuite la propagation continue et les images nous permettent de constater que le rayon de courbure du front s'inverse entre $t = 38$ ms et $t = 50$ ms.

Par rapport au cas précédent, on peut cependant observer deux différences. Premièrement, le ralentissement de la flamme se produit plus tard dans la chambre. On peut supposer que cela vient de la présence de l'orifice en sortie de l'enceinte. Nous verrons par la suite l'influence du diamètre de l'orifice sur le ralentissement du front de flamme en traçant les diagrammes de marche pour différents diamètres de sortie. Deuxièmement, lorsque la flamme sort de la chambre, il reste une zone de gaz frais dans les coins de l'enceinte. Cette quantité de gaz restante peut elle aussi dépendre de la taille de l'orifice, et nous pouvons supposer qu'elle aura une influence sur la pression maximale dans la chambre. Nous vérifierons cette hypothèse par la suite en étudiant l'évolution de pression en fonction du diamètre de sortie.

On peut finalement noter que la flamme sort de la chambre sous la forme d'un jet dont le diamètre semble être le même que celui de l'orifice de sortie ($t = 57$ ms).

4.2.1.i. Evolution de la position du front de flamme

Les diagrammes de marche de la flamme en fonction du diamètre de l'orifice de sortie sont présentés sur la figure 4.11. Ils ont été obtenus de la même manière que dans le cas de la chambre fermée, à savoir que l'on observe l'abscisse du point du front de flamme se trouvant sur l'axe de symétrie de la chambre.

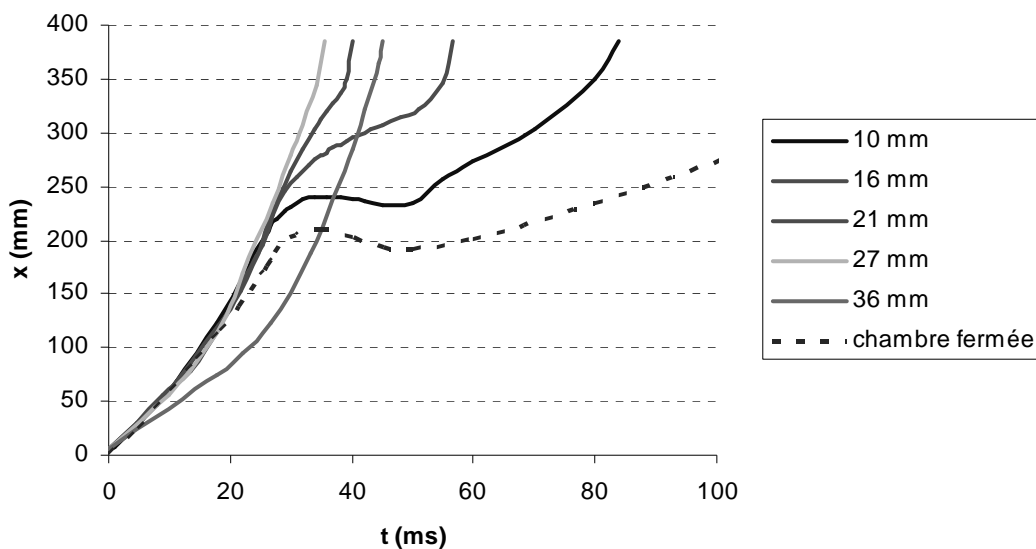


Fig. 4.11 : Diagramme de marche du front de flamme pour différents diamètres de sortie

Avec un diamètre de sortie \varnothing_S de 10 mm, on obtient un diagramme de marche qui ressemble à celui obtenu dans le cas de la chambre fermée : le front est ralenti, puis recule

pendant environ 7 ms. Les enregistrements tomographiques correspondants sont présentés sur la figure 4.12.

La partie centrale du front de flamme s'arrête à $t = 35$ ms, alors que la propagation continue sur les bords de la chambre. Le front de flamme s'incurve donc vers les gaz brûlés (visible à partir de $t = 40$ ms). Par la suite, la partie centrale du front recule, alors que les parties périphériques continuent de se propager, creusant encore plus le front ($t = 50$ ms). Ce sont finalement ces parties périphériques qui viennent brûler le mélange frais situé sur la partie centrale de la chambre (comme dans le cas de la chambre fermée).

A $t = 79$ ms, la flamme pénètre dans l'orifice par la partie périphérique du front, ce qui a pour conséquence de laisser subsister une poche de gaz frais sur l'axe de la chambre.

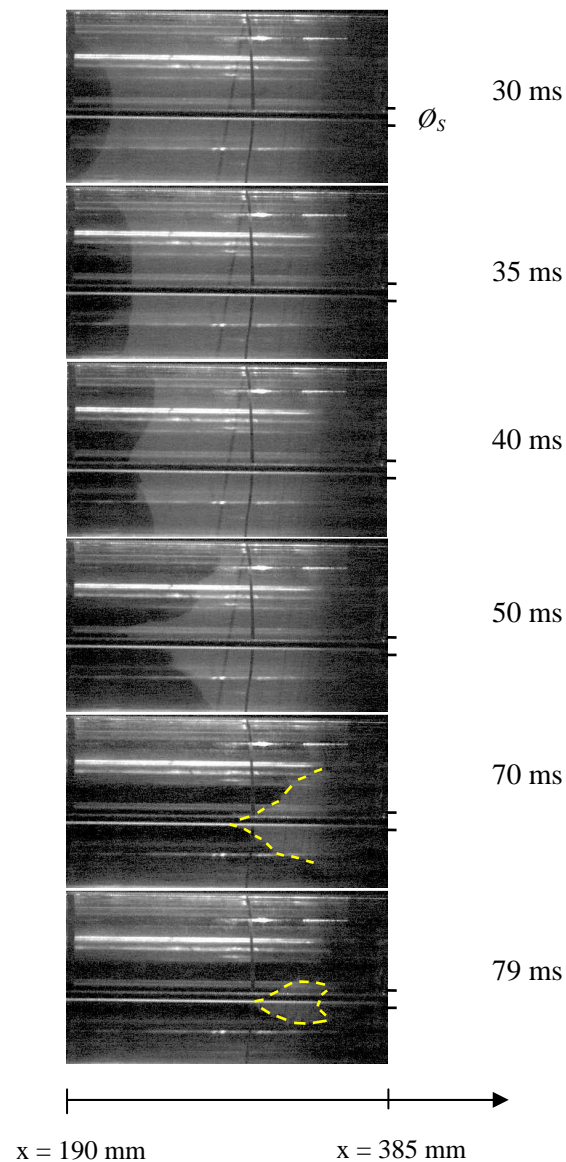


Fig. 4.12 : Propagation de la flamme sur les derniers 200 mm de la chambre (A), munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_s = 10$ mm
Visualisation par tomographie (7500 im/s)

Lorsque le diamètre de l'orifice est de 16 mm, la partie centrale du front ralentit mais ne recule plus (cf. Fig. 4.11). Afin de préciser l'évolution de la forme du front de flamme, nous présentons sur la figure 4.13 les enregistrements tomographiques de la propagation de la flamme dans les derniers 200 mm de la chambre.

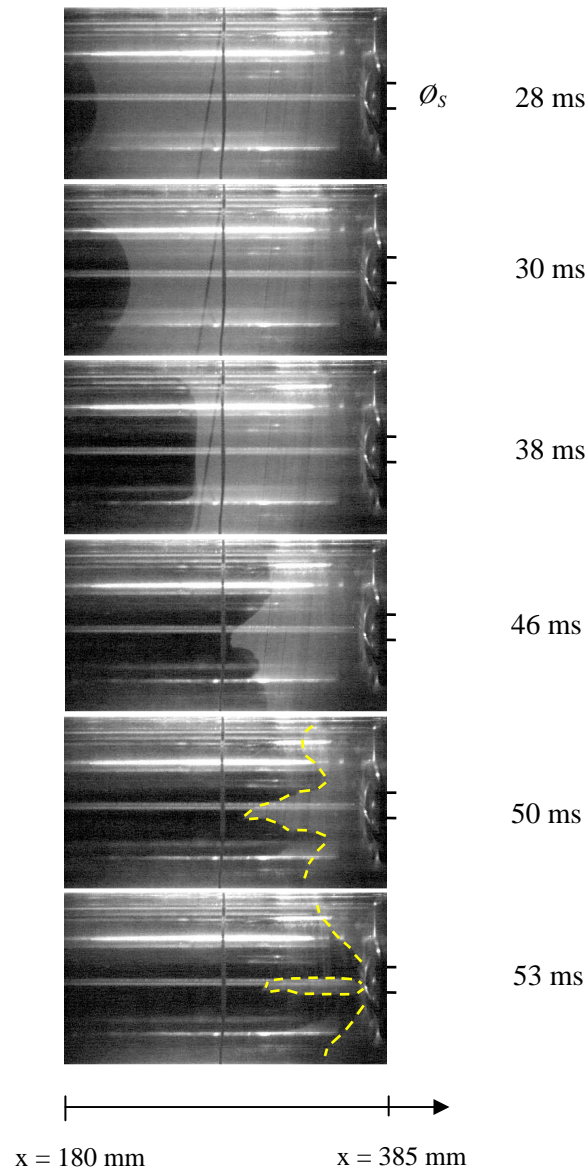


Fig. 4.13 : Propagation de la flamme sur les derniers 200 mm de la chambre (A), munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_s = 16$ mm
Visualisation par tomographie (6000 im/s)

On constate de nouveau que l'inversion du rayon de courbure du front se produit, mais cette fois-ci plus près de la sortie de la chambre. A environ 40 mm de l'orifice ($t = 50$ ms), la partie du front de flamme située entre l'axe et le bord de la chambre est accélérée, et lorsque

que la flamme pénètre dans l'orifice ($t = 57$ ms), nous observons deux zones distinctes de gaz frais : une dans les coins de la chambre, l'autre sur l'axe, comme dans le cas précédent ($\varnothing_S = 10$ mm).

Pour les diamètres plus grands ($\varnothing_S \geq 21$ mm), il n'a pas été constaté d'inversion du front de flamme. La figure 4.14 présente les enregistrements tomographiques de la propagation de la flamme dans le cas où le diamètre de l'orifice est 21 mm :

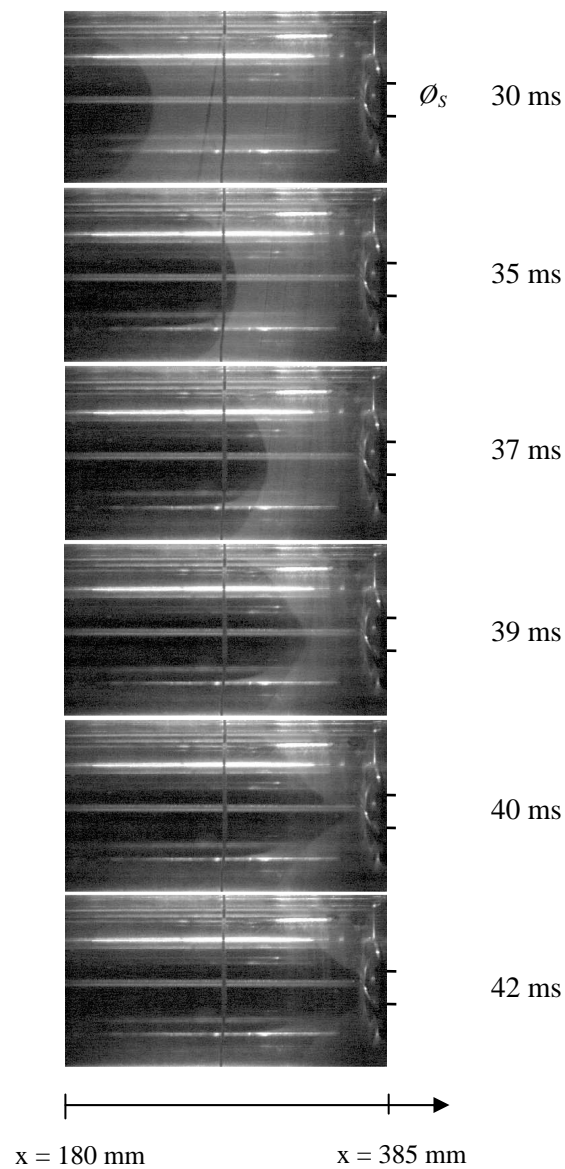


Fig. 4.14 : Propagation de la flamme sur les derniers 200 mm de la chambre (A), munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_S = 21$ mm
Visualisation par tomographie (6000 im/s)

On peut voir que la partie centrale du front de flamme reste sphérique jusqu'à $t = 35$ ms. Si l'on examine le diagramme de marche (Fig. 4.11), on constate néanmoins un léger ralentissement à $t = 32$ ms environ. Ensuite, le front s'étire car l'écoulement est accéléré à proximité de l'orifice.

De manière générale, nous constatons donc que lorsque le diamètre de sortie de la chambre est augmenté, le ralentissement du front de flamme apparaît de plus en plus loin dans la chambre (cf. Fig. 4.11), et est donc de plus en plus atténué. On peut supposer que l'effet de recirculation des gaz brûlés, qui déclencherait comme dans le cas de la chambre fermée le ralentissement de la flamme, se produit lui aussi plus loin lorsque l'on augmente le diamètre de l'ouverture. Cette hypothèse mériterait d'être approfondie au moyen de simulations numériques.

Pour les deux derniers cas ($\varnothing_s = 27$ mm et 3.6 mm), on ne constate pas de ralentissement.

4.2.1.ii. Evolutions de pression

L'évolution de pression dans la chambre (A) en fonction du diamètre de l'orifice de sortie est présentée sur la figure 4.15 :

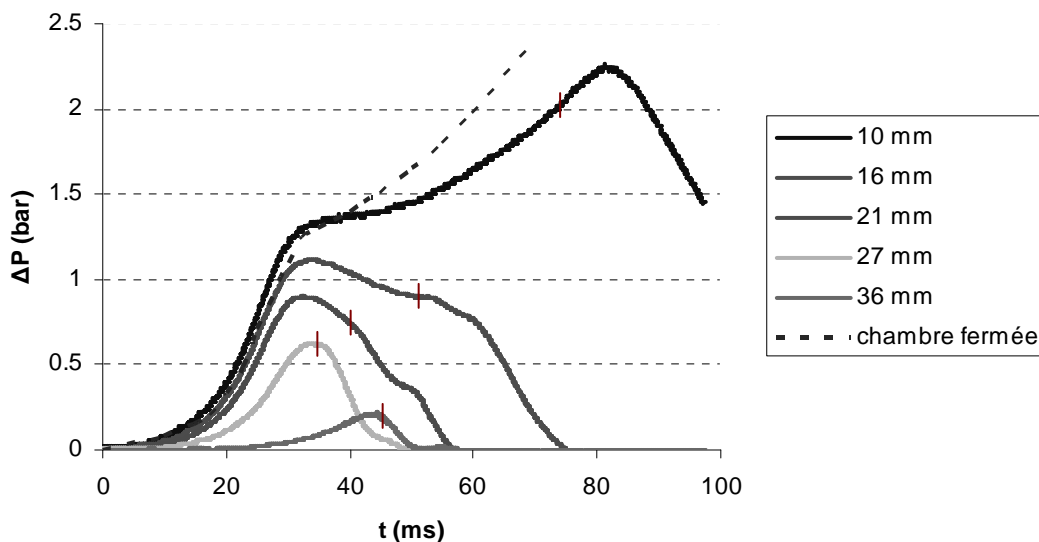


Fig. 4.15 : Evolution de la pression dans la chambre pour différents diamètres de sortie (|) instant où la flamme pénètre dans l'orifice de sortie

On peut tout d'abord noter que plus le diamètre est petit, plus la pression maximale atteinte dans la chambre est élevée. En diminuant le diamètre, on limite le débit d'évacuation des gaz, ce qui explique cette tendance.

Pour le diamètre le plus petit ($\varnothing_S = 10$ mm), deux maxima de pression sont observés. Le premier (à $t \approx 35$ ms) survient peu après le ralentissement du front de flamme (Fig. 4.11, $t \approx 28$ ms). Ensuite la pression monte, jusqu'à un maximum de 2.2 bar, atteint à $t = 82$ ms lorsque tout le gaz frais est consommé dans la chambre. Nous avons vu sur les enregistrements tomographiques (Fig. 4.12, $t = 79$ ms) qu'effectivement, lorsque la flamme est sortie de la chambre, il reste une zone de gaz frais « coincée » sur l'axe.

Pour un diamètre plus grand $\varnothing_S = 16$ mm, l'évolution de pression est sensiblement différente. Un maximum de pression est atteint à $t = 34$ ms, soit 4 ms après que le front de flamme subisse un ralentissement (Fig. 4.11, $t \approx 30$ ms). On peut noter aussi que l'écart entre le moment où la flamme touche les parois de la chambre ($t \approx 10$ ms sur la Fig. 4.10) et le moment où est relevé le maximum de pression est donc de 24 ms, ce qui confirme que l'interaction flamme - paroi n'est pas seule responsable du ralentissement de l'augmentation de pression. Ensuite, la pression diminue, et un changement de pente survient à $t = 51$ ms environ : la pression se stabilise un court instant, puis continue à baisser. Cette transition correspond au moment où la flamme sort de la chambre (cf. Fig. 4.13).

Pour $\varnothing_S = 21$ mm, on constate de nouveau que le maximum de pression est lié au déclenchement du ralentissement du front de flamme ($t \approx 32$ ms). Par la suite la pression baisse, et l'on observe comme pour $\varnothing_S = 16$ mm un bref changement de pente dans l'évolution de la pression ($t \approx 50$ ms). Cependant, cette fois-ci la flamme est sortie de la chambre 10 ms auparavant ($t = 40$ ms, cf. Fig. 4.14).

Enfin, lorsque le diamètre de l'orifice est 27 mm ou 36 mm, nous constatons en comparant avec le diagramme de marche que le maximum de pression est atteint au moment où la flamme sort de la chambre.

4.2.1.iii. Bilan

Un résumé des caractéristiques de la propagation de la flamme en fonction du diamètre de l'orifice est présenté dans le tableau 4.1. Le temps de propagation dans la chambre est la durée que met la flamme pour sortir de la chambre, ce qui ne correspond pas forcément à l'abscisse du point du front situé sur l'axe.

On peut remarquer que le temps de propagation dans la chambre, ainsi que le temps de combustion total, diminuent lorsque l'on augmente le diamètre de l'ouverture, excepté lorsque $\varnothing_S = 36$ mm. Nous n'avons pas pu déterminer les causes de cette différence.

\varnothing_s (mm)	10	16	21	27	36
Temps de propagation dans la chambre	75.5 ms	51 ms	40 ms	35.5 ms	45 ms
Temps de combustion total	84 ms	64 ms	51 ms	46 ms	54 ms
P_{max} atteint à t =	35 et 82 ms	34 ms	33 ms	35 ms	44.5 ms

Tableau 4.1 : Temps caractéristiques de la propagation de la flamme dans la chambre (A)

En ce qui concerne les maximums de pression, on peut distinguer deux cas. Pour $\varnothing_s = 27$ et 36 mm, on ne constate qu'un seul maximum de pression, observé lorsque la flamme sort de la chambre. Parallèlement, ce sont aussi les deux diamètres pour lesquels nous n'observons pas de ralentissement du front de flamme.

Pour $\varnothing_s = 10$, 16 et 21 mm, on constate deux maximums de pression dans la chambre. Dans beaucoup de travaux précédents [46], les auteurs pensaient que le premier maximum de pression correspondait à l'instant où la flamme touchait les bords de la chambre, et à une augmentation des pertes thermiques dues à l'interaction flamme - paroi. Dans notre cas, nous avons vu que le contact avec la paroi se produisait bien avant, et que ce maximum était lié au ralentissement de la flamme, et donc à l'effet tulipe (diminution de la surface du front lorsque celui-ci s'aplatit).

Ces remarques tendent à montrer que dans le cas d'une chambre avec un orifice de sortie, l'effet tulipe dépendrait moins de l'interaction avec les parois de la chambre que de la recirculation des gaz brûlés dans la flamme.

4.2.2. Résultats expérimentaux : Chambre (B) de longueur $L_C = 140$ mm

Nous étudions maintenant la propagation de la flamme dans la chambre (B) dont la longueur est plus courte ($L_C = 140$ mm au lieu de 385 mm). Signalons tout d'abord que lorsque la chambre est fermée, nous obtenons l'effet tulipe : le front ralentit puis se déforme lorsqu'il arrive au dernier quart de la chambre, pour un temps caractéristique $t = 28$ ms.

Les mêmes orifices de sortie que pour la chambre précédente ont été utilisés. Dans tous les cas, il n'a pas été observé de modifications du front de flamme pouvant laisser supposer un effet tulipe. Un exemple de visualisation en lumière propre est présenté sur la figure 4.16. Il concerne le cas où l'orifice de sortie est de 10 mm. Dans le cas de la chambre

(A), c'était le diamètre d'orifice qui correspondait au cas le plus favorable à l'apparition d'un ralentissement du front (cf. § 4.2.1).

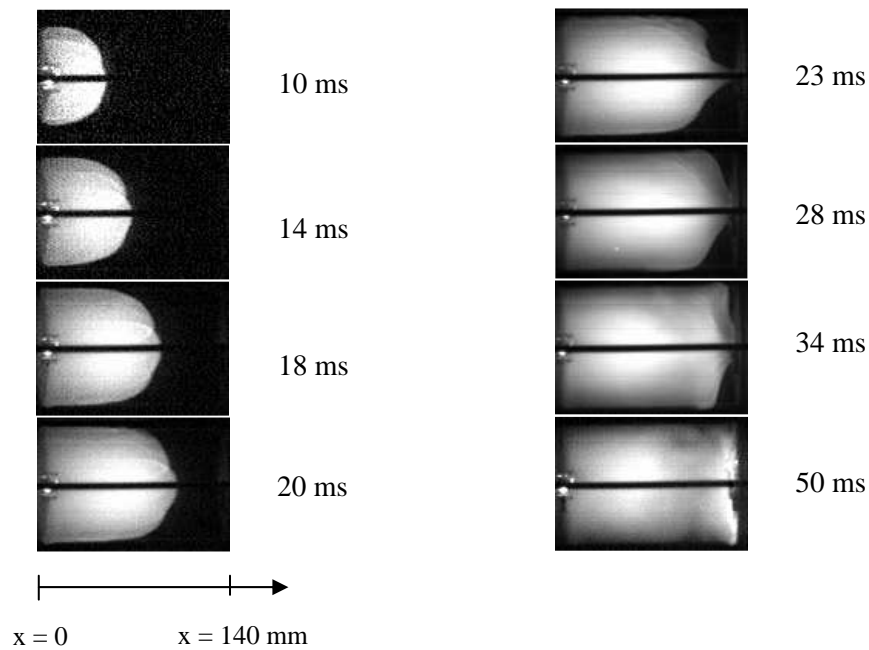


Fig. 4.16 : Propagation de la flamme dans la chambre (B) munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_s = 10$ mm
Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

Pendant la première partie de la propagation, le front de flamme reste sphérique (de $t = 0$ à $t = 10$ ms). La flamme touche les parois de la chambre vers $t = 14$ ms, puis le front s'allonge à proximité de l'ouverture ($t = 20$ ms). La flamme sort de la chambre à $t = 23$ ms, et la combustion continue dans les coins jusqu'à $t = 50$ ms.

Le diagramme de marche de la flamme est présenté sur la figure 4.17 pour les cas où $\varnothing_s = 10$ et 21 mm :

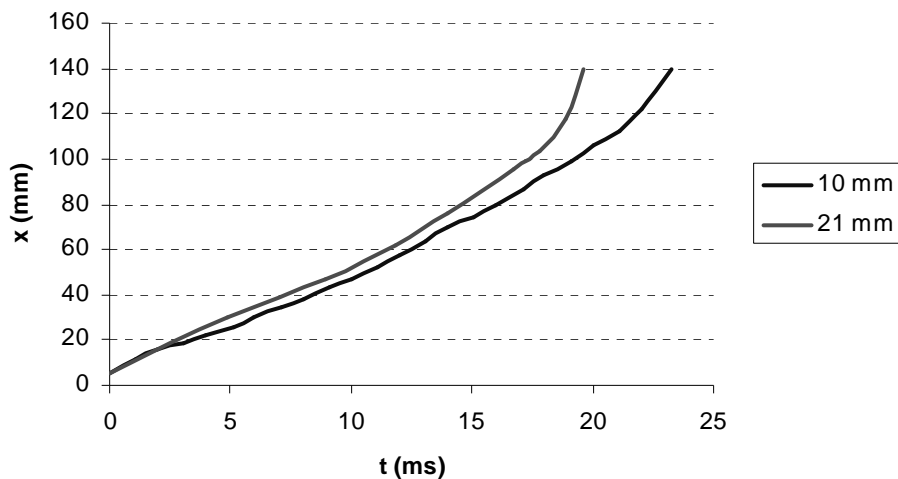


Fig. 4.17 : Diagramme de marche du front de flamme dans le cas de la chambre (B)

Dans les deux cas, les diagrammes présentent la même tendance : une partie quasi-linéaire jusqu'à $x = 80$ mm, puis la flamme s'accélère de plus en plus à l'approche de la sortie de la chambre. Seule la durée de propagation dans la chambre change légèrement : lorsque on augmente le diamètre de l'orifice, le temps de propagation dans la chambre est diminué (tout comme le temps de combustion total, cf. tableau 4.2).

\varnothing_s (mm)	10	16	21	24
Temps de propagation dans la chambre	23 ms	20 ms	19.6 ms	18.7 ms
Temps de combustion total	50 ms	-	34 ms	-
P_{max} atteint à $t =$	30.7 ms	27.8 ms	26.3 ms	22 ms

Tableau 4.2 : Temps caractéristiques de la propagation de la flamme dans la chambre (B)

Concernant l'évolution de pression dans la chambre, on constate (cf. Fig. 4.18) une nouvelle fois que le maximum de pression atteint diminue lorsque le diamètre de sortie augmente. L'évolution de pression est la même dans tous les cas : un seul maximum de pression, qui est toujours obtenu environ 7 ms après que la flamme soit sortie de la chambre (cf. tableau 4.2).

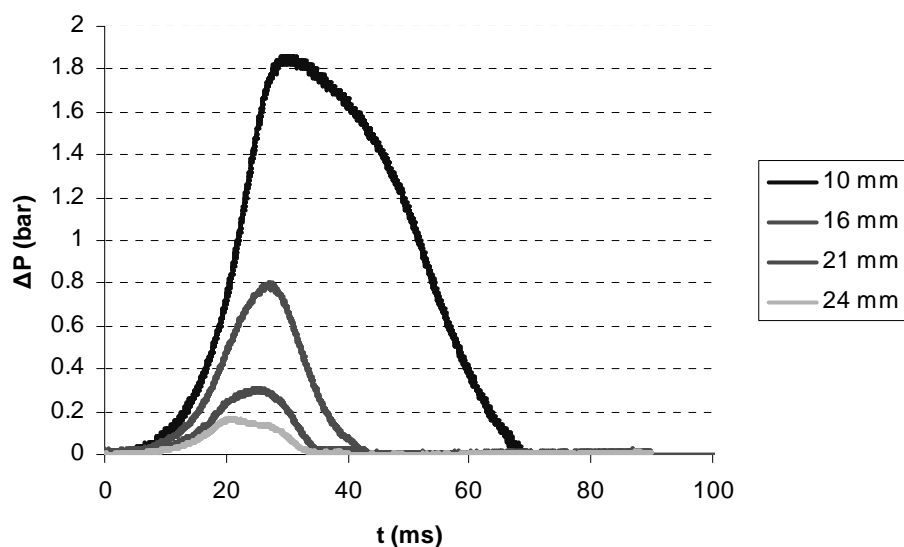


Fig. 4.18 : Evolution de la pression dans la chambre (B) pour différents orifices de sortie

Les résultats obtenus pour la chambre (B) présentent donc un comportement similaire quel que soit le diamètre de l'ouverture :

- il n'y a pas d'effet tulipe, ni de ralentissement du front de flamme ;
- la forme de la flamme lorsqu'elle sort de la chambre est identique ;
- les diagrammes de marche et les profils de pression présentent qualitativement les mêmes évolutions.

4.2.3. Comparaison entre les deux chambres

La figure 4.19 présente une comparaison entre les maximums de pression atteints en fonction du diamètre de l'orifice de sortie, pour les deux chambres utilisées :

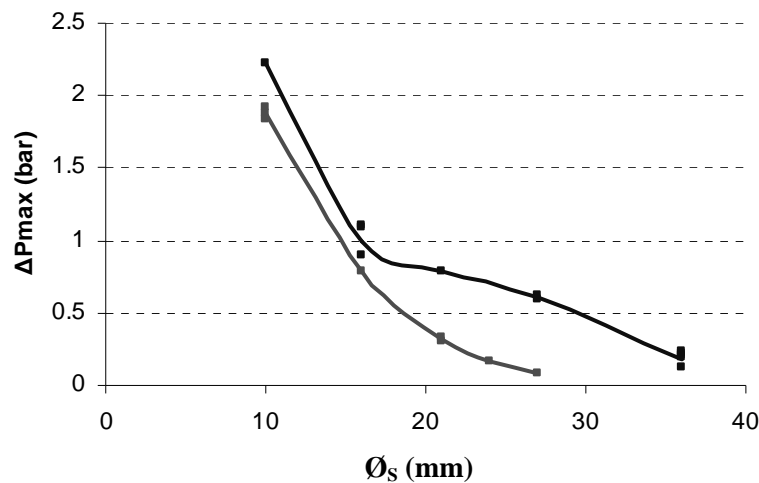


Fig. 4.19 : Maximum de pression atteint en fonction du diamètre de l'orifice de sortie, dans les chambres (A —) et (B —)

Pour un même orifice de sortie, on obtient une pression plus basse avec la chambre la plus courte. Le volume de gaz à consommer est plus petit, ce qui explique que la pression soit globalement plus faible.

Le graphique permet de prédire les diamètres correspondant à la même pression maximale pour les deux chambres. Par exemple, nous obtenons $P_{max} = 0.22$ bar avec un diamètre $\varnothing_S = 36$ mm en sortie de la chambre (A). D'après la courbe rouge de la figure 4.19, on peut estimer qu'il est suffisant d'utiliser un diamètre \varnothing_S d'environ 22.5 mm pour obtenir une pression maximale équivalente avec la chambre (B). Ce résultat peut être comparé à celui fourni par les relations empiriques mentionnées au chapitre 1 (§ 1.2.1) :

$$\text{Loi « cubique » de Bartknecht :} \quad S_2 = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{2/3} S_1 \quad (6)$$

$$\text{Cas des poussières (Norme VDI) :} \quad S_2 = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{0.753} S_1 \quad (18)$$

Avec la loi cubique, on obtient $\varnothing_S = 25.7$ mm, alors que la relation (18) conduit à la valeur $\varnothing_S = 24.6$ mm. Dans notre cas qui est celui d'une chambre de petit volume, ces relations surestiment donc légèrement la valeur du diamètre \varnothing_S permettant de limiter la pression dans la chambre.

Nous avons également vu précédemment pour le dimensionnement des événements (§ 1.2.1) que les corrélations donnant les meilleures prédictions étaient fournies par la relation n°2 de Bradley et Mitcheson [28] et celle proposée par Molkov [33], et qu'il était aussi possible de se référer à celles utilisées dans le cas des explosions de poussières [26]. La figure 4.20 présente une comparaison des valeurs de pression maximale prédites par ces différentes corrélations, dans le cas de la chambre longue (A).

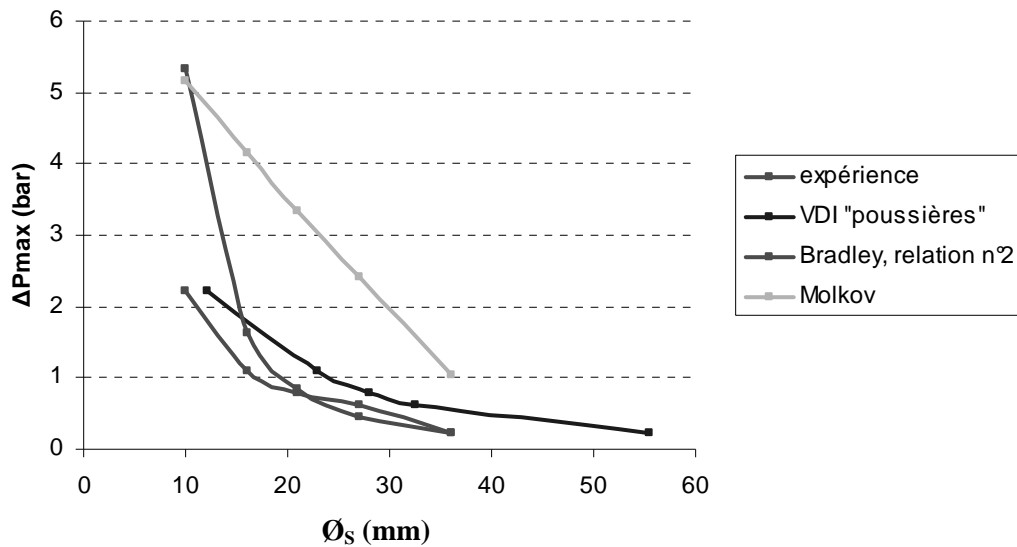


Fig. 4.20 : Maximum de pression atteint en fonction du diamètre de l'orifice de sortie, dans la chambre (A)

La corrélation proposée par Molkov surestime fortement les valeurs expérimentales. La relation de Bradley prédit correctement la valeur de ΔP_{max} excepté pour des diamètres de sortie \varnothing_S inférieurs à 20 mm. En particulier, pour un diamètre de 10 mm, on constate un écart de plus de 3 bar entre la valeur expérimentale et celle obtenue en utilisant les relations de Molkov ou Bradley. Finalement, la corrélation utilisée dans le cas des poussières est celle qui

reproduit le mieux nos résultats expérimentaux, avec un écart maximal inférieur à 0.3 bar. Il faut cependant rappeler que d'un point de vue pratique, le cas des orifices de petit diamètre est peu fréquent.

4.2.4. Simulations numériques

4.2.4.i. Chambre (A) de longueur $L_C = 385$ mm

Compte tenu des remarques énoncées au § 4.1.2, les calculs numériques ont été réalisés en fixant la valeur de la constante A à 19 pour la phase initiale, puis à 6 (comme pour la chambre fermée) lorsque la zone des gaz à vitesse négative rejoint le front de flamme. La figure 4.21 présente une comparaison du diagramme de marche et de l'évolution de pression calculés avec ceux obtenus expérimentalement, pour un diamètre d'ouverture \varnothing_S de 10 mm.

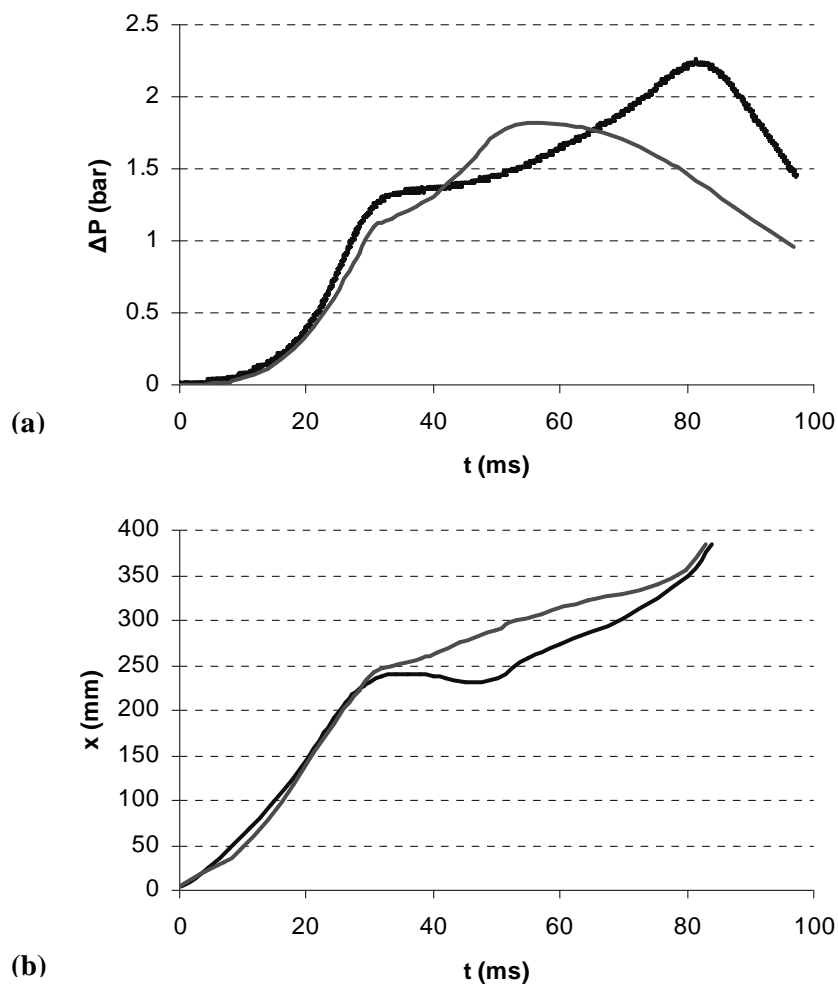


Fig. 4.21 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (—) et les simulations numériques (—)
 (a) évolution de la pression dans la chambre ; (b) diagramme de marche
 chambre (A) - $\varnothing_S = 10$ mm

Jusqu'à environ $t = 30$ ms (soit pendant toute la durée où A est égal à 19), la simulation reproduit bien l'évolution de pression ainsi que la position du front de flamme. Ensuite, le fait de réduire A de 19 à 6 permet d'observer l'apparition de l'effet tulipe (la flamme ralentit comme on peut le voir sur le diagramme de marche). La simulation conduit qualitativement à des évolutions de la pression et de la position de la flamme semblables à celles observées expérimentalement, mais l'accord est moins bon. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement à la période précédant l'apparition de l'effet tulipe.

Nous avons vu expérimentalement que lorsque on augmente le diamètre de sortie de la chambre, le ralentissement du front de flamme (et l'effet tulipe) apparaît de plus en plus tard. Sur la figure 4.22 sont montrés, pour chaque orifice où l'effet tulipe a été constaté (à savoir pour des orifices de diamètre 10, 16 et 21 mm, cf. § 4.2.1), la position du front de flamme au moment où apparaît une zone de gaz brûlés ayant une vitesse négative.

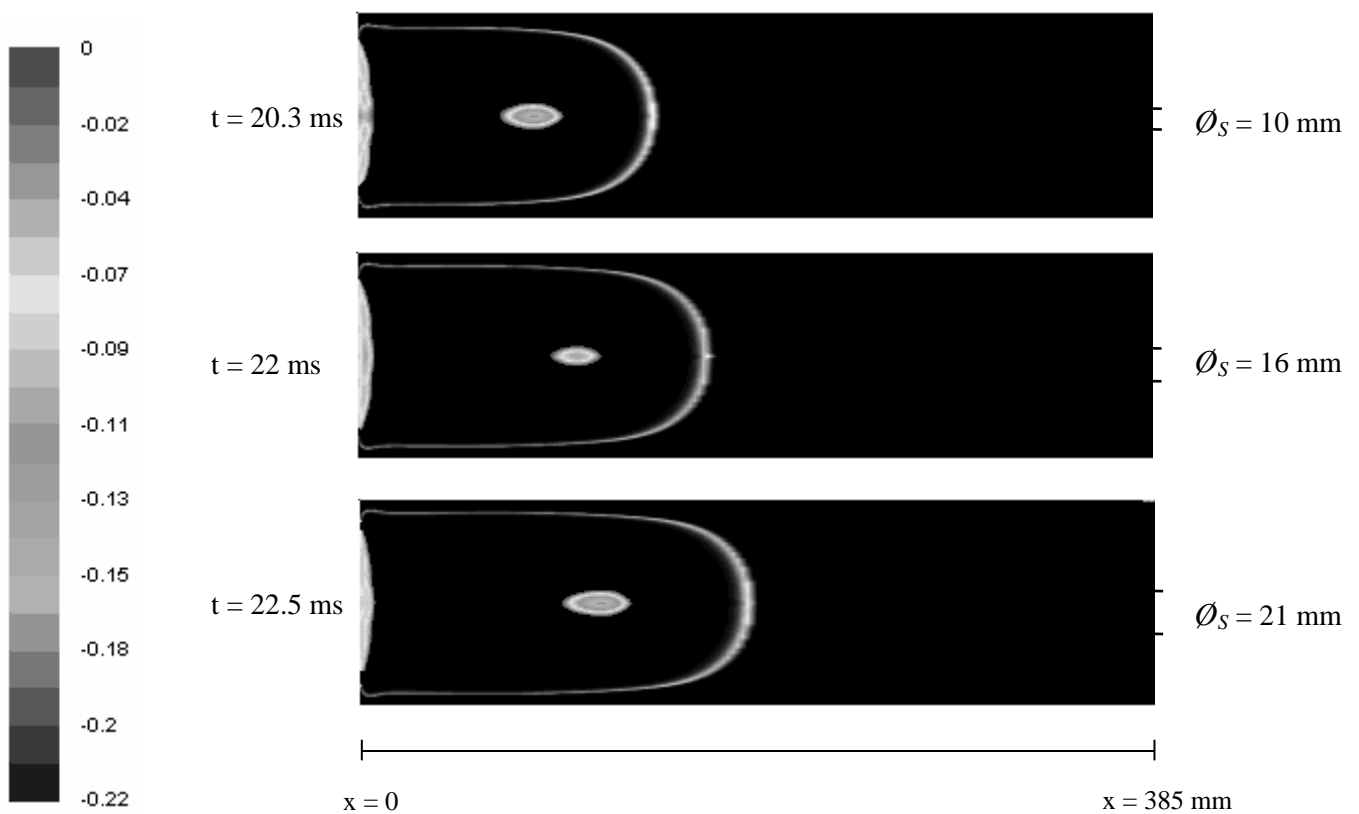


Fig. 4.22 : Images numériques correspondant aux instants où apparaît une zone de gaz brûlés à vitesses négatives (m/s), pour différents orifices de sortie

On peut remarquer que plus le diamètre de l'orifice est grand, plus cette zone apparaît tard lors de la propagation de la flamme. Cela peut s'expliquer par le fait qu'en augmentant le

diamètre de l'ouverture, on augmente le débit d'évacuation des gaz, ce qui modifie les conditions de recirculation des gaz brûlés et retarde l'apparition de cette zone de gaz à contre-courant. Ce résultat vient confirmer l'hypothèse faite au § 4.2.1.i.

4.2.4.ii. Chambre (B) de longueur $L_C = 140 \text{ mm}$

Rappelons qu'avec la chambre de longueur plus petite, il n'a pas été observé de ralentissement de la flamme (excepté lorsque la chambre est fermée). Nous avons donc simulé la propagation de la flamme dans le cas où le diamètre de sortie est le plus petit (10 mm), en fixant la valeur de la constante A à 19 pendant toute la durée du calcul. La figure 4.23 présente une comparaison du diagramme de marche et de l'évolution de pression obtenus par rapport au cas expérimental.

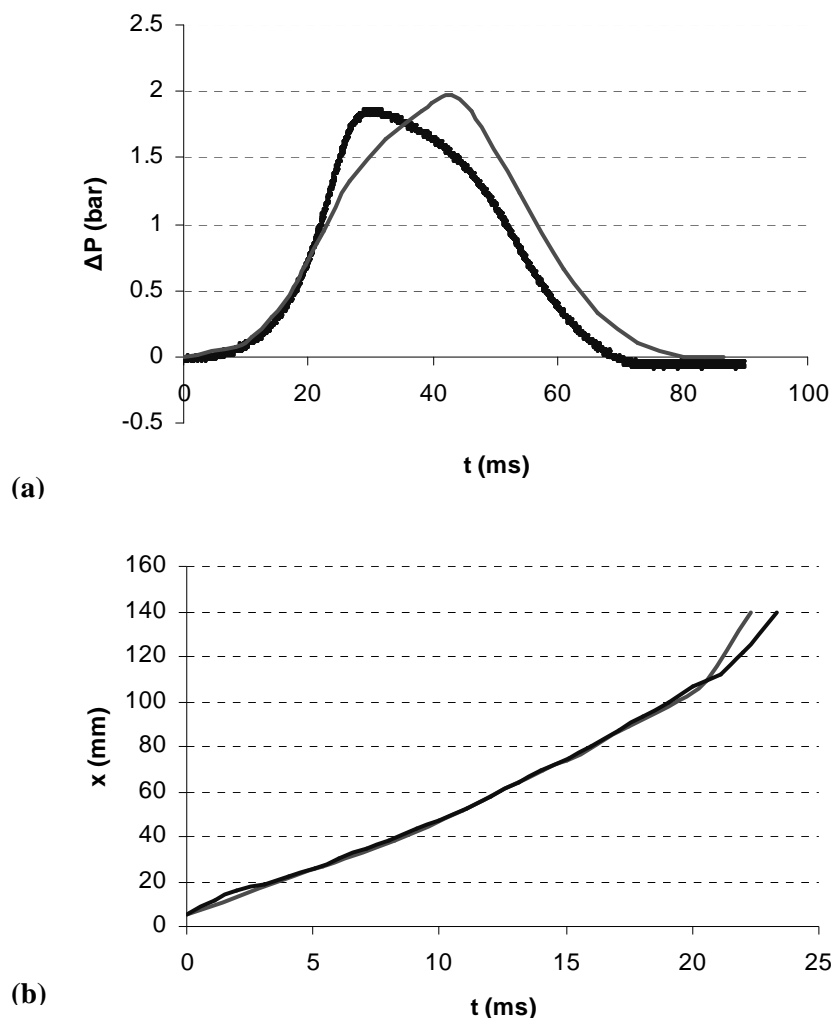


Fig. 4.23 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (—) et les simulations numériques (—)
 (a) évolution de la pression dans la chambre; (b) diagramme de marche
 chambre (B) - $\varnothing_S = 10 \text{ mm}$

On observe que la progression de la flamme ainsi que l'évolution de pression sont prédites de manière très satisfaisante par les calculs numériques. Si l'on examine maintenant les caractéristiques de l'écoulement derrière le front de flamme (Fig. 4.24), on peut noter que contrairement aux cas précédents (chambre (A), cf. Fig. 4.22), la zone de gaz à vitesses négatives apparaît lorsque le front de flamme s'approche des parois latérales, à $t = 15$ ms. Cette différence vient du fait que la chambre (B) est très peu allongée ($L_C / \varnothing_C = 1.4$), et donc le moment où la recirculation apparaît peut coïncider de manière fortuite avec le moment où la flamme approche des parois.

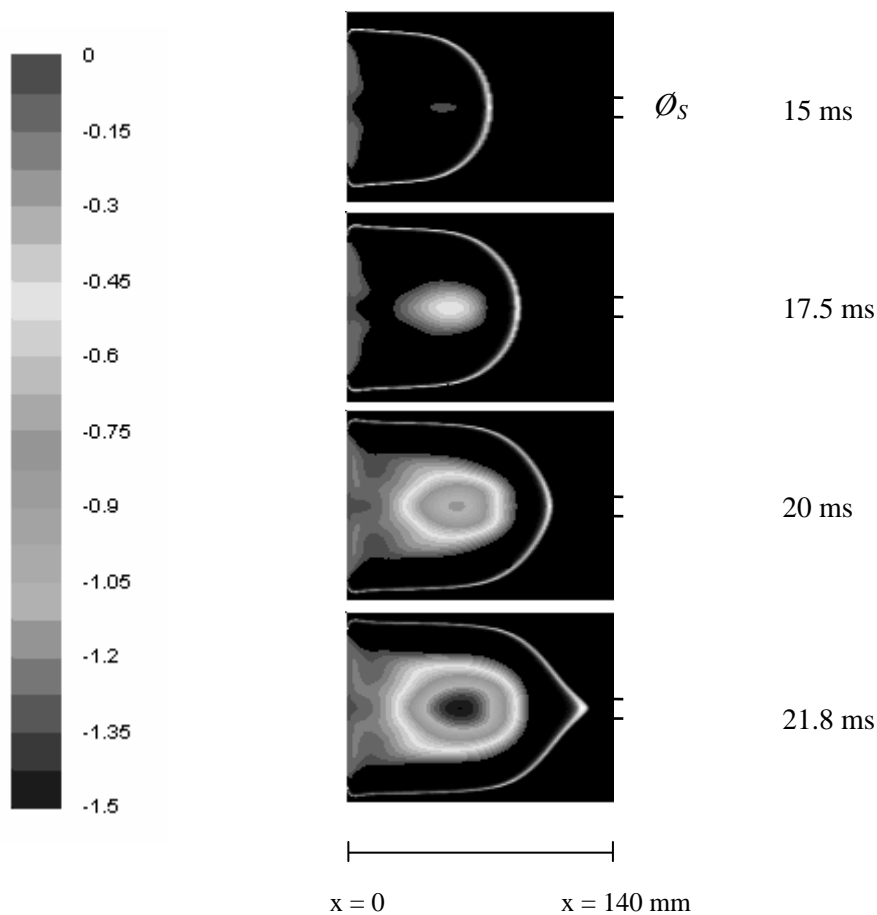


Fig. 4.24 : Résultats des calculs numériques montrant les zones de l'écoulement ayant une vitesse négative (m/s) chambre (B) - $\varnothing_S = 10$ mm

Par la suite, cette zone croît mais pas suffisamment pour rejoindre le front de flamme avant qu'il ne se propage en dehors de la chambre. Ainsi, à $t = 20$ ms, le front de flamme est à environ 3 centimètres de la sortie de la chambre. L'écoulement des gaz à cet endroit est

accéléralé à cause du changement de section, ce qui étire le front de flamme et empêche l'apparition de l'effet tulipe. Il y a donc une compétition entre l'écoulement avant qui accélère le front et l'écoulement arrière qui tend à le freiner.

Cette conclusion permet d'expliquer le cas de la chambre (A) avec un diamètre de sortie \varnothing_s de 21 mm (cf. Fig. 4.11) : on observe un ralentissement de la partie centrale du front de flamme, mais comme celui-ci se trouve proche de l'orifice de sortie (dans les dix derniers centimètres de la chambre, cf. Fig. 4.14), il est à nouveau accéléré et donc l'inversion du front ne peut avoir lieu.

4.3. L'effet tulipe : Synthèse des observations

L'effet tulipe, et en particulier son déclenchement, sont complexes à étudier puisqu'ils dépendent de la configuration, et peuvent être influencés par différents phénomènes (cf. § 1.1.2). Dans notre cas, nous avons pu identifier trois acteurs majeurs dans le déroulement de l'effet tulipe :

- l'interaction de la flamme avec les parois de la chambre
- la recirculation des gaz brûlés dans la flamme
- l'écoulement devant le front de flamme

L'interaction entre la flamme et les parois de la chambre provoque deux changements principaux dans la propagation de la flamme. D'une part, la vitesse de combustion est diminuée à cause des pertes de chaleur, ce qui modifie le champ de vitesse dans la chambre. D'autre part, les parois limitent l'expansion latérale de la flamme et modifient les conditions de recirculation des gaz brûlés. Ainsi, dans le cas de la chambre fermée, dès que la flamme touche les parois une zone de gaz brûlés à vitesse négative apparaît, qui par la suite s'élargit jusqu'à rejoindre le front de flamme.

L'effet tulipe se décompose visuellement en deux phases. Dans la première, le front de flamme ralentit, et on constate toujours (au même moment ou peu après) un ralentissement de l'augmentation de la pression. Ce dernier résultat n'est donc pas une conséquence directe de l'interaction flamme – paroi (refroidissement des gaz qui entraîne une baisse de pression), mais plutôt de la diminution de la vitesse locale de la partie centrale du front lorsque l'effet tulipe se déclenche : les parties périphériques du front continuent de se propager, le front de flamme s'aplatit et donc sa surface est réduite.

La deuxième phase correspond à l'inversion du rayon de courbure du front de flamme. Nous avons vu que dans certains cas qu'il pouvait y avoir ralentissement du front, mais pas inversion du rayon de courbure. Cela est dû à la présence d'un orifice de sortie, qui permet d'augmenter le débit d'évacuation des gaz frais hors de la chambre et accélère l'écoulement devant le front de flamme.

Ainsi, si l'effet tulipe se déclenche dans le dernier quart de la chambre, seul le ralentissement est observé. De même, lorsque la longueur de la chambre est trop courte (cas de la chambre (B) munie d'un orifice), il n'a pas été constaté de ralentissement pour des raisons similaires.

Le déclenchement de l'effet tulipe (i.e. du ralentissement de la partie centrale du front de flamme) s'opère lorsque la zone de gaz brûlés à vitesses négatives rejoint le front de flamme. Dans tous les cas, cette recirculation à contre-courant des gaz brûlés s'est avérée une condition nécessaire. Lorsque un orifice de sortie est placé à l'extrémité de la chambre, le fait d'agrandir son diamètre \varnothing_S retarde l'apparition de cette zone, et donc son expansion jusqu'au front de flamme.

En résumé, le déclenchement de l'effet tulipe dépend, dans notre cas, de la compétition entre la recirculation à contre-courant des gaz brûlés (qui est renforcée lorsque la flamme approche des parois latérales de la chambre), et l'accélération de l'écoulement devant le front de flamme (qui est d'autant plus importante lorsque on agrandit le diamètre d'ouverture \varnothing_S).

4.4. Explosion externe

Afin d'acquérir des informations sur la formation éventuelle d'une explosion externe en sortie de la chambre (cf. § 1.2.1.ii), une visualisation par tomographie laser du passage des gaz frais hors de la chambre (A) a été effectuée (le champ latéral est limité car nous ne pouvons visualiser qu'une largeur de 25 cm en tomographie). Les expériences étaient exploratoires, et donc en nombre limité. La chambre utilisée est celle de longueur $L_C = 385$ mm, munie de l'ouverture la plus grande que nous ayons testée, à savoir $\varnothing_S = 36$ mm.

Le mélange de vapeur d'eau et de glycol qui a été dispersé devant l'orifice de sortie permet de distinguer nettement sur la séquence ci-dessous (cf. Fig. 4.25) l'évacuation des gaz frais hors de la chambre.

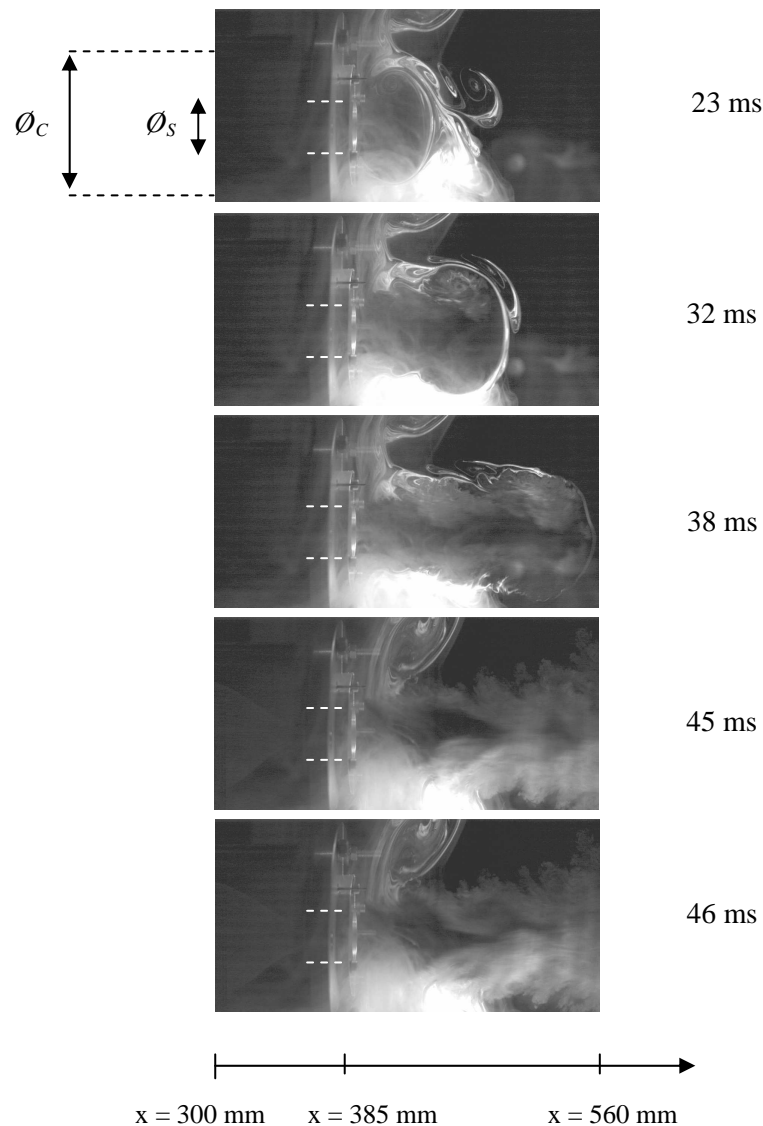


Fig. 4.25 : Enregistrements tomographiques de l'évacuation des gaz hors de la chambre (A) munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_S = 36\text{ mm}$ (6000 m/s)

En sortant de la chambre, les gaz frais forment une sorte de champignon ($t = 23\text{ ms}$), qui grossit jusqu'à ce qu'il soit finalement poussé par l'effet piston de la flamme ($t = 32\text{ ms}$). A $t = 38\text{ ms}$, nous ne voyons plus qu'un jet de gaz frais dont l'épaisseur est légèrement supérieure au diamètre de sortie de la chambre. Lorsque les gaz brûlés sont à leur tour évacués hors de la chambre (à $t = 45\text{ ms}$, on peut voir sur la Fig. 4.25 la présence de la flamme à la fin de la chambre), ils se propagent en suivant le jet de gaz frais situé en aval ($t = 46\text{ ms}$), et nous n'observons par la suite aucun retour de gaz brûlés dans la chambre.

La figure 4.26 présente une visualisation en lumière directe du même cas (chambre (A) munie d'une ouverture $\varnothing_S = 36$ mm).

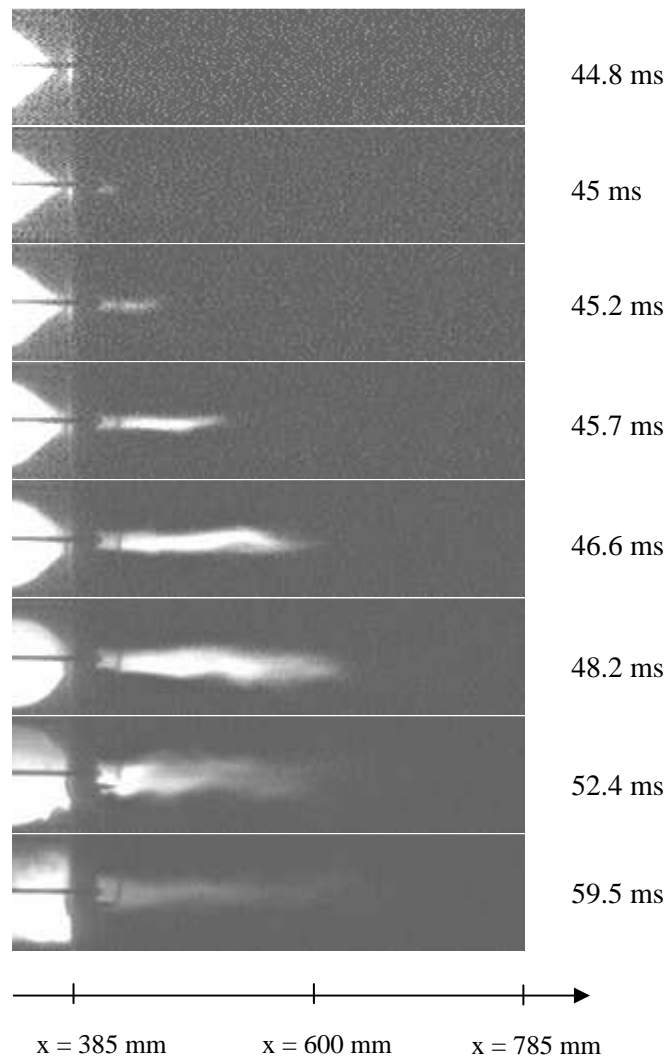


Fig. 4.26 : Propagation de la flamme à la sortie de la chambre (A) munie d'une ouverture de diamètre $\varnothing_S = 36$ mm
Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

Les images indiquent qu'il y a bien transmission de la flamme dans le mélange réactif externe. Compte tenu de la forme du panache des gaz frais à $t = 45$ ms, la flamme se propage uniquement dans la direction longitudinale, ce qui confirme qu'il n'y a pas d'explosion externe. La longueur maximale du panache de gaz brûlés à l'extérieur de la chambre est d'environ 220 mm.

Quelques expériences ont été réalisées avec des diamètres \varnothing_S inférieurs, mais dans tous les cas il n'a pas été constaté de ré-allumage externe.

tel-00259522, version 1 - 28 Feb 2008

tel-00259522, version 1 - 28 Feb 2008

*Chapitre 5 : Transmission de la flamme depuis une chambre
dans un tube*

Ce chapitre est consacré à l'étude de la transmission d'une flamme depuis une chambre dans un tube. Nous avons vu (§ 1.2.2) que lorsque la flamme pénètre dans le tube, le mélange rapide des gaz frais et des gaz brûlés génère une explosion secondaire à l'entrée de la conduite. Cette explosion provoque un retour des gaz depuis le tube dans l'enceinte, ce qui accentue la surpression atteinte dans la chambre.

Dans un premier temps, nous présentons les caractéristiques de la propagation de la flamme et de l'explosion secondaire, en utilisant des tubes de diamètre 36 mm et 16 mm connectés à la chambre (A).

Les résultats des simulations numériques du cas expérimental de base sont ensuite présentés, avec une analyse des mécanismes pouvant être à l'origine de l'apparition de l'explosion secondaire.

Puis, nous étudions l'influence du ratio V/S (volume de la chambre sur la surface d'évacuation) sur la dynamique de la flamme et la pression engendrée dans la chambre.

Finalement, nous analysons les caractéristiques de l'écoulement à l'entrée du tube, obtenues à la fois par les simulations numériques et par des expériences dans la chambre de section rectangulaire.

5.1. Caractéristiques de la propagation et de l'explosion secondaire

5.1.1. *Chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm*

On observe ici la propagation de la flamme dans la configuration expérimentale de base : la chambre longue (A) ($\varnothing_C = 100$ mm, $L_C = 385$ mm) à laquelle est connecté un tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m). Les photographies de la figure 5.1 portent sur toute la longueur de la chambre et les premiers 400 mm du tube.

A partir de ces enregistrements, on peut tracer le diagramme de marche de la flamme (cf. Fig. 5.2.a, l'abscisse $x = 0$ correspond au fond fermé de la chambre). Afin de pouvoir caractériser les différentes étapes de la propagation, l'évolution de la position de la flamme est comparée à celle de la pression dans la chambre (cf. Fig. 5.2.b).

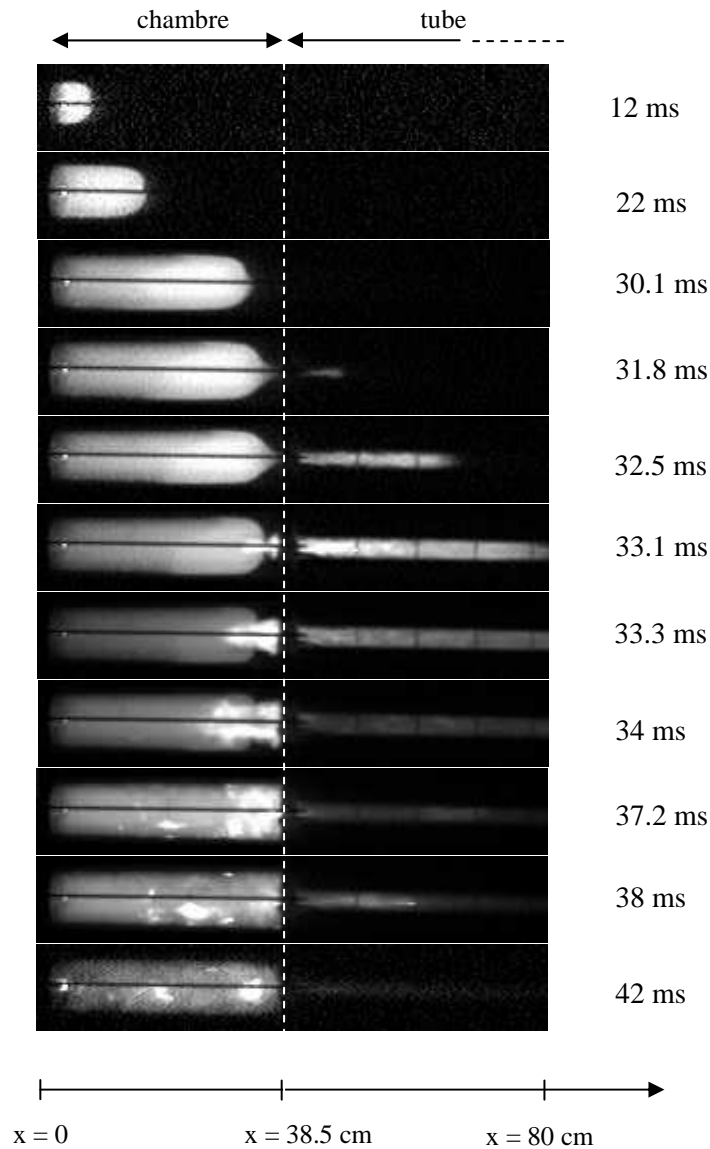


Fig. 5.1 : Propagation de la flamme dans la chambre (A) et le tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)
Visualisation en lumière directe (18000 im/s)

On peut distinguer 5 phases de propagation de la flamme :

- Lors de la première phase (de $t = 0$ à $t = 30.1$ ms), la propagation de la flamme est laminaire, et la partie centrale du front de flamme reste quasi sphérique (nous ne constatons pas de changement de forme du front caractéristique de l'effet tulipe). La combustion génère une montée en pression dans la chambre, et un premier maximum $P_1 = 0.66$ bar est atteint à $t = 30.1$ ms.
- Lorsque la flamme approche de l'entrée du tube, nous observons une modification de sa forme : la partie centrale de la flamme se déforme et s'allonge. Cela est dû à l'accélération de l'écoulement au changement de section (de 30.1 à 31.8 ms).

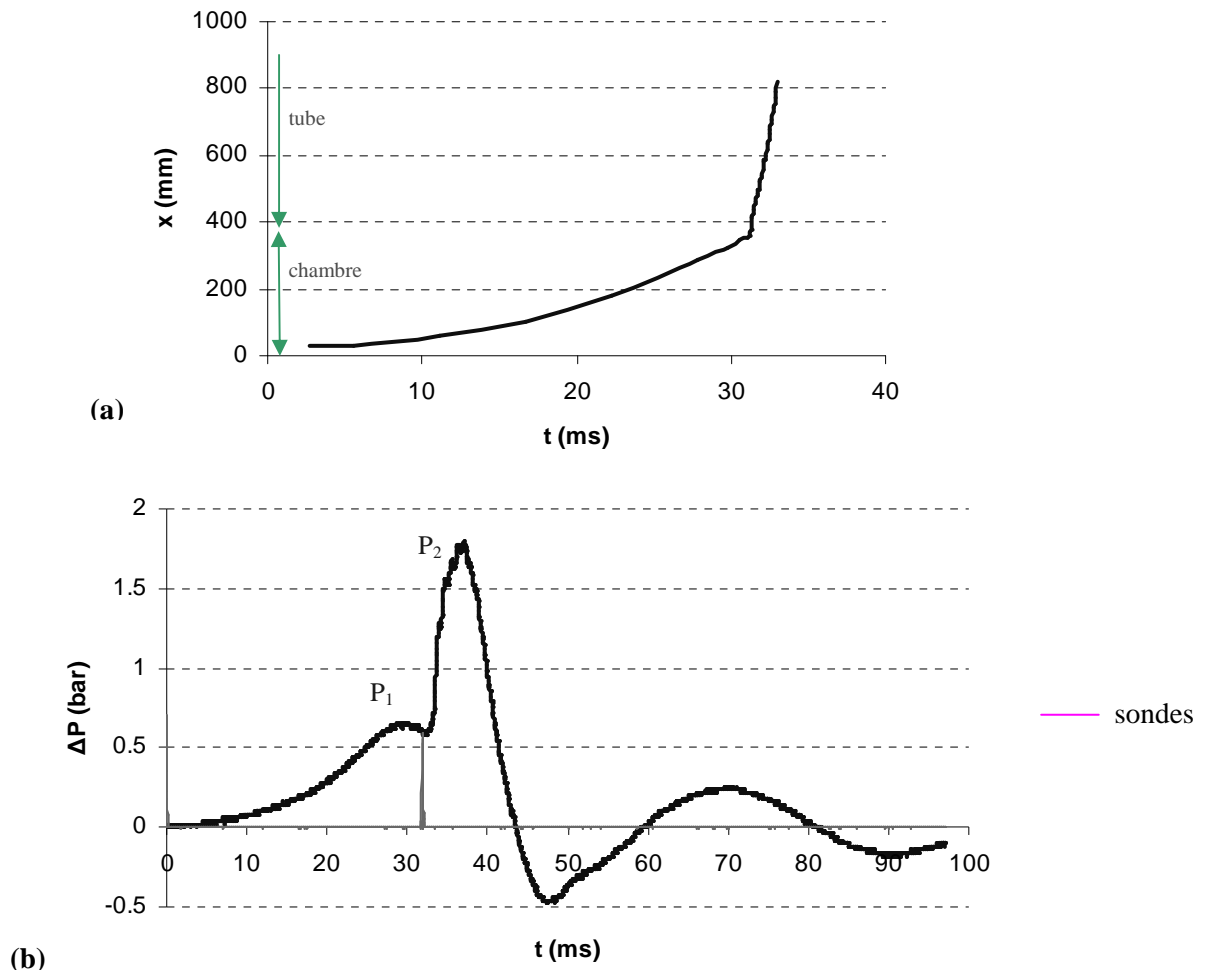


Fig. 5.2 : Résultats expérimentaux :
 (a) diagramme de marche ; (b) évolution de la pression dans la chambre
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

- A $t = 31.8$ ms, la flamme pénètre dans la partie centrale du tube (instant indiqué par les sondes, cf. § 2.3.2). La vitesse spatiale de la flamme augmente brutalement et passe de 20 à 300 m/s. On observe après l'entrée de la flamme dans le tube l'apparition d'une explosion secondaire, qui se propage dans les deux directions du tube et modifie considérablement l'écoulement (31.8 ms à 33.1 ms).
- Le retour des gaz brûlés dans la chambre ($t = 33.1$ ms) bloque l'évacuation des gaz frais, ce qui contribue à turbuliser la flamme encore présente et à faciliter la combustion du mélange imbrûlé situé dans les coins de la chambre. On constate alors une augmentation brutale de la pression pendant un faible intervalle de temps (33.1 à 37.2 ms). Un deuxième pic de pression $P_2 = 1.8$ bar est observé pour $t = 37.2$ ms. Cette phase est décrite plus en détail dans la suite.
- Lorsque les gaz peuvent de nouveau s'évacuer normalement, la pression commence à baisser. A $t = 42$ ms, la combustion dans le tube est terminée, mais la pression dans la

chambre continue à varier encore pendant une centaine de millisecondes à fréquence propre du système.

Examinons plus en détail les phénomènes qui sont liés à l'explosion secondaire, à l'entrée du tube. Nous savons en particulier que celle-ci est probablement due au mélange rapide des gaz frais avec les gaz brûlés (cf. § 1.2.2). Il faut donc observer comment les gaz frais évoluent lors de la propagation de la flamme.

Lorsque le front de flamme s'allonge et pénètre dans le tube, une partie des gaz frais se retrouve coincée dans les coins de la chambre (Fig. 5.3, à $t = 31.8$ ms). L'autre partie des gaz frais pénètre dans la conduite simultanément avec les gaz brûlés, passant d'une région peu turbulente (chambre) à une région très turbulente (tube), ce qui favorise leur mélange. Ce mélange rapide est à l'origine de la formation d'une explosion violente dans la partie initiale du tube, à environ deux diamètres de tube (phénomène décrit dans [51]), ce qui crée un retour des gaz brûlés dans la chambre ($t = 33.1$ ms). Le retour des gaz turbulise la flamme encore présente qui consomme les « poches » de gaz frais (à partir de $t = 34.3$ ms), et conduit à une montée brutale de pression dans la chambre. Finalement, le mélange restant dans ces poches est consommé entièrement à 37 ms, soit quasiment au même moment où la pression atteint son maximum (P_2). Cette concordance de temps indique que l'amplification brutale de pression dans la chambre dépend directement de la quantité de gaz frais coincés au moment du retour des gaz en provenance du tube.

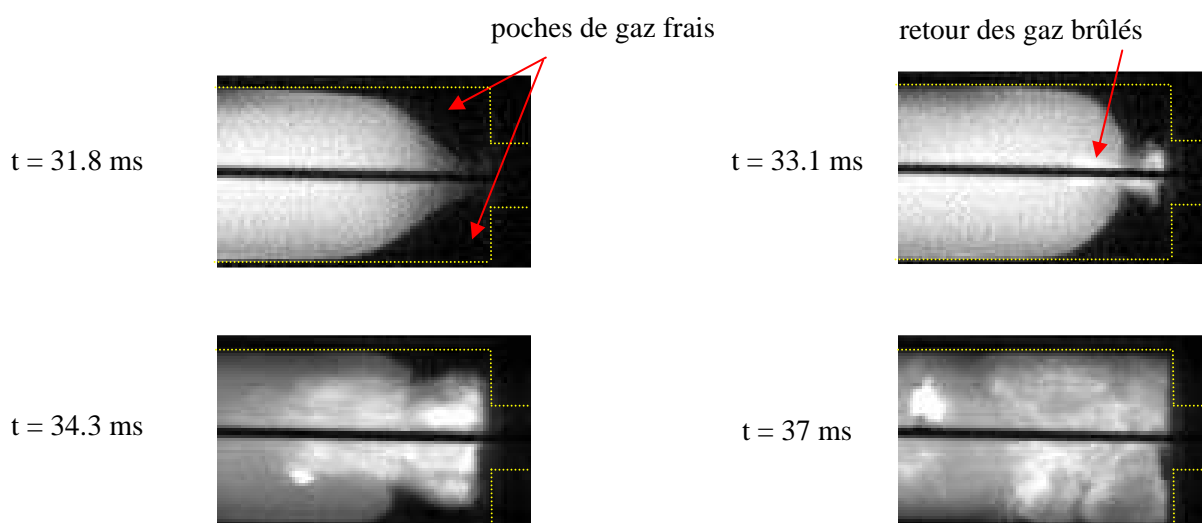


Fig. 5.3 : Transmission de la flamme depuis la chambre dans le tube : zoom sur la fin de la chambre
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

5.1.2. Chambre (A) avec un tube de diamètre $\varnothing_T = 16 \text{ mm}$

Voyons maintenant le comportement de la flamme lorsque un tube de diamètre plus petit est connecté à la chambre. La séquence d'images de la figure 5.4 est obtenue à partir d'une visualisation en lumière directe de la chambre uniquement, le tube étant en acier.

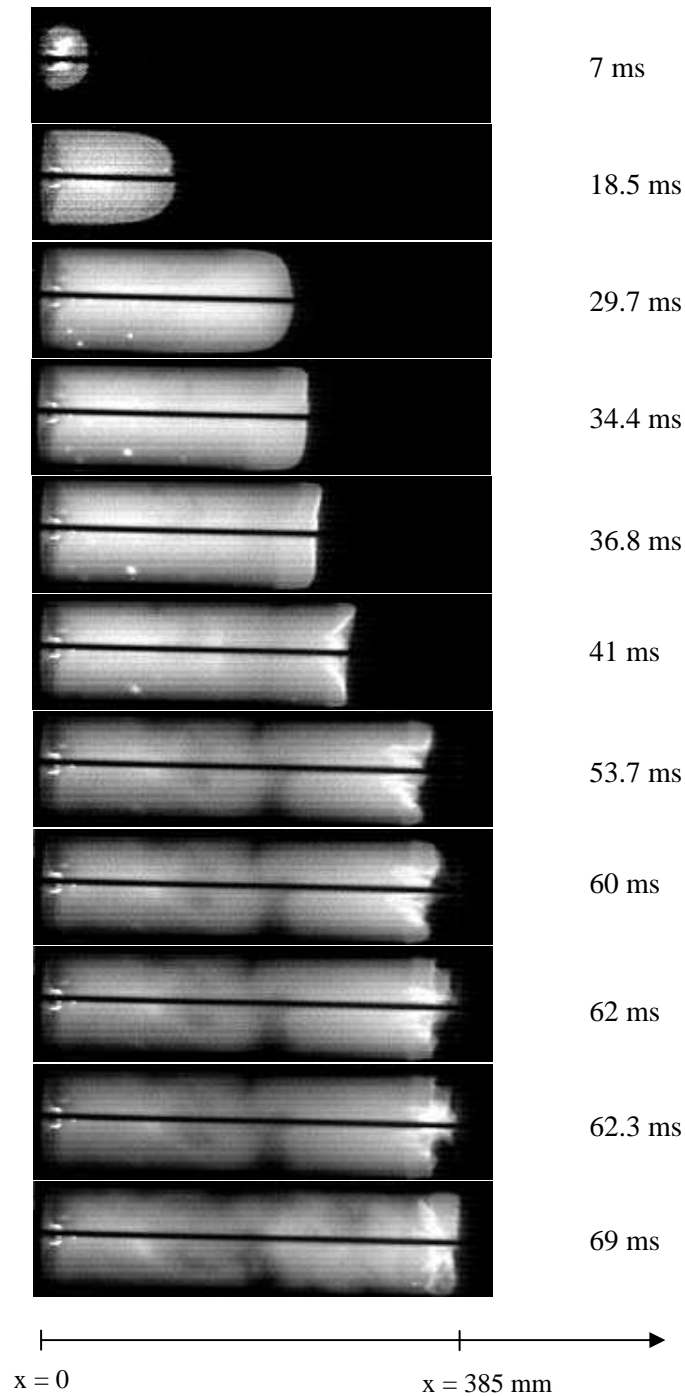


Fig. 5.4 : Propagation de la flamme dans la chambre (A) avec un tube ($\varnothing_T = 16 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)
Visualisation en lumière directe (18000 im/s)

Les images permettent d'obtenir le diagramme de marche de la partie centrale de la flamme (Fig. 5.5.a), et sont corrélées à l'évolution de pression dans la chambre (Fig. 5.5.b) afin d'analyser la propagation de la flamme.

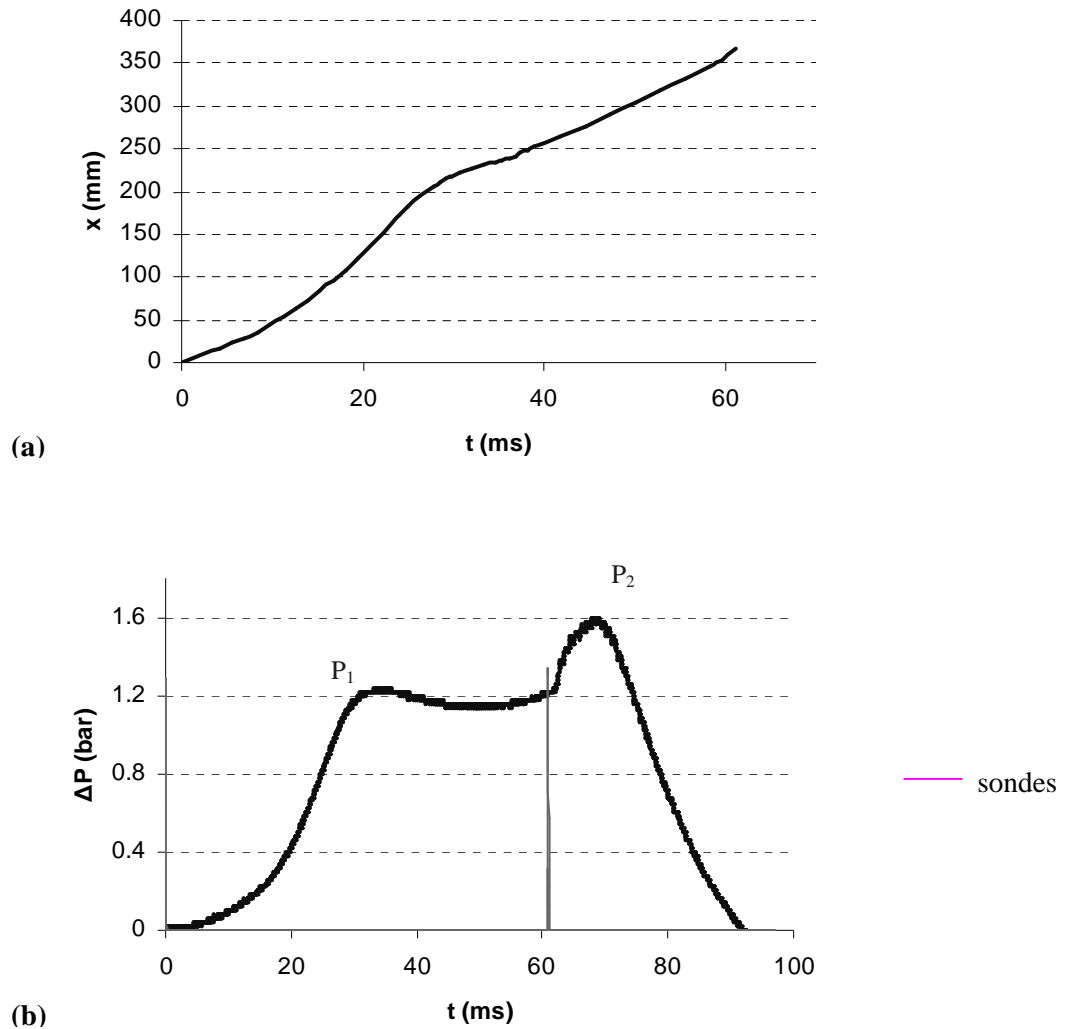


Fig. 5.5 : Résultats expérimentaux : (a) diagramme de marche ; (b) évolution de la pression
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 16$ mm, $L_T = 1.6$ m)

De $t = 0$ à environ $t = 30$ ms, la flamme se propage normalement dans la chambre (la partie centrale du front de flamme reste quasi sphérique). La pression monte jusqu'à un premier pic $P_1 = 1.22$ bar. A partir de cet instant, le front de flamme ralentit et la pression baisse sensiblement. On remarque sur les images que le front de flamme devient plat à $t = 34.4$ ms. Par la suite, nous pouvons distinguer l'inversion du rayon de courbure du front ($t = 41$ ms), indiquant que la flamme se propage essentiellement près de la paroi de la chambre. On retrouve l'effet tulipe déjà observé dans la même configuration, mais sans tube (cf. §

4.2.1, $\varnothing_S = 16$ mm). On peut d'ailleurs noter que l'adjonction du tube ne fait que décaler de quelques millisecondes le déclenchement de l'effet tulipe : dans le cas sans tube, le ralentissement du front est observé à $t = 32$ ms, et il s'aplatit à $t = 34$ ms (il est alors situé à $x = 270$ mm, cf. Fig. 4.8), et lorsque le tube est connecté à la chambre le front ralentit à $t = 30$ ms puis devient plat à $t = 34.4$ ms (le front est alors situé à $x = 250$ mm, cf. Fig. 5.4). Les valeurs du maximum P_1 sont aussi similaires : 1.11 bar dans le cas sans tube, 1.22 bar dans le cas avec tube.

Lorsque la flamme pénètre dans la conduite (instant signalé par les sondes sur la Fig. 5.5.b, $t = 61$ ms), on constate, peu après, un retour des gaz dans la chambre, à $t = 62.3$ ms (entre les images prises à $t = 62$ ms et $t = 62.3$ ms l'écoulement change de sens). Cela confirme donc que l'explosion secondaire s'est produite dans le tube. La pression augmente alors de nouveau, et lorsque tout le mélange frais restant dans la chambre est brûlé, à $t = 69$ ms, la pression atteint un deuxième maximum $P_2 = 1.6$ bar. Finalement, les gaz s'évacuent par le tube et la pression diminue.

L'effet tulipe est donc observé pour des diamètres de tube suffisamment petits. Le mécanisme est le même que pour le cas d'une chambre ouverte à une extrémité. On observe un ralentissement de l'augmentation de pression lié à un ralentissement du front de flamme.

L'effet tulipe n'empêche pas l'apparition de l'explosion secondaire, mais provoque cependant une différence avec le cas précédent (tube de plus grand diamètre) : lorsque l'explosion se produit, il y a très peu de gaz frais dans les coins puisque le front de flamme a été incurvé ; on peut supposer, d'après les constatations faites au chapitre précédent, qu'il reste néanmoins une petite quantité de gaz frais au centre de la chambre. La surpression produite par le retour de gaz depuis le tube est donc moins importante (elle est ici égale à environ 0.4 bar, au lieu de 1.2 bar dans le cas où $\varnothing_T = 36$ mm).

5.2. Simulations numériques

5.2.1. *Chambre (A) avec un tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm*

Pour effectuer les calculs numériques de la propagation de la flamme dans cette configuration (chambre + tube), plusieurs ajustements ont dû être faits sur la valeur de la constante A (cf. 3.1.1.ii). En effet, lorsque la flamme s'approche du changement de section entre la chambre et le tube, la partie centrale du front s'allonge. Le taux de consommation des espèces, et donc la vitesse de flamme deviennent alors surestimées par le code, car les effets

d'étirement du front de flamme ne sont pas pris en compte. Il a donc été nécessaire de réduire le coefficient A à 7 lorsque la flamme était accéléré à l'approche du tube (précisément à 4.5 cm de l'entrée, lorsque le gradient de vitesse commence à augmenter fortement), de façon à ce que le temps de propagation de la flamme dans la chambre soit respecté. De plus, après que l'explosion secondaire soit apparue dans le tube, le calcul diverge si la valeur de la constante n n'est pas réduite. Le coefficient a donc été diminué petit à petit pour obtenir la convergence des calculs (à chaque fois que le calcul diverge, on réduit sa valeur de 1), et il est finalement égal à 1 à $t = 33.1$ ms. Ensuite, la valeur de A n'est plus modifiée pour le reste du calcul.

La répartition de la fraction massique de propane dans la chambre est présentée sur la figure 5.6.a et est comparée aux visualisations obtenues aux mêmes instants (Fig. 5.6.b) :

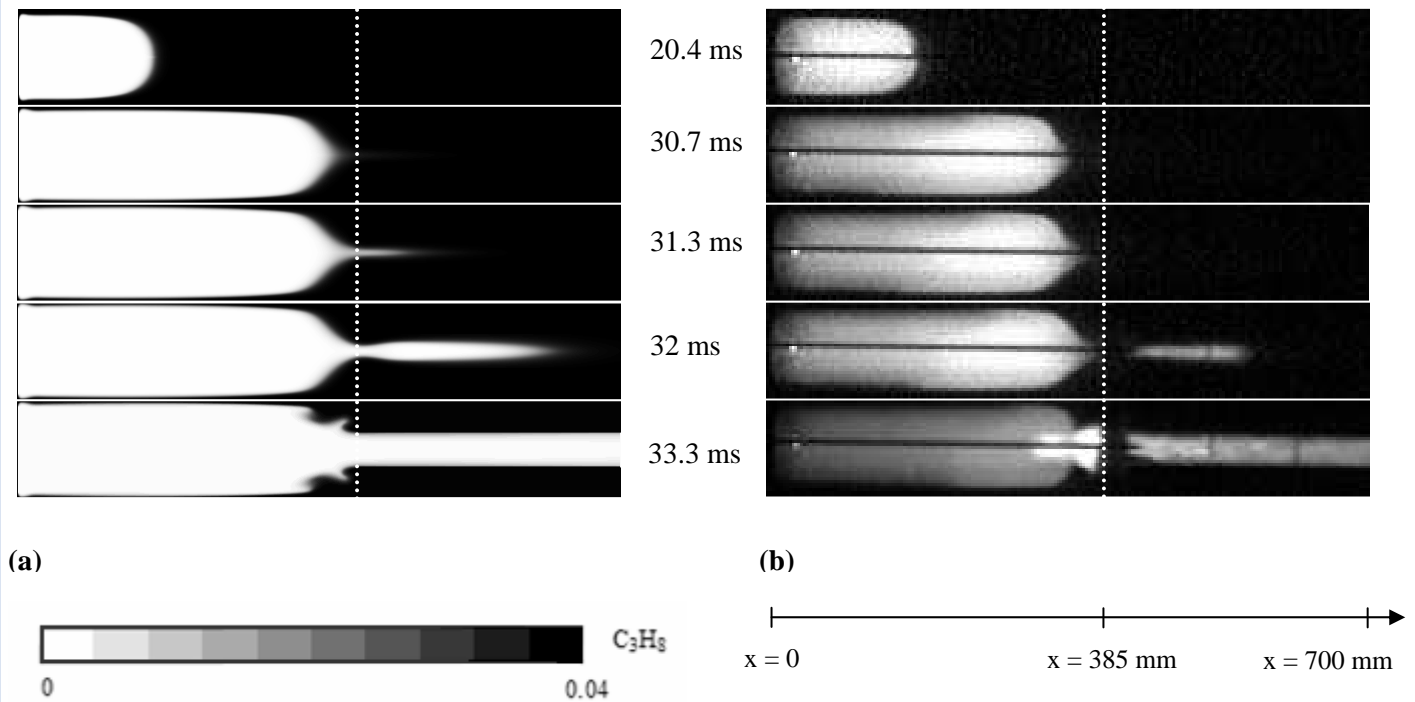


Fig. 5.6 : comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques :
(a) contours de fraction massique de propane ; **(b)** images obtenues expérimentalement aux mêmes instants
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

L'existence d'un fort gradient de fraction massique entre les gaz frais et brûlés nous permet de distinguer clairement la position du front de flamme. Comme on peut le constater, les différentes étapes de l'évolution de la flamme dans la chambre et le tube sont bien reproduites par les calculs : propagation laminaire dans la chambre, avec la partie centrale du front de flamme sphérique ($t = 20.4$ ms), étirement du front de flamme lorsqu'il pénètre dans

la chambre ($t = 31.3$ ms), apparition de l'explosion secondaire ($t = 32$ ms), retour de gaz brûlés dans la chambre, qui turbulissent les poches de gaz frais « coincés » dans les coins de la chambre ($t = 33.3$ ms). Ceci est confirmé par le tracé du diagramme de marche (Fig. 5.7.a), qui est quasiment identique à celui obtenu expérimentalement.

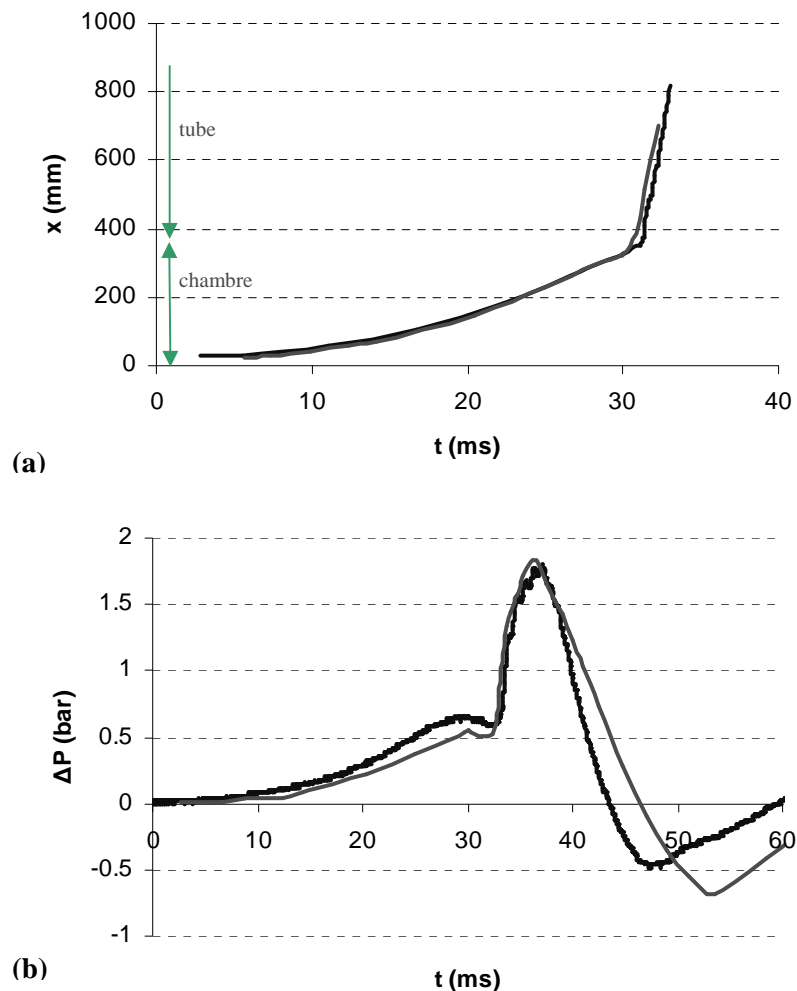


Fig. 5.7 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (—) et les simulations numériques (—)
 (a) diagramme de marche ; (b) évolution de la pression dans la chambre
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

En ce qui concerne l'évolution de pression, on peut constater sur la figure 5.7.b que cette dernière est, elle aussi, bien reproduite par les calculs. Le premier pic de pression est légèrement sous estimé (0.54 bar au lieu de 0.64 bar), alors que le deuxième pic de pression, qui résulte de l'apparition de l'explosion secondaire, est quasiment identique (1.84 bar au lieu de 1.8 bar). De plus, les deux pics coïncident en temps.

5.2.2. Le déclenchement de l'explosion secondaire

Ce bon accord avec l'expérience nous incite à utiliser les simulations pour analyser les mécanismes intervenants dans l'apparition de l'explosion secondaire. Nous examinons pour cela différents paramètres de la propagation. Sur les graphiques de la figure 5.8 sont tracés l'accélération en fonction du temps du point situé sur l'axe et à l'entrée de la conduite (Fig. 5.8.a, le point est noté P par la suite), ainsi que l'évolution de la vitesse spatiale de la flamme (Fig. 5.8.b). Afin de pouvoir corrélérer ces données à la position du front de flamme dans la conduite, la répartition de la fraction massique de propane à différents instants est de nouveau présentée sur la figure 5.9.a.

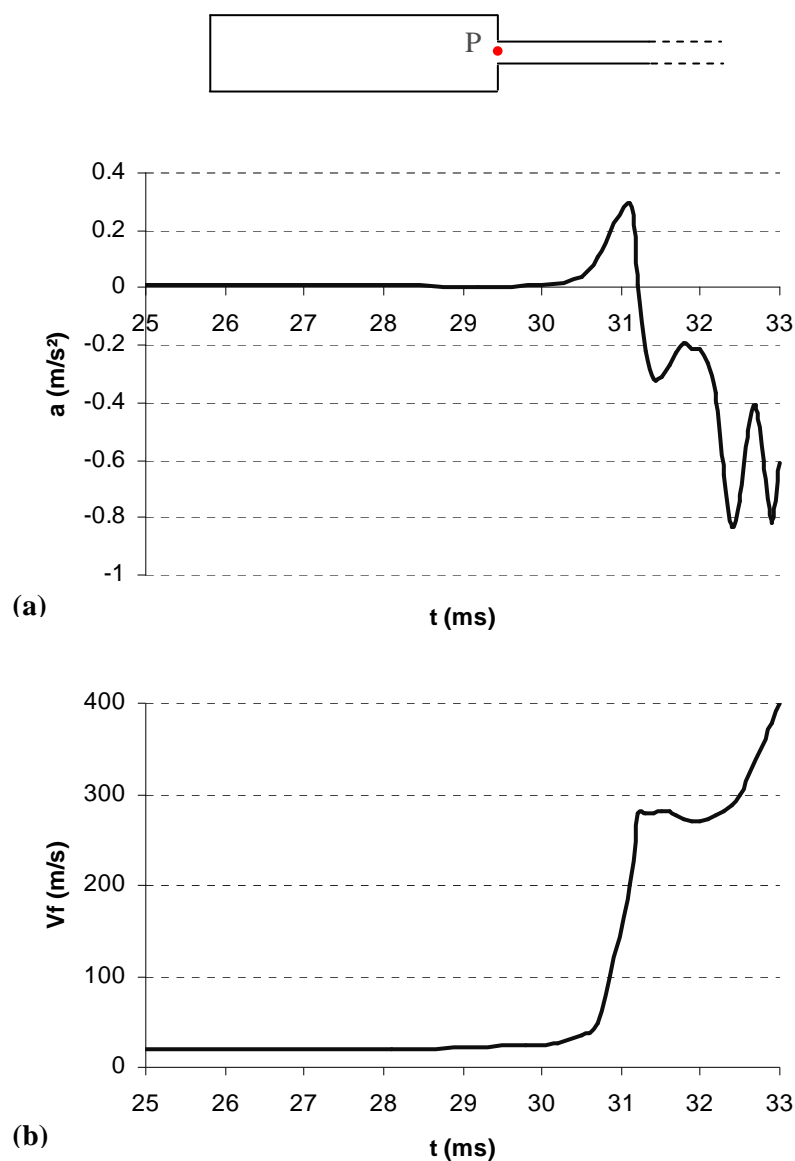


Fig. 5.8 : Résultats des calculs numériques :
(a) accélération du point P ($x = 385$ mm ; $y = 0$) ; **(b)** vitesse spatiale de la flamme
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

tel-00259522, version 1 - 28 Feb 2008

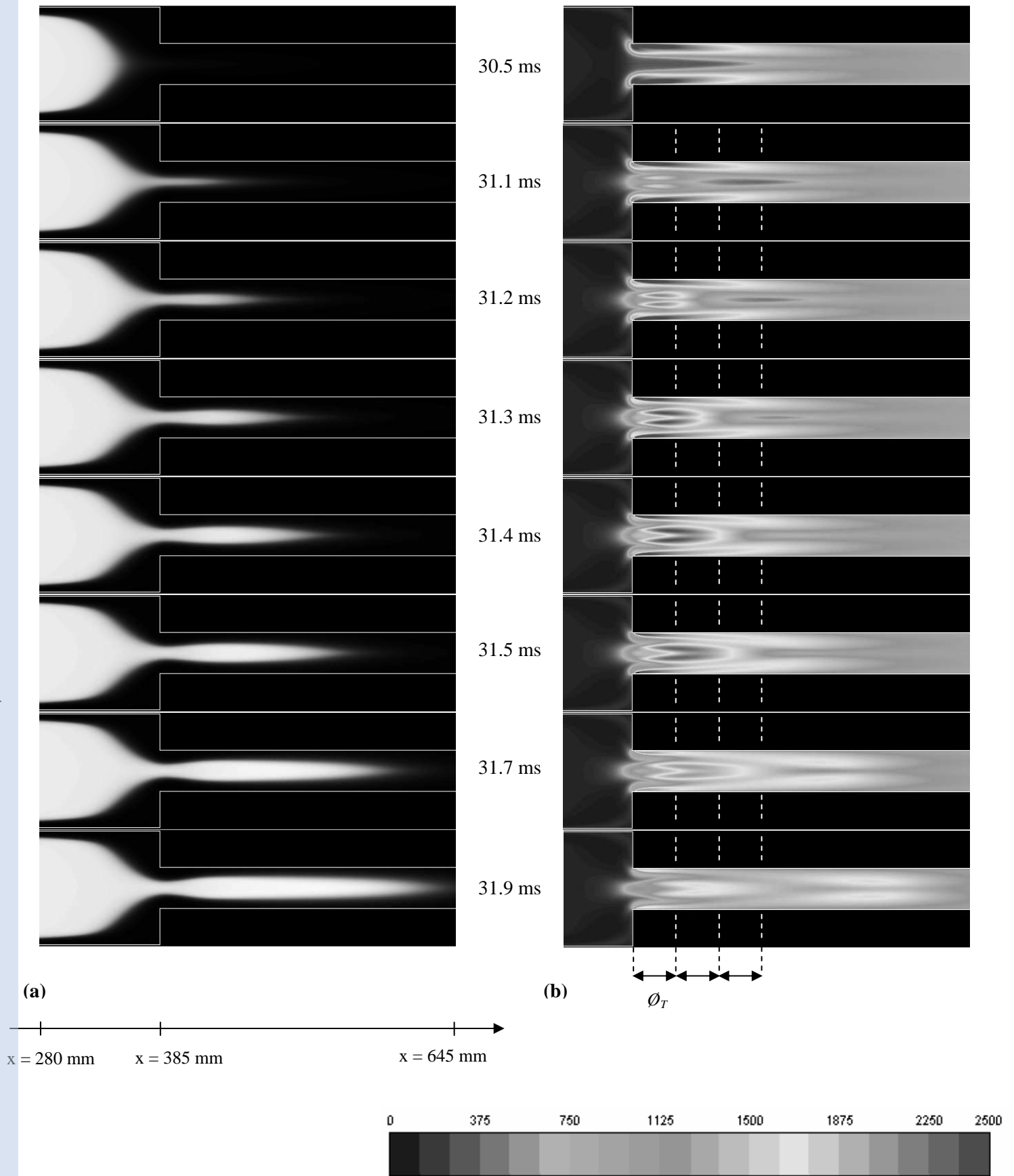


Fig. 5.9 : Résultats des calculs numériques :
 (a) fraction massique de propane ; (b) intensité de turbulence (%)
 Chambre (A) - tube ($\phi_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

Jusqu'à environ $t = 30$ ms, la vitesse de la flamme est relativement constante (20 m/s), et l'accélération au point P est quasi nulle. Ensuite, au fur et à mesure que le front de flamme se rapproche du changement de section puis pénètre dans le tube, sa vitesse augmente de manière assez rapide, atteignant 280 m/s à $t = 31.2$ ms (cf. Fig. 5.8.b). Au point P, l'accélération est maximale à $t = 31.1$ ms, puis elle diminue ensuite au fur et à mesure que le front de flamme s'éloigne de l'entrée du tube et devient négative après $t = 31.2$ ms.

Un changement se produit au point P à $t = 31.9$ ms (Fig. 5.8.a). L'accélération se stabilise un court instant puis diminue rapidement. Cette évolution est si rapide que l'on peut supposer qu'elle résulte de l'apparition de l'explosion secondaire dans le tube. Concernant la vitesse du front de flamme (Fig. 5.8.b), celle-ci se stabilise à partir de $t = 31.2$ ms, diminuant même légèrement par la suite. Cette constatation peut suggérer une tendance à l'extinction au niveau du front de flamme. Iida et. al. [82] ont montré dans une configuration similaire à la notre que si le diamètre du tube est suffisamment petit il est possible d'éteindre la flamme dans le tube, par le seul biais du mélange turbulent entre les gaz frais et les gaz brûlés. Dans notre cas, une transition survient, au même instant que précédemment ($t = 31.9$ ms), car on constate que le front de flamme est fortement accéléré. Nous avons donc finalement, au même instant et à des endroits situés a priori en amont et en aval de la zone où se produit l'explosion secondaire, deux indications qui tendent à prouver que celle-ci est survenue avant $t = 31.9$ ms.

Nous savons que l'apparition de cette explosion est fortement déterminée par le mélange turbulent entre gaz frais et gaz brûlés à l'entrée du tube, et qu'elle est supposée se produire à une longueur comprise entre un et trois diamètres de tube [51]. La répartition de l'intensité de turbulence à des instants antérieurs à $t = 31.9$ ms permet de mieux comprendre l'origine de cette explosion. Si l'on regarde les simulations de la figure 5.9.b, une première observation peut être faite à $t = 30.5$ ms : une couche limite très turbulente d'épaisseur environ 12 mm est nettement visible près de la paroi du tube.

A partir du moment où la flamme pénètre dans la conduite, on constate la formation d'une zone fortement turbulente au centre du tube ($t = 31.2$ ms). Le rétrécissement de section entre la chambre et le tube accélère fortement l'écoulement, ce qui peut expliquer la turbulence élevée à cet endroit. Ensuite, pendant l'expansion latérale de la flamme ($t = 31.3$ et 31.4 ms), cette zone s'étend longitudinalement sur l'équivalent de deux diamètres de tube, et latéralement jusqu'à rencontrer la couche limite turbulente mentionnée plus haut. On note alors que l'intensité de la turbulence est maximum ($t = 31.4$ ms, 2500 %).

Une des conséquences de la turbulence étant d'intensifier le processus de transfert de chaleur des gaz brûlés vers les gaz frais, on peut supposer que lorsque le taux de turbulence atteint un certain seuil l'explosion se déclenche à l'intersection de ces deux zones. On peut donc conclure, dans notre cas, que l'explosion se produit vraisemblablement à $t = 31.4$ ms, à une distance de l'entrée du tube voisine de $x = 2 \varnothing_T$ (cf. Fig. 5.9.b).

5.3. Influence du rapport V/S du volume de la chambre par rapport à la surface de l'orifice de sortie

Nous avons cherché à comprendre comment les phénomènes observés précédemment étaient modifiés lorsqu'on change les paramètres géométriques, en particulier la longueur de la chambre et le diamètre du tube (en particulier le diagramme de marche de la flamme et la pression engendrée dans l'enceinte et le tube). Pour caractériser les différentes configurations possibles, on utilise le ratio V/S correspondant au volume de la chambre sur la surface d'évacuation.

5.3.1. Chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm

Pour la configuration de base (chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm), le ratio est d'environ 300, et les résultats de nos observations sont rassemblés dans le § 5.1.1.

5.3.2. Chambre (B) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm

La figure 5.10 présente les résultats obtenus (diagramme de marche et évolution de la pression) expérimentalement et numériquement lorsque la longueur de la chambre est réduite à 14 cm (chambre (B)). Le tube ayant toujours un diamètre de 36 mm, le ratio V/S devient environ égal à 100. Les photographies de la propagation de la flamme prises en lumière directe sont présentées sur la figure 5.11.

Pour la simulation numérique, le coefficient A a été maintenu à 19 pendant toute la propagation jusqu'à ce que l'explosion secondaire se produise, et il a été ensuite diminué progressivement jusqu'à 1 pour assurer la convergence des calculs de la même manière que pour le cas avec la chambre (A). Il n'a pas été nécessaire de réduire le coefficient lorsque la flamme approche du tube pour respecter le temps de propagation dans la chambre. Nous

supposons que cela vient du fait que la flamme est moins accélérée au changement de section que dans le cas de la chambre (A).

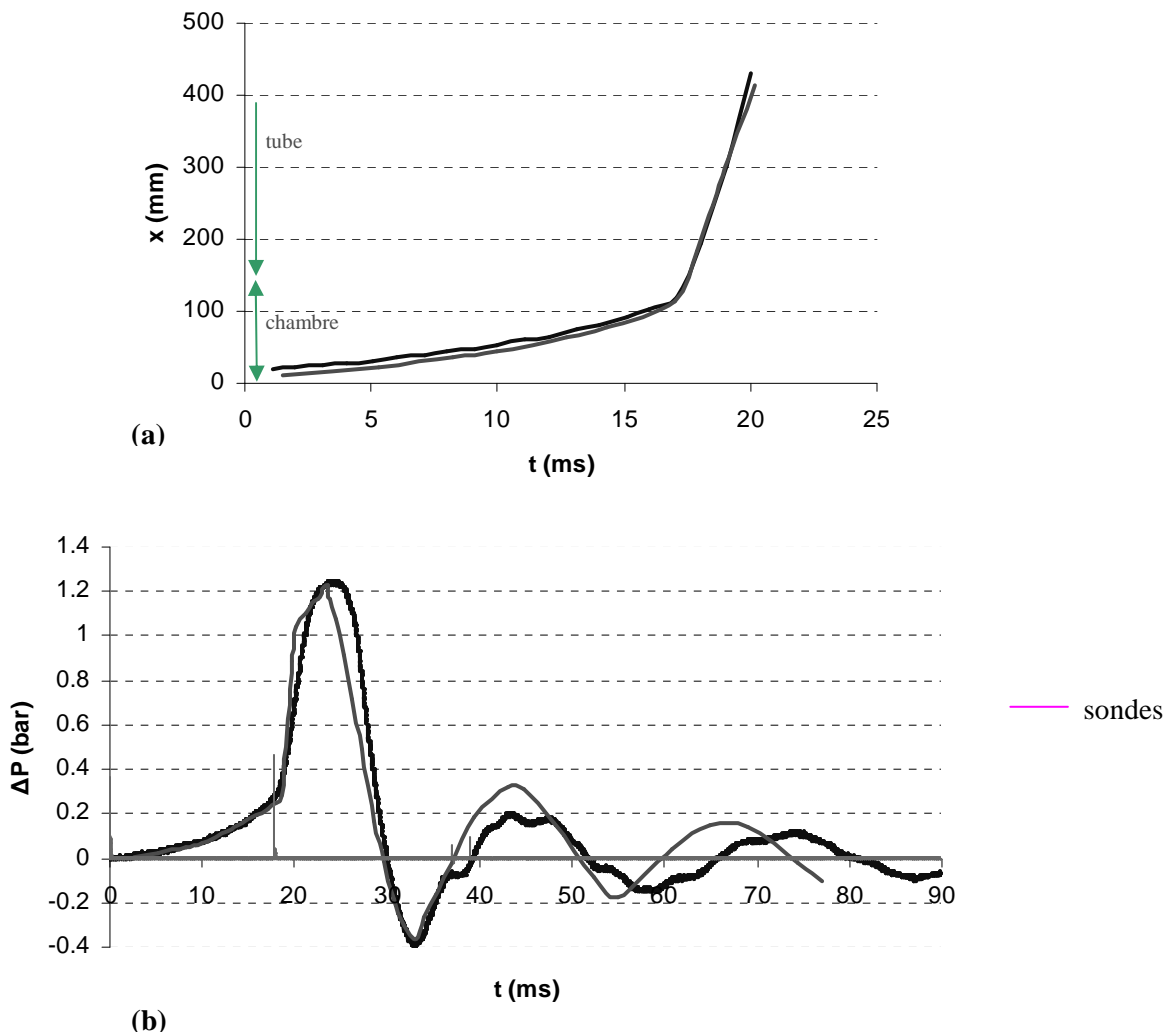


Fig. 5.10 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (—) et les simulations numériques (—)
 (a) diagramme de marche ; (b) évolution de la pression dans la chambre
 Chambre (B) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

On peut constater, de nouveau, le très bon accord entre expérience et simulation. Dans les deux cas, la flamme pénètre dans le tube à $t \approx 17.8$ ms, et on constate ensuite une augmentation brusque de pression ($t \approx 18.5$ ms), indiquant que l'explosion secondaire s'est produite. Sur les photographies de la figure 5.11, le retour des gaz dans la chambre en provenance du tube est visible à $t = 20.4$ ms. On obtient un maximum de pression d'environ 1.2 bar à $t = 24.5$ ms, lorsque le mélange frais restant dans la chambre est presque entièrement consommé (cf. Fig. 5.11). Cette valeur du maximum de pression est nettement inférieure à celle obtenue avec la chambre (A), qui est de 1.8 bar. Ainsi, en diminuant le ratio V/S, on a

diminué la surpression maximale atteinte dans la chambre (la quantité de gaz restante dans la chambre lorsque l'explosion se produit est plus faible).

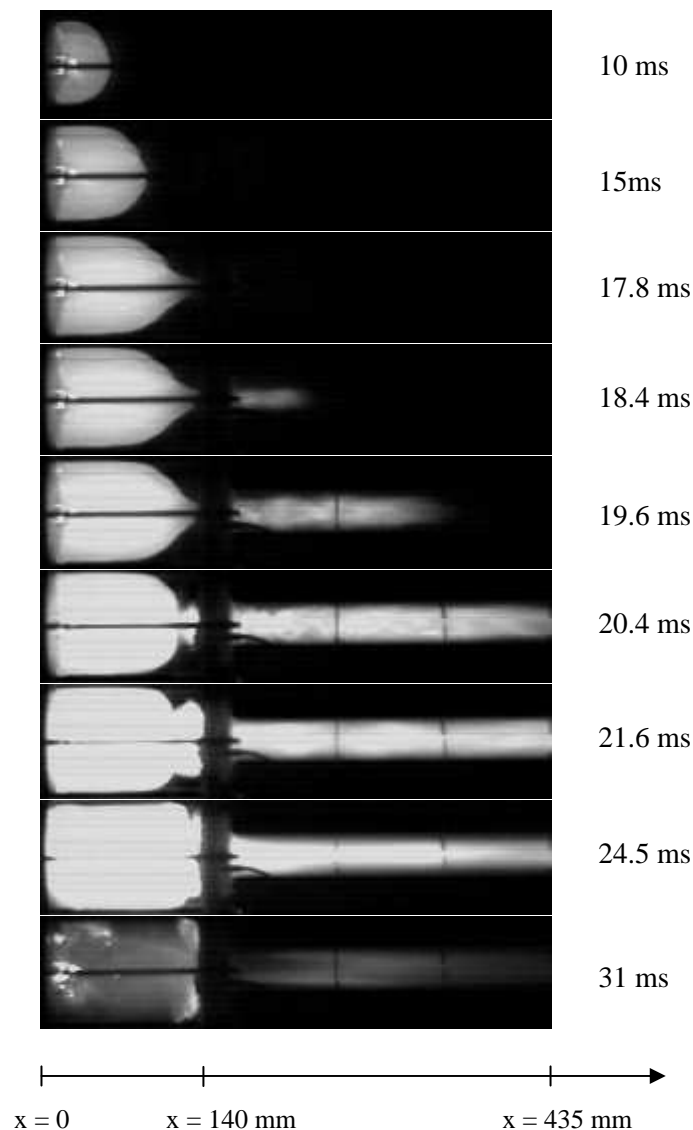


Fig. 5.11 : Propagation de la flamme dans la chambre (B) avec un tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)
Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

5.3.3. Chambre (B) avec un tube de diamètre $\varnothing_T = 21$ mm

Pour cette chambre de longueur réduite, nous avons calculé le diamètre du tube qui permettrait d'avoir un ratio V/S de 300, comme pour la configuration de base. Le diamètre correspondant est $\varnothing_T = 21$ mm. Les résultats concernant la progression de la flamme et l'évolution de pression dans la chambre sont présentées sur la figure 5.12. Pour la simulation

numérique, le coefficient A a été modifié de la même manière que pour le cas précédent (constant jusqu'à ce que l'explosion se produise, puis diminué progressivement jusqu'à 1).

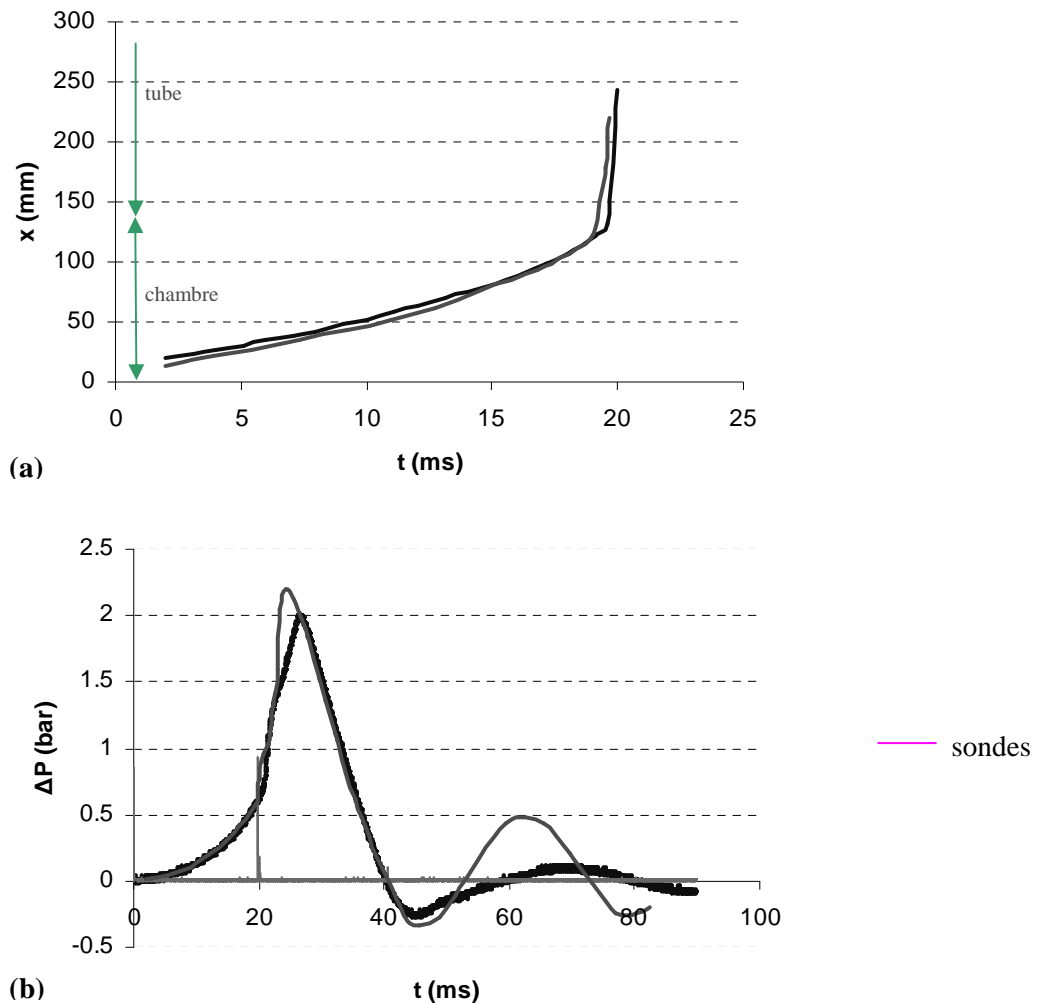


Fig. 5.12 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (—) et les simulations numériques (—) (a) diagramme de marche ; (b) évolution de la pression dans la chambre
Chambre (B) - tube ($\varnothing_T = 21$ mm, $L_T = 1.6$ m)

Les visualisations en lumière directe de la propagation de la flamme sont présentées sur la figure 5.13. On constate à nouveau que l'explosion secondaire se produit à $t \approx 20.3$ ms, générant un retour de gaz brûlés dans la chambre à $t = 21.3$ ms. La durée de propagation de la flamme dans la chambre est allongée par rapport au cas précédent (elle passe de 17 à 20 ms), et le maximum de pression atteint 2 bar, à $t = 27.2$ ms. La simulation donne de nouveau de bons résultats, excepté pour le maximum de pression qui est légèrement surestimé.

La pression maximale dans la chambre (B) est donc maintenant proche du cas de référence (chambre (A) avec le tube de diamètre 36 mm). Ce résultat indique que des suppressions maximales identiques peuvent être obtenues dans des configurations différentes

caractérisées par un même ratio V/S . Ce résultat est qualitativement connu dans le cas de chambres munies d'un orifice d'évacuation (évent), mais il est nouveau pour des chambres connectées à une canalisation.

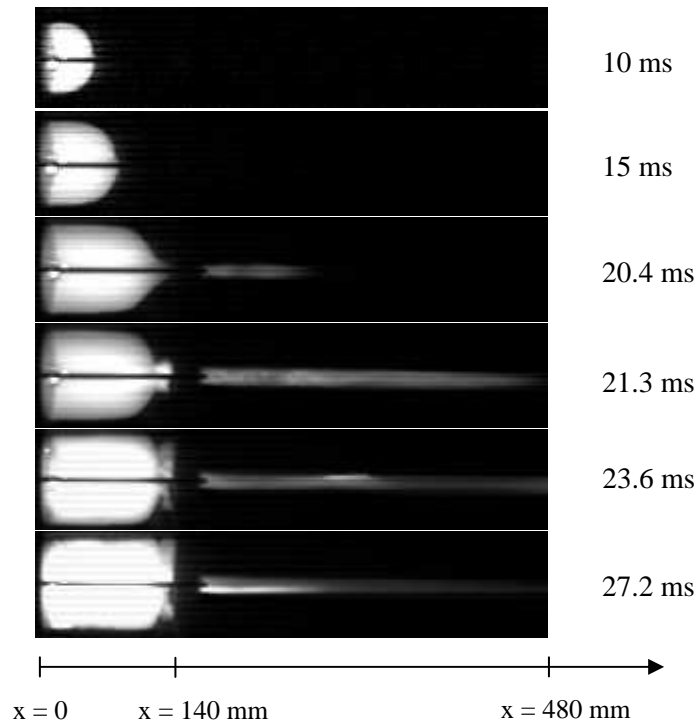


Fig. 5.13 : Propagation de la flamme dans la chambre (B) avec un tube ($\varnothing_T = 21$ mm, $L_T = 1.6$ m)
Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

5.4. Profils de vitesse et de température à l'entrée du tube

Comme nous l'avons vu au § 3.2.4, il est important de connaître le mieux possible la vitesse et la température des gaz à l'entrée de la conduite, car ces paramètres sont des conditions aux limites du modèle thermique de l'insert (qui sera étudié au § 6.3.1). Nous avons examiné ce problème à l'aide de simulations numériques et d'expériences spécifiques.

5.4.1. *Résultats des simulations*

Compte tenu du fait que nous modifions de manière artificielle la vitesse de la flamme (et donc indirectement celle de l'écoulement devant le front de flamme) en diminuant la constante A lorsque la flamme est à proximité du tube (cf. § 5.2.1), nous avons choisi d'étudier le profil de vitesse pour un instant antérieur à cette modification. La figure 5.14 présente le profil de vitesse à l'entrée du tube dans le cas de la chambre (A) à laquelle est

connecté le tube de diamètre $\varnothing_T = 3.6$ cm, lorsque la flamme se trouve à environ 100 mm du tube ($t = 26$ ms). On constate que la vitesse est sensiblement la même dans toute la section (environ 100 m/s), sauf près de la paroi du tube ($1.6 \text{ cm} \leq y \leq 1.8 \text{ cm}$), c'est-à-dire dans la couche limite.

C'est pourquoi, pour le modèle thermique, une vitesse initiale constante de 100 m/s sur toute la section a donc été choisie (pour tous les inserts) afin de simplifier les calculs. De plus, étant donné que le temps caractéristique de variation de la vitesse au changement de section (variation de l'ordre de 10 %) est supérieur à 10 ms, c'est-à-dire supérieur au temps de passage de la flamme dans l'insert (inférieur à 10 ms, cf. § 6.1.2), nous supposons que ce profil est constant en fonction du temps.

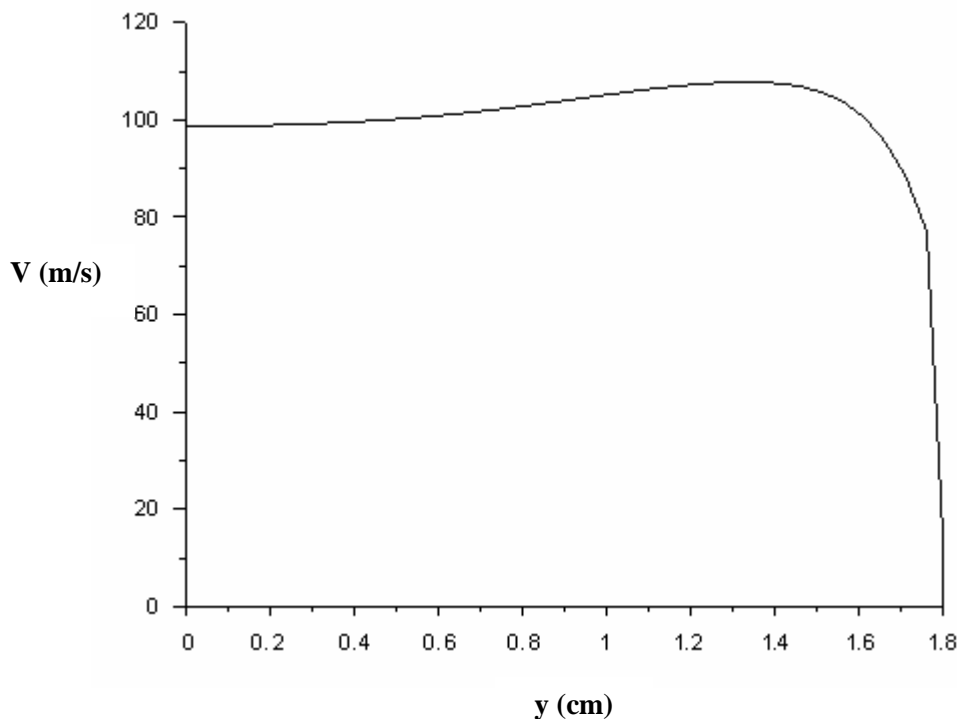


Fig. 5.14 : Profil de vitesses à l'entrée du tube, à $t = 26$ ms
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

Concernant le profil de température, la figure 5.15 représente le diamètre de la flamme à l'entrée du tube (noté \varnothing_f), en fonction du temps. Ce diamètre est obtenu en considérant l'ordonnée délimitant les gaz frais et les gaz brûlés. La flamme pénètre dans le tube à $t = 31$ ms, puis sa dimension latérale augmente jusqu'à occuper un diamètre égal à 13.5 mm ($t = 31.9$ ms), ce qui correspond à environ 37 % du diamètre du tube. Ensuite le retour de gaz dans la chambre générée par l'explosion secondaire (après $t = 31.9$ ms, cf. § 5.2.2), modifie le profil d'occupation des gaz brûlés à l'entrée du tube. A partir de cet instant, les simulations ne

peuvent plus être utilisées, car elle ne sont plus représentatives de ce qui se passe lorsque un insert est ajouté dans la conduite (car l'explosion sera retardée, voir supprimée, cf. chapitre suivant). Nous utiliserons donc les enregistrements des expériences avec un insert à l'entrée du tube pour compléter le profil de température.

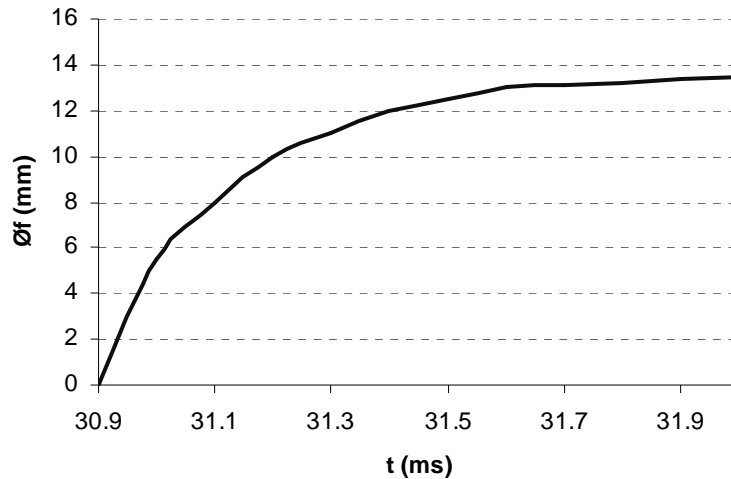


Fig. 5.15 : Evolution du diamètre de la flamme à l'entrée du tube en fonction du temps
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

5.4.2. Chambre de section rectangulaire

Nous avons effectué des visualisations de la propagation de la flamme dans la chambre de section rectangulaire munie d'une conduite de section carrée. En effet, c'est le seul dispositif qui nous permet de visualiser entièrement la transition de la propagation de la flamme entre la chambre et le tube. La figure 5.16 présente une série d'images issues de la visualisation en lumière directe et par strioscopie de la propagation de la flamme. La section de la conduite est de 36 mm x 36 mm. Ces images peuvent être corrélées à l'évolution de pression dans la chambre (Fig. 5.17, courbe bleue).

Le processus de propagation de la flamme est similaire à celui décrit pour la chambre de section circulaire (§ 5.1.1), avec néanmoins quelques différences. En particulier, la pression atteint un premier maximum à $t \approx 7$ ms, puis diminue jusqu'à la pression atmosphérique. Deux raisons peuvent être avancées pour expliquer cette diminution de pression. Cela peut d'abord être dû à la faible largeur de la chambre (qui est de 36 mm). Les pertes de chaleur aux parois sont beaucoup plus importantes que dans le cas de la chambre à section circulaire. De plus, le ratio V/S est ici plus petit (environ 100, au lieu de 300 pour la chambre (A) avec le tube de diamètre 36 mm, § 5.3.1), donc le débit d'évacuation est plus important.

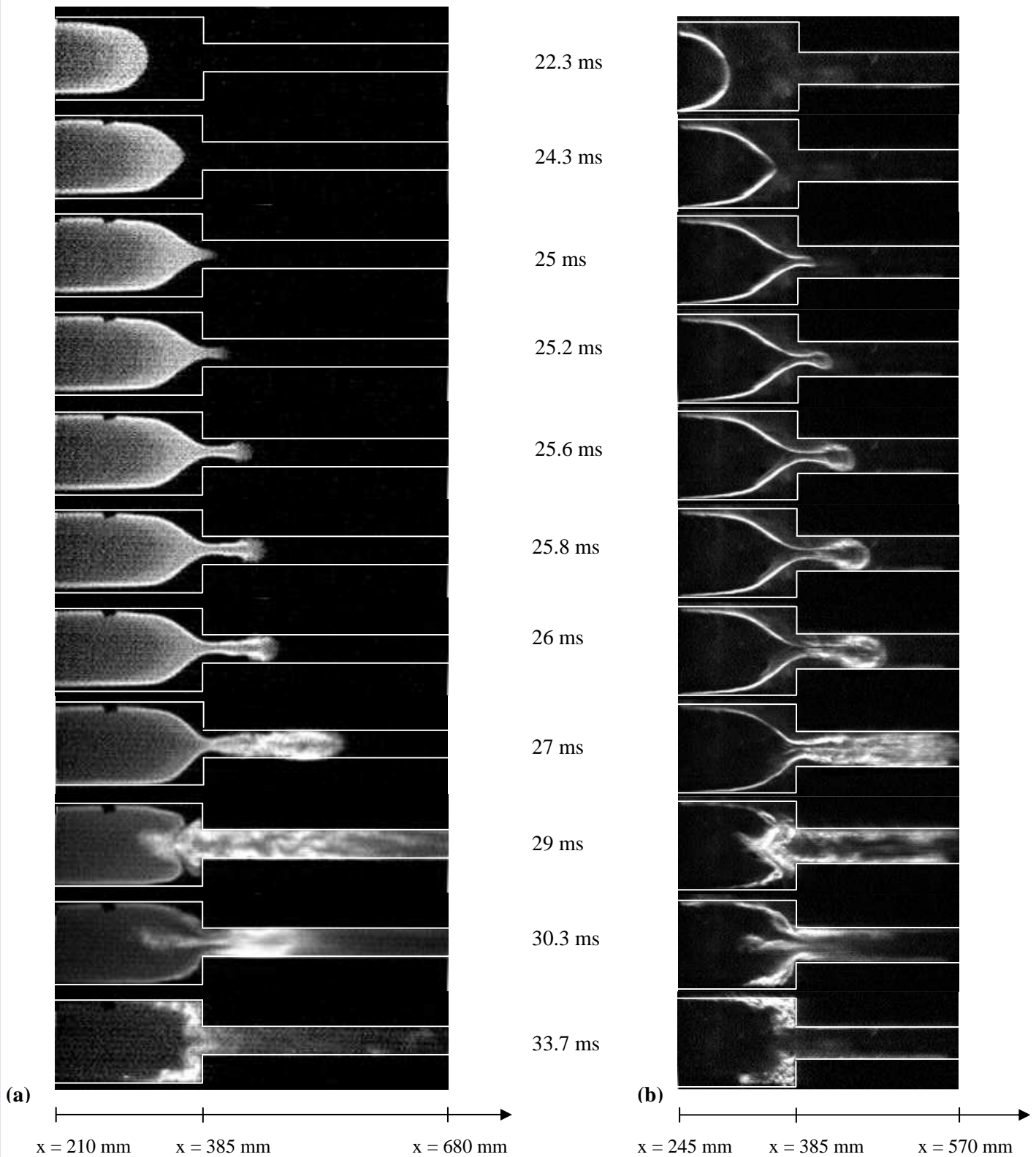


Fig. 5.16 : Propagation de la flamme dans la chambre de section rectangulaire ($L_C = 385$ mm, section 36 cm \times 100 mm) et le tube ($L_T = 385$ mm, section 36 mm \times 36 mm)
 Visualisation : (a) en lumière directe (4500 im/s) ; (b) par strioscopie (9000 im/s)

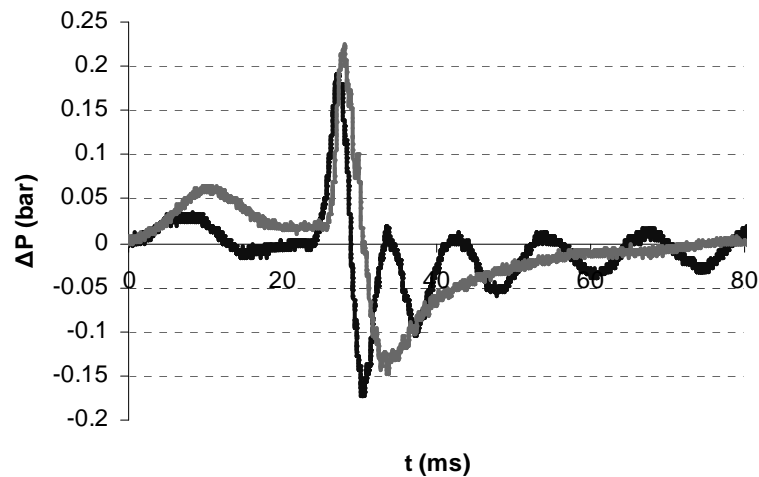


Fig. 5.17 : Evolution de la pression dans la chambre ($L_C = 385$ mm, section 36 mm x 100 mm)
Tube de section 36 mm x 36 mm (—) et 36 mm x 18 mm (—)

Lorsque la flamme se trouve à moins de 50 mm de l'entrée de la conduite ($t = 24.3$ ms), la partie centrale du front s'étire. La flamme pénètre ensuite dans le tube ($t = 24.9$ ms), et grâce aux visualisations par strioscopie (Fig. 5.16.b) qui permettent de situer précisément la frontière entre les gaz frais et les gaz brûlés, on constate que la dimension latérale de la flamme à l'entrée du tube augmente jusqu'à occuper environ 35 % de la section de la conduite, à $t = 25.2$ ms. Cette indication est en accord avec les résultats numériques (§ 5.4.1).

Si l'on analyse de plus près la propagation dans le tube, des similitudes peuvent être observées avec les remarques du § 5.2.2, concernant la formation de l'explosion secondaire. En effet, à $t = 25.2$ ms, on aperçoit clairement que le front de flamme est turbulisé à la surface de contact avec les gaz frais, près de la couche limite près des parois. A $t = 25.6$ ms, on observe une expansion en tête du front, puis une intensification de la combustion, qui correspond probablement à l'explosion secondaire. On peut noter que cette intensification se produit exactement entre $x = \varnothing_T$ et $x = 2 \varnothing_T$ après l'entrée du tube.

L'explosion est suivie par un retour de gaz brûlés dans la chambre ($t = 29$ ms), mais ensuite ils sont emportés dans le tube par l'écoulement des gaz provenant de la chambre (entre $t = 29$ ms et $t = 30.3$ ms l'écoulement des gaz brûlés change de sens). Contrairement au cas avec la chambre (A), les gaz brûlés n'intensifient donc pas la combustion des poches de gaz frais situés dans les coins. Cela est confirmé par l'évolution de pression dans la chambre, qui atteint le deuxième maximum de pression à $t = 27.4$ ms : la pression diminue avant que les gaz brûlés provenant du tube n'entrent dans la chambre ($t = 29$ ms).

Lorsque la section de la conduite est rétrécie (en diminuant sa hauteur de 36 mm à 18 mm), nous ne constatons pas de différences notables sur la propagation dans la chambre et l'explosion secondaire. La section d'évacuation de la chambre étant réduite, les maxima de pressions sont logiquement un peu plus élevés (cf. Fig. 5.17).

Chapitre 6 : Chambre avec tube, influence de l'insert

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des expériences lorsque un insert est placé à l'entrée du tube. Nous étudions les modifications engendrées par l'insert sur les caractéristiques de propagation de la flamme pour différentes configurations chambre/tube, en fonction des dimensions de l'insert.

Nous présentons ensuite les résultats obtenus avec le modèle thermique nodal, et discutons de la possibilité de prédire le comportement de la flamme pour une configuration donnée.

Nous examinons enfin la possibilité d'extrapoler les résultats du modèle thermique à grande échelle.

6.1. Résultats expérimentaux : chambre (A) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 36 \text{ mm}$

6.1.1. Insert de surface $S_{INS} = 220 \text{ cm}^2$

Sur les enregistrements de la figure 6.1, on observe la propagation de la flamme dans la partie finale de la chambre et sur une longueur de 170 mm dans le tube. La longueur de l'insert est $L_{INS} = 90 \text{ mm}$ et le nombre de spires est $N_S = 5$. Les fils de l'insert sont en acier, et la surface équivalente (selon les critères définis au § 2.1.3) est de 220 cm^2 . L'origine des temps est prise lorsque la sonde située au fond fermé de la chambre se déclenche.

L'évolution de pression dans la chambre est tracée sur la figure 6.2, et est comparée à celle obtenue dans le cas sans insert.

Comme on peut le voir sur les séquences vidéo, l'insert empêche la combustion dans le tube et la flamme ne se propage pas au-delà de l'insert. On observe la présence de gaz brûlés, mais qui restent confinés dans l'insert. La combustion des poches de gaz frais situés dans les coins de la chambre s'effectue lentement (environ 10 ms), contrairement au cas du tube sans insert où l'on observait une intensification de la combustion de ces poches provoquée par l'écoulement rétrograde des gaz brûlés en provenance du tube (§ 5.1.1).

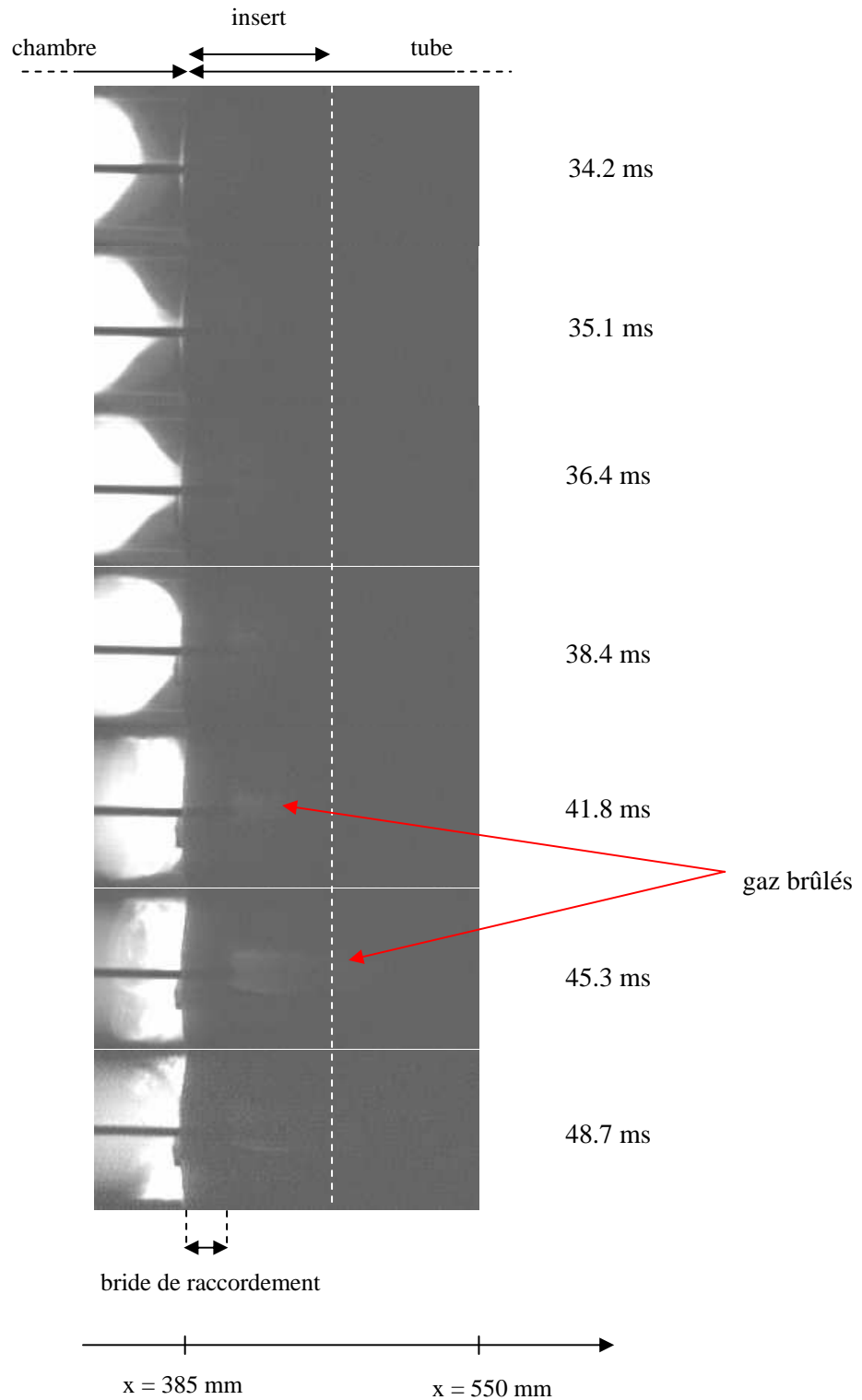


Fig. 6.1 : Propagation de la flamme dans le tube, avec un insert de surface $S_{INS} = 220 \text{ cm}^2$
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)
 Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

Le maximum de pression ($\Delta P_{max} = 0.88 \text{ bar}$ à $t = 31.7 \text{ ms}$) est atteint un peu avant que la flamme entre dans le tube (35.1 ms), et correspond au premier maximum de pression P_1

atteint dans le cas où il n'y a pas d'insert (cf. Fig. 6.2). La différence de pression entre ces deux maximums est de 0.22 bar, et est due aux pertes de charges supplémentaires introduites par l'insert. De même, l'insert modifie le débit d'évacuation des gaz et donc ralentit la propagation de la flamme, ce qui explique que le temps de propagation dans la chambre soit plus long (35.1 ms au lieu de 31.8 ms).

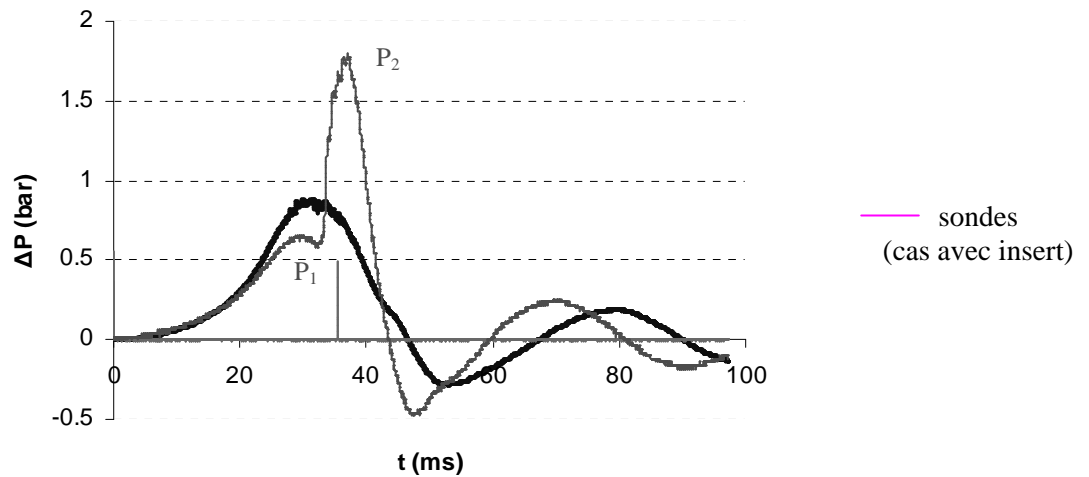


Fig. 6.2 : Pression dans la chambre, sans insert (—) et avec un insert de surface $S_{INS} = 220 \text{ cm}^2$ (—) Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)

Plusieurs expériences ont été réalisées en modifiant à la fois la longueur et le nombre de spires de l'insert, de façon à garder la même surface de 220 cm^2 (et donc une même capacité d'absorption de la chaleur). Selon les tirs, ΔP_{max} varie de 0.75 à 0.9 bar. Il semble que lorsque on augmente la longueur de l'insert (en diminuant parallèlement l'enroulement), on diminue très légèrement les pertes de charges dans le tube, ce qui entraîne une diminution de la surpression maximale atteinte dans la chambre. Mais globalement, on ne constate que peu de variations dans les résultats en fonction des différentes géométries. Dans tous les cas, la flamme ne passe pas dans le tube, et nous avons donc « extinction totale » de la flamme dans l'insert.

6.1.2. Insert de surface $S_{INS} = 157 \text{ cm}^2$

Sur les enregistrements de la figure 6.3, on observe la propagation de la flamme dans toute la chambre et sur une longueur de 200 mm dans le tube. L'insert a pour longueur $L_{INS} =$

90 mm comme pour le cas précédent mais le nombre de spires est $N_S = 3$. La surface obtenue ($S_{INS} = 157 \text{ cm}^2$) est donc diminuée par rapport au cas précédent.

De 0 à 29 ms, la flamme se propage dans la chambre, l'évolution de pression est la même que dans le cas sans insert (Fig. 6.4). La surpression maximale dans la chambre est atteinte 2.5 ms avant que la flamme ne pénètre dans le tube, à $t = 35 \text{ ms}$. Cette pression est inférieure à la pression maximale obtenue dans le cas précédent (insert de surface 220 cm^2), car en diminuant la surface de l'insert les pertes de charges ont été diminuées, et elle est de plus très proche du maximum P_1 du cas sans insert (0.73 bar au lieu de 0.66 bar).

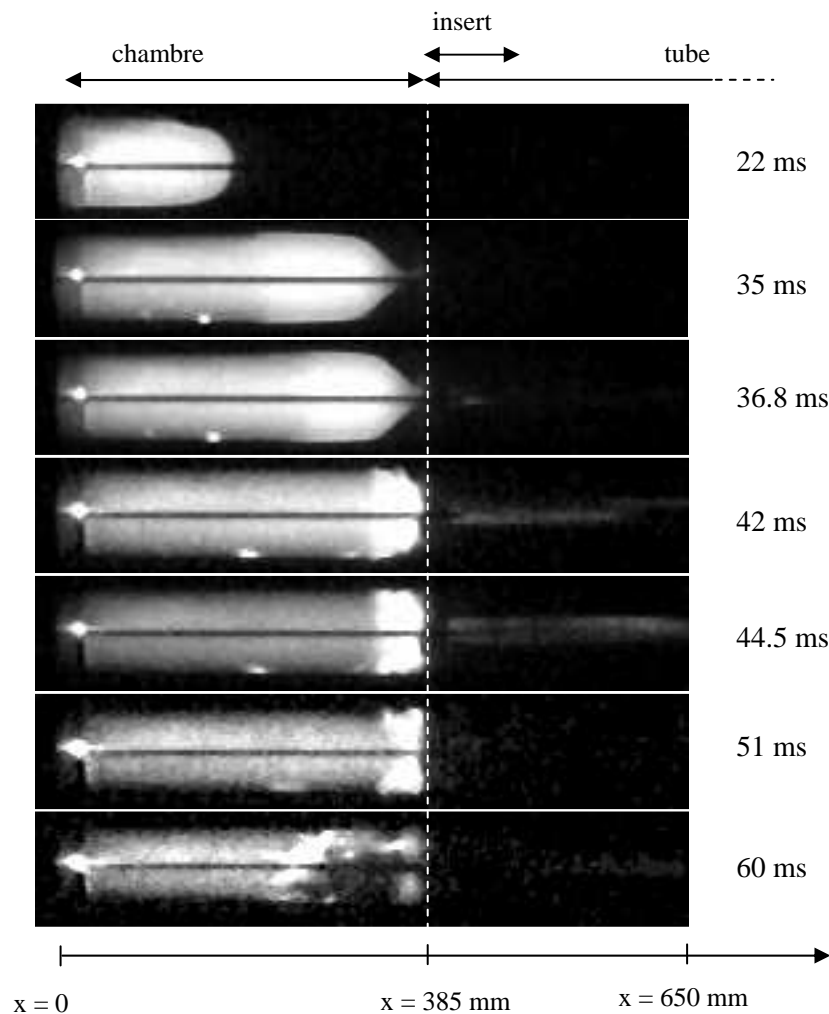


Fig. 6.3 : Propagation de la flamme dans le tube, avec un insert de surface $S_{INS} = 157 \text{ cm}^2$
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)
 Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

Ensuite, la pression diminue. A partir de $t = 42 \text{ ms}$, on remarque sur les images une intensification de la réaction à l'extrémité de la chambre, ce qui correspond à la combustion

des « poches » de gaz frais situées dans les coins. On peut remarquer aussi sur la figure 6.4 un léger changement de pente dans la diminution de pression, qui survient au même moment ($t = 42$ ms), ce qui est manifestement dû à la combustion de ces poches. On peut noter, de plus, que la flamme se propage dans le tube mais qu'il n'y a pas d'explosion secondaire.

De $t = 45$ à $t = 47.9$ ms, la pression continue de diminuer, et la combustion dans la partie initiale du tube disparaît. Par la suite (de $t = 48$ ms à $t = 54.4$ ms), la pression dans la chambre baisse en dessous de la pression atmosphérique. Cette dépression paraît s'accompagner d'une légère turbulisation des gaz dans toute la chambre. A partir de $t = 54.5$ ms, le retour d'une onde de pression (se propageant dans le tube) repousse les gaz brûlés vers le fond de la chambre et induit les oscillations de pression décrites précédemment (§ 5.1.1).

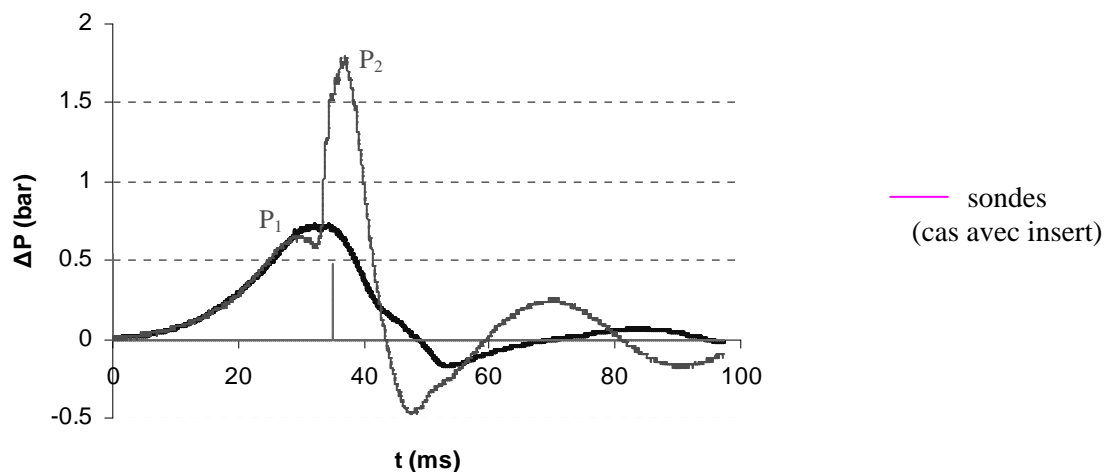


Fig. 6.4 : Pression dans la chambre, sans insert (—) et avec un insert de surface $S_{INS} = 157$ cm² (—) Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

L'insert atténue donc bien la seconde montée brutale de pression observée dans le cas sans insert, empêchant l'apparition d'une explosion secondaire. Afin de comprendre ce qui se passe dans la zone de l'insert, examinons plus en détail le passage de la flamme dans le tube.

Sur les enregistrements de la figure 6.5, on observe la propagation de la flamme dans la dernière partie de la chambre et sur une longueur de 150 mm dans le tube. L'insert utilisé est le même que pour l'enregistrement précédent.

Au vu des images, on peut constater que :

- le front de flamme progresse dans la chambre puis est aspiré ($t = 34.9$ ms) dans le tube de la même façon que dans le cas sans insert ;

- la progression de la flamme est fortement ralentie lors de son passage dans l'insert, ainsi que l'atteste le diagramme de marche (cf. Fig. 6.6, l'abscisse $x = 0$ correspond au fond fermé de la chambre).

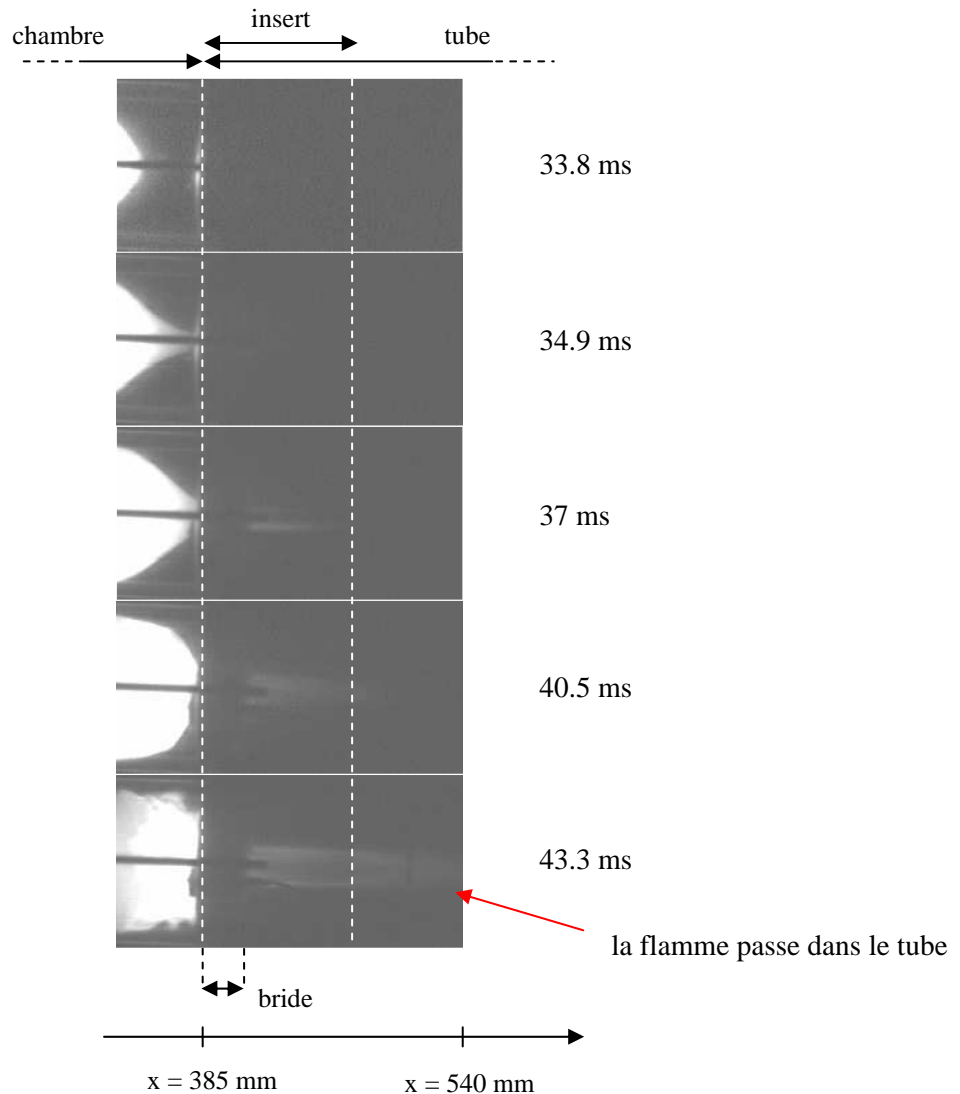


Fig. 6.5 : Transmission de la flamme de la chambre dans le tube, zoom de la figure 6.3
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 157$ cm²
 Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

On observe donc que le front de flamme reste arrêté au bout de l'insert pendant 4.5 ms environ. Pendant ce temps, la combustion du mélange se poursuit dans les poches d'imbrûlés situés dans les coins de la chambre (voir Fig. 6.5).

Par opposition au cas précédent (insert plus compact), nous observons ici une « extinction partielle » de la flamme.

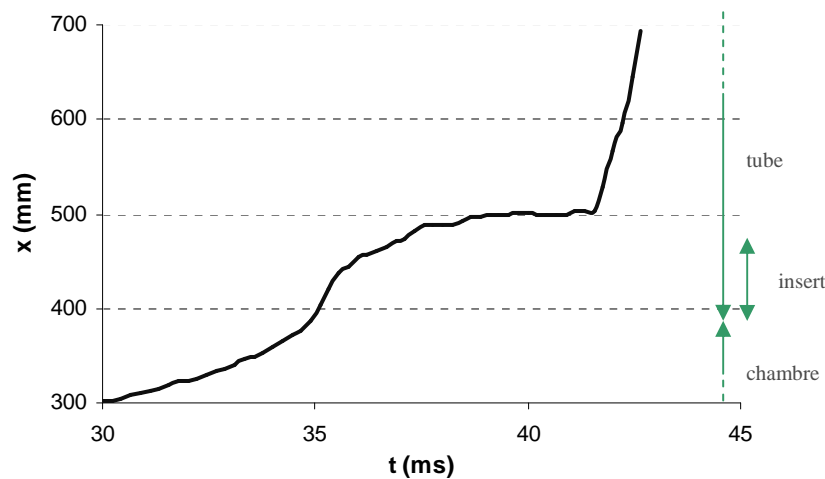


Fig. 6.6 : Diagramme de marche de la flamme
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 157$ cm²

Pour cette même surface d'inserts, plusieurs configurations ont été testées (de longueurs et de nombres d'enroulements différents), conduisant au même comportement de la flamme. Selon les tirs, ΔP_{max} varie de 0.7 à 0.8 bar, c'est-à-dire des valeurs de surpressions globalement inférieures au cas de l'insert de surface 220 cm². Ce résultat indique qu'il n'est pas nécessaire de bloquer totalement la flamme pour atténuer efficacement la surpression maximale dans la chambre.

6.1.3. Insert de surface $S_{INS} = 108$ cm²

Sur les enregistrements de la figure 6.7, on observe la propagation de la flamme à la fin de la chambre et dans tout le tube. L'insert a désormais pour longueur $L_{INS} = 45$ mm et a un nombre de spires $N_S = 4$, ce qui donne une surface de 108 cm². L'évolution de pression correspondante est tracée sur la figure 6.8.

De $t = 0$ à $t = 31.5$ ms, la flamme se propage dans la chambre et la pression monte jusqu'à un premier maximum $\Delta P_{max} = 0.8$ bar. La flamme pénètre dans le tube à $t = 33.8$ ms, et on aperçoit ensuite un jet de gaz brûlés dans le tube ($t = 38$ ms sur la séquence vidéo). A $t = 39.4$ ms, ce jet de gaz commence à devenir plus lumineux. La réaction s'intensifie à environ 500 mm de l'entrée du tube.

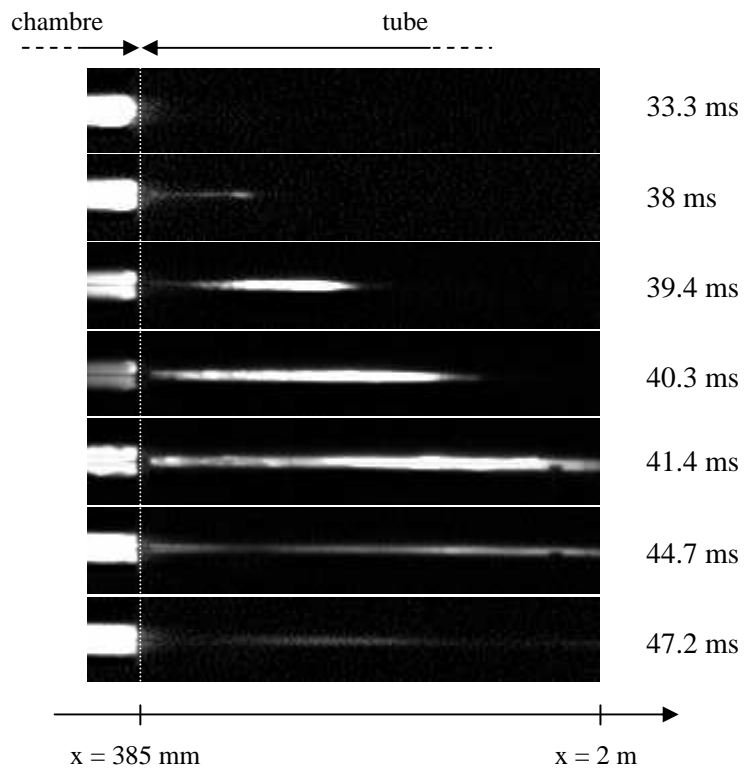


Fig. 6.7 : Propagation de la flamme dans le tube, avec un insert de surface $S_{INS} = 108 \text{ cm}^2$
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)
 Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

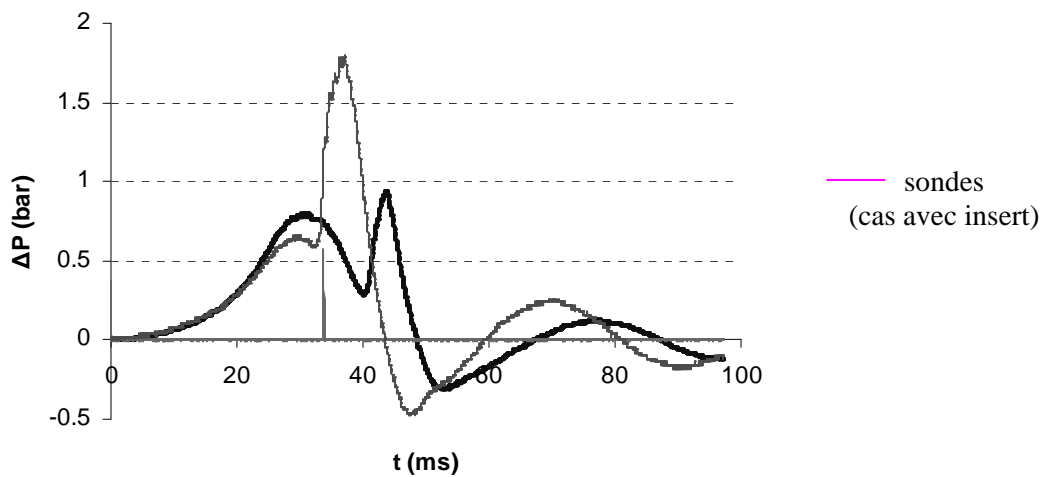


Fig. 6.8 : Pression dans la chambre,
 sans insert (—) et avec un insert de surface $S_{INS} = 108 \text{ cm}^2$ (—)
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)

tel-00259522, version 1 - 28 Feb 2008

Ensuite, de $t = 40.5$ à $t = 44$ ms, on constate une remontée brutale de la pression pendant la période où la flamme se propage dans tout le tube. Cette explosion secondaire se forme plus loin dans le tube que dans le cas sans insert. Puis, la flamme disparaît progressivement du tube, et la pression dans la chambre diminue de nouveau. Lorsque la flamme a totalement disparu, la chambre est à la pression atmosphérique. On constate de nouveau des oscillations de pression comme dans les cas précédents.

Dans ce cas, l'insert ne permet donc pas d'empêcher l'explosion secondaire, mais le second pic de pression généré reste cependant moins élevé que dans le cas sans insert (0.94 bar contre 1.8 bar).

A partir de la séquence d'images de la figure 6.9 (la caméra filme la fin de la chambre et une longueur de 300 mm de tube), nous pouvons examiner de plus près comment se propage la flamme au niveau du changement de section. A $t = 39.8$ ms, on détecte la propagation des gaz brûlés qui conduit au déclenchement de l'explosion secondaire plus loin dans le tube (à $t = 40.3$ ms d'après l'enregistrement de pression). Ensuite l'écoulement change de sens, mais le retour de gaz brûlés ne semble pas modifier fortement la combustion dans la partie terminale de la chambre comme dans le cas sans insert. La différence peut provenir du fait que l'explosion secondaire se produit plus loin dans le tube que dans le cas sans insert, ce qui fait que le mélange frais restant dans les coins de la chambre est presque totalement consommé lors du retour de l'écoulement des gaz brûlés en provenance du tube.

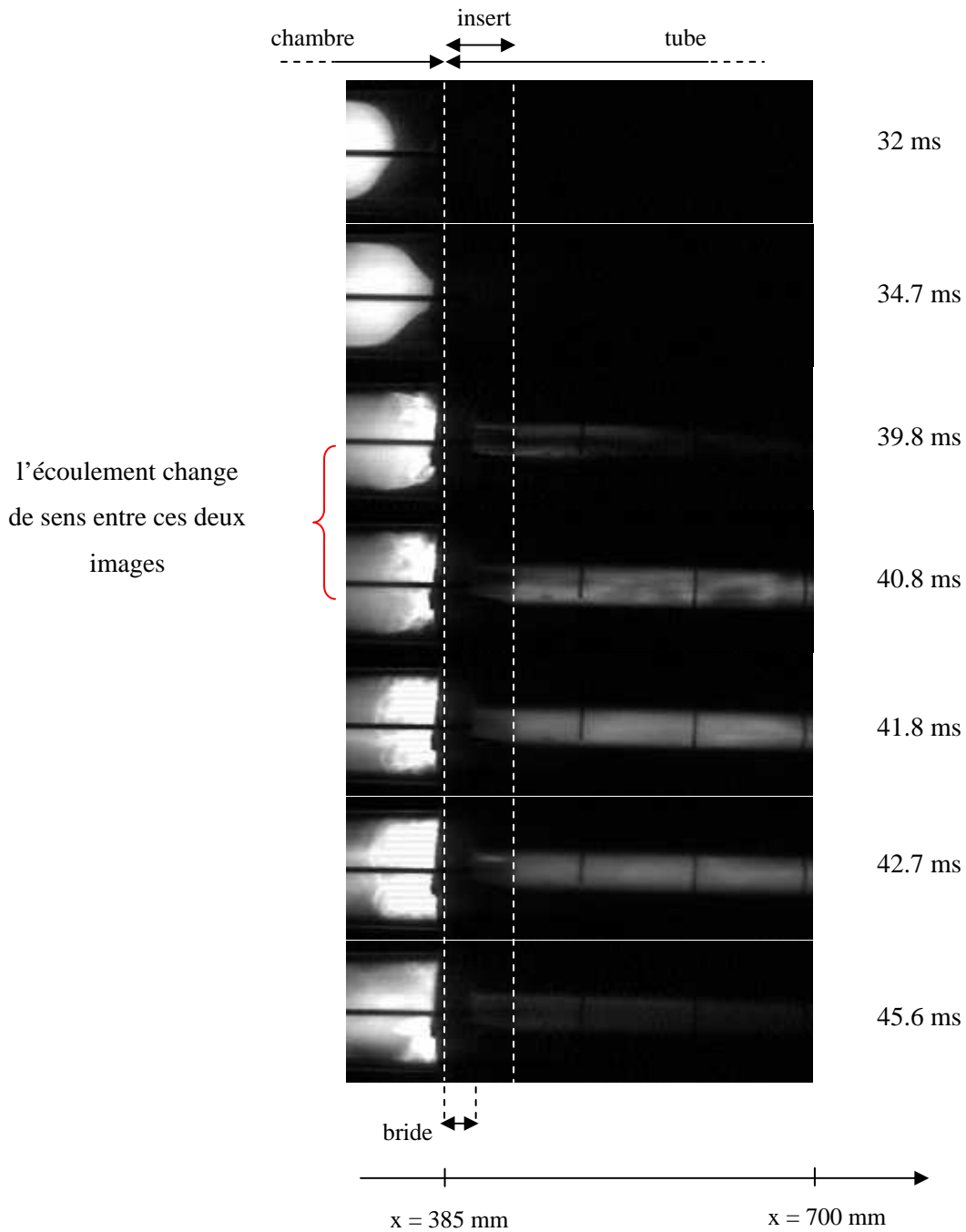


Fig. 6.9 : Propagation de la flamme, zoom de la figure 6.7
 Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 108$ cm²
 Visualisation en lumière directe (4500 im/s)

6.2. Résultats expérimentaux : chambre (B) avec tube de diamètre $\varnothing_T = 21$ mm

Des inserts ont été réalisés pour le cas de la chambre (B) de longueur réduite ($L_C = 140$ mm) à laquelle est connecté le tube de diamètre $\varnothing_T = 21$ mm. Compte tenu des résultats obtenus avec la chambre (A), ces inserts n'ont pas été choisis au hasard. Nous avons, dans un premier temps, fait une estimation par calcul de la dimension des inserts. Ces calculs ont été réalisés avec le modèle thermique selon les modalités exposées plus loin au § 6.3, en recherchant, par extrapolation des résultats obtenus avec la chambre (A), les dimensions de l'insert permettant d'obtenir l'extinction complète dans la chambre (B). Les caractéristiques obtenues sont les suivantes : longueur $L_{INS} = 90$ mm et nombre de spires $N_S = 2$, ce qui donne une surface $S_{INS} = 63$ cm².

Ensuite, la longueur de l'insert a été diminuée progressivement afin d'obtenir les trois comportements de propagation de la flamme observés dans le cas précédent avec la chambre (A), à savoir extinction totale, extinction partielle et explosion secondaire retardée.

La figure 6.10 présente l'évolution de pression pour les cas suivants : sans insert, avec insert de surface 63 cm², et avec un insert de surface 49 cm².

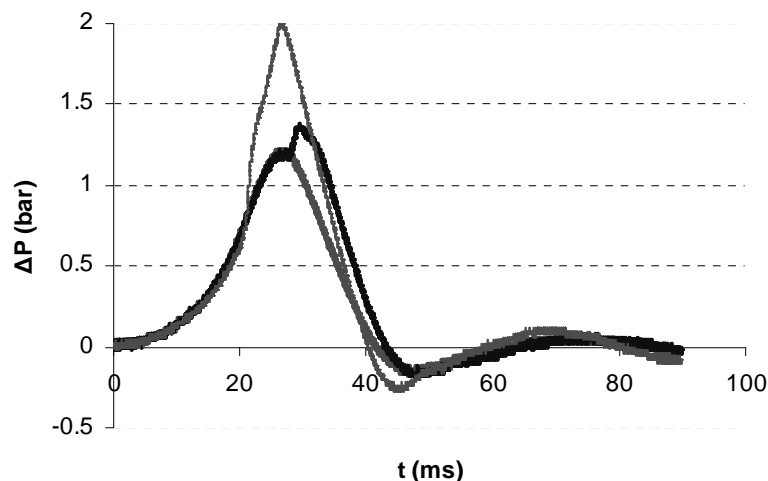


Fig. 6.10 : Evolution de la pression dans la chambre, sans insert (—) et avec un insert de surface $S_{INS} = 49$ cm² (—) et 63 cm² (—)
Chambre (B) - tube ($\varnothing_T = 21$ mm, $L_T = 1.6$ m)

Pour l'insert de surface 63 cm^2 , les expériences réalisées montrent conformément aux prédictions que la flamme est éteinte dans l'insert. On obtient un maximum de pression $\Delta P_{max} = 1.22 \text{ bar}$ à $t = 27 \text{ ms}$. Lorsque la longueur de l'insert est réduite progressivement de 90 à 81 mm, le comportement de la flamme ne change pas (on obtient toujours l'extinction), ni l'évolution de pression.

Pour une longueur $L_{INS} = 80 \text{ mm}$ (soit un insert de surface 56 cm^2), la transmission de la flamme se fait de manière différente. Pour une même série de tirs (même mélange gazeux, température et pression extérieures identiques), plusieurs comportements ont été observés (cf. Fig. 6.11) :

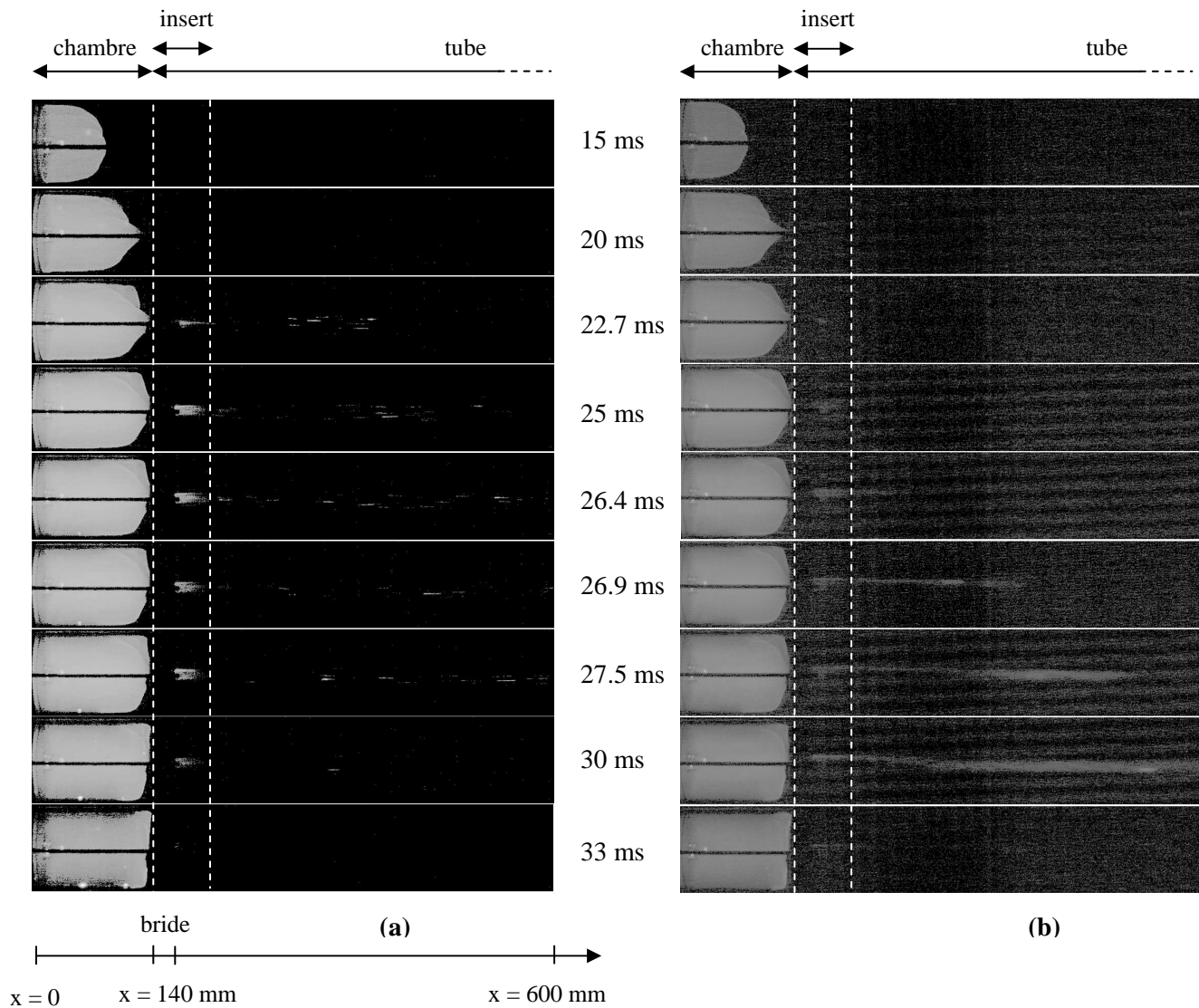


Fig. 6.11 : Visualisations obtenues de la propagation de la flamme, avec le même insert de surface $S_{INS} = 56 \text{ cm}^2$ (10000 im/s)
Chambre (B) - tube ($\varnothing_T = 21 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)

- la flamme est éteinte pendant toute la durée de l'expérience ;
- la flamme semble coincée dans l'insert, mais des flammèches sont visibles dans le tube (Fig. 6.11.a) ;
- la flamme est coincée temporairement dans l'insert puis se propage dans le tube, cas correspondant à « l'extinction partielle » de la flamme définie au § 6.1.2 (Fig. 6.11.b).

Nous sommes donc dans un cas « limite », où la transmission de la flamme est sensible à de nombreux paramètres, comme par exemple de faibles variations de la composition du mélange ou de la turbulence à l'intérieur de la chambre. L'une des causes possible pourrait ainsi venir de l'intensité de la turbulence générée lorsqu'on remplit la chambre avec le mélange, et qui ne serait pas parfaitement identique d'un tir à l'autre.

Néanmoins, dans tous les cas la courbe de pression est quasiment identique à celle obtenue avec l'insert de surface 63 cm² (courbe verte sur la Fig. 6.10).

Lorsque la longueur de l'insert est encore plus raccourcie, on constate l'apparition d'une explosion secondaire dans le tube. Sur la figure 6.10, on peut voir un deuxième pic de pression pour l'insert de surface 49 cm² ($L_{INS} = 70$ mm). La pression augmente de la même manière que dans les cas précédents (inserts de surface 56 et 63 cm²), avec un premier maximum à 1.22 bar. On note ensuite que la surpression engendrée par l'explosion secondaire n'est que de 1.44 bar (inférieur au cas sans insert), soit une augmentation de 0.22 bar par rapport au premier maximum. Cette faible différence vient du fait que lorsque l'explosion secondaire se produit (dans le dernier quart du tube), il ne reste presque plus de mélange frais dans la chambre.

Pour cette configuration à échelle réduite (chambre et tube plus petits), nous avons obtenu les trois comportements de la flamme qui avaient été observés dans la chambre (A) munie d'un tube de diamètre plus grand. Toutefois, les évolutions de pression sont assez proches dans les trois cas, tout du moins en ce qui concerne l'amplitude du premier maximum.

Voyons maintenant les prédictions fournies par le modèle thermique pour les deux configurations que nous venons d'utiliser.

6.3. Simulations numériques avec le modèle thermique

6.3.1. Evolution de la température à l'entrée du tube

Pour déterminer la répartition de température dans la section d'entrée en fonction du temps, il faut connaître la variation de la dimension latérale de la flamme (ou des gaz brûlés) \varnothing_f à l'entrée du tube. La présence de la bride entre la chambre et le tube n'a permis de la déterminer qu'approximativement. Une tendance a pu cependant être dégagée, comme indiqué sur la figure 6.12. Elle correspond au cas de la chambre (A), munie du tube de diamètre 36 mm et avec un insert de surface 157 cm².

On distingue trois phases :

- lorsqu'elle pénètre dans le tube, la flamme occupe seulement 25 % environ de la section droite à l'entrée du tube (environ 0.5 ms après l'entrée dans le tube) ;
- le diamètre augmente ensuite de manière quasi-linéaire pendant environ 6.5 ms, jusqu'à occuper 70 % de la section ;
- après un délai supplémentaire de 1 ms, les gaz brûlés remplissent la section toute entière. Le diamètre s'agrandit plus vite que lors de la phase précédente car la flamme brûle au même moment les poches de gaz frais dans les coins de la chambre (Fig. 6.5), ce qui accélère la combustion.

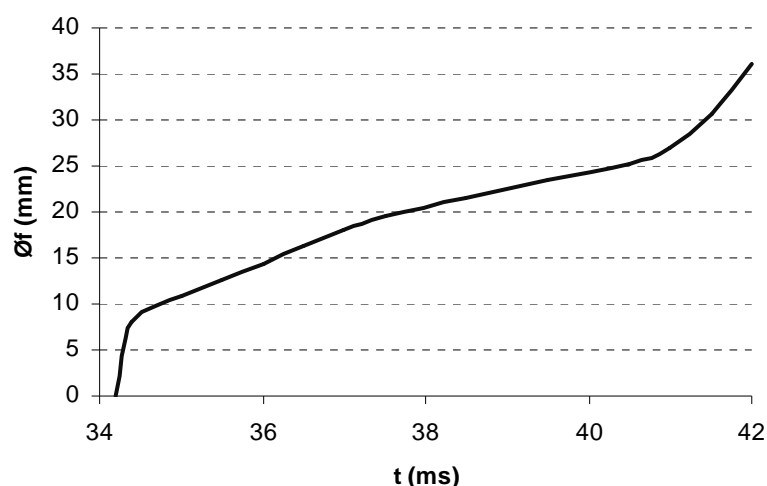


Fig. 6.12 : Diamètre de la flamme (puis des gaz brûlés) à l'entrée du tube en fonction du temps
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 157$ cm²

La température de la flamme étant fixée à 2300 K (température de combustion adiabatique, comme dans les simulations numériques de l'écoulement, cf. § 3.1.4), nous avons donc choisi l'évolution de température indiquée sur la figure 6.13 pour modéliser la flamme à l'entrée du tube, quel que soit le tube et l'insert étudiés :

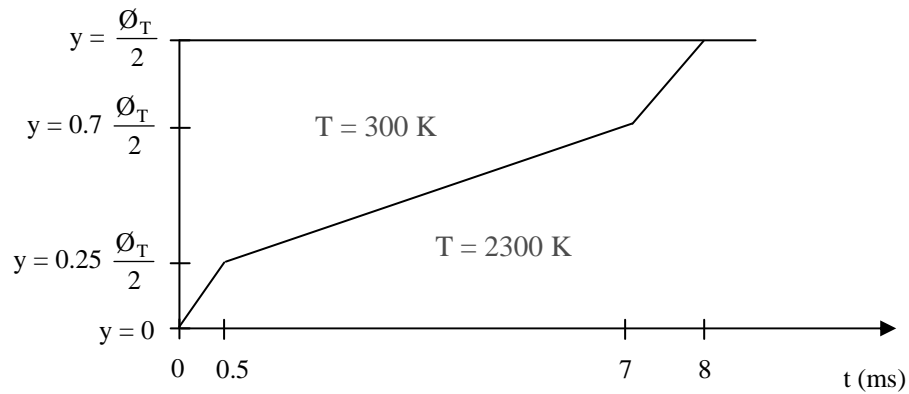


Fig. 6.13 : Evolution de température en entrée du tube

Même si le profil est le même pour tous les inserts, il est ensuite simplifié en fonction du nombre de spires. Prenons l'exemple du tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm, dans lequel est placé un insert avec 3 spires (Fig. 6.14) :

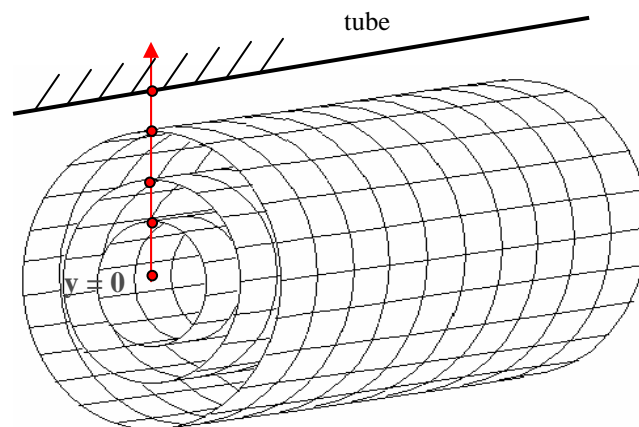


Fig. 6.14 : Modèle thermique pour l'insert $S_{INS} = 157$ cm² (3 spires)
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m)

Nous définissons 4 couches de gaz, qui sont chacune à une même température (chaque couche est délimitée en hauteur par deux points rouges sur la figure 6.14).

La première couche est comprise entre $y = 0$ et $y = 5$ mm. Nous considérons que à $t = 0$ ms, la température des gaz est de 2300 K.

La deuxième couche est comprise entre $y = 5$ mm et $y = 10$ mm. L'ordonnée moyenne de la tranche est donc 7.5 mm. D'après le graphique 6.13, le temps correspondant est $t = 3$ ms. On choisit donc le profil suivant : de 0 à 3 ms, la température des gaz est de 300 K, puis 2300 K par la suite.

Pour la troisième couche ($10 \text{ mm} < y < 15 \text{ mm}$), l'ordonnée moyenne est 12.5 mm, ce qui donne un temps de passage de la flamme à 7 ms. La température est donc de 300 K pour $t < 7$ ms, et 2300 K après. Enfin, pour la dernière couche ($15 \text{ mm} < y < 18 \text{ mm}$), le temps caractéristique est $t = 7.5$ ms. La température sera de 300 K avant $t = 7.5$ ms, et 2300 K après.

6.3.2. Résultats

Les résultats présentés ici concernent le cas de l'insert qui permettait la diminution la plus importante de la surpression dans la chambre (A), sans extinction totale de la flamme. Les caractéristiques géométriques sont : $S_{INS} = 157 \text{ cm}^2$, $L_{INS} = 90 \text{ mm}$ et $N_S = 3$.

6.3.2.i. Température des nœuds de gaz

Sur la figure 6.15, nous avons tracé l'évolution de la température en un certain nombre de nœuds de gaz situés sur l'axe de l'insert :

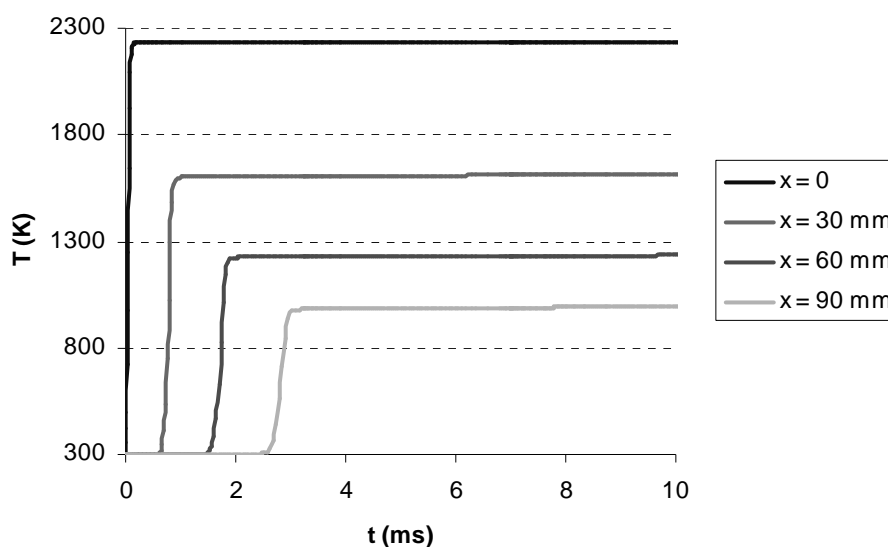


Fig. 6.15 : Evolution de la température des gaz sur l'axe de l'insert
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$) - insert $S_{INS} = 157 \text{ cm}^2$

On peut d'abord constater que le passage de la flamme (représentée ici par les gaz à température adiabatique de combustion) dans l'insert fait rapidement monter la température des nœuds de gaz jusqu'à une valeur maximale, qui se stabilise ensuite. On peut ensuite noter que la température maximale T_{max} atteinte à un nœud est d'autant plus basse que l'on s'éloigne de l'origine de l'insert. Ce résultat indique que l'insert absorbe de l'énergie à la flamme lors de sa propagation.

Le nœud situé à la fin de l'insert ($x = 90$ mm) voit sa température monter jusqu'à environ 1000 K, à $t = 3$ ms. Ce temps est en bon accord avec le temps de passage de la flamme dans l'insert, observé dans les expériences ($\Delta t = 2.7$ ms). Le faible écart avec la valeur calculée conforte notre estimation de la vitesse de la flamme en entrée de l'insert à 100 m/s.

Observons maintenant l'évolution radiale de la température dans une même tranche de l'insert, située ici en $x = 90$ mm (Fig. 6.16). Si l'on considère d'abord le maximum de température atteint, on note très peu d'écart entre les trois premières courbes, alors qu'en $y = 16.5$ mm la température atteinte est un peu plus faible. Pour cette tranche, nous sommes entre l'insert et la paroi du tube, que nous avons supposée à température fixe de 300 K, il est donc logique d'avoir une température plus basse.

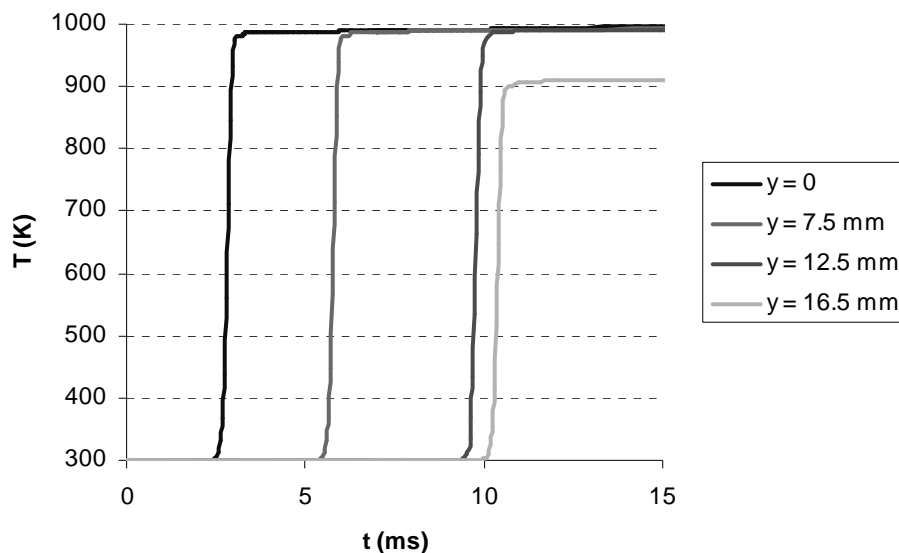


Fig. 6.16 : Evolution de la température des gaz sur une section de tube située dans l'insert, en $x = 90$ mm
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 157$ cm²

De plus, la température augmente à des instants différents, alors que nous sommes situés sur la même abscisse de l'insert. Cela vient du fait que nous avons utilisé un profil de

température non uniforme à l'entrée de l'insert : la flamme se propage d'abord au centre de l'insert puis sur les bords.

6.3.2.ii. Température des nœuds de l'insert

Un exemple d'évolution de température dans l'insert est montré sur la figure 6.17. L'insert voit sa température monter beaucoup moins vite que celle des gaz. Pour une même abscisse, par exemple $x = 30$ mm, la température de l'insert monte de 20 K en 12 ms, alors que pendant ce temps la température de la couche de gaz adjacente a diminué de 700 K (cf. Fig. 6.15) en moins de une milliseconde. Cela est dû au fait que l'insert a une capacité thermique beaucoup plus grande que les gaz brûlés.

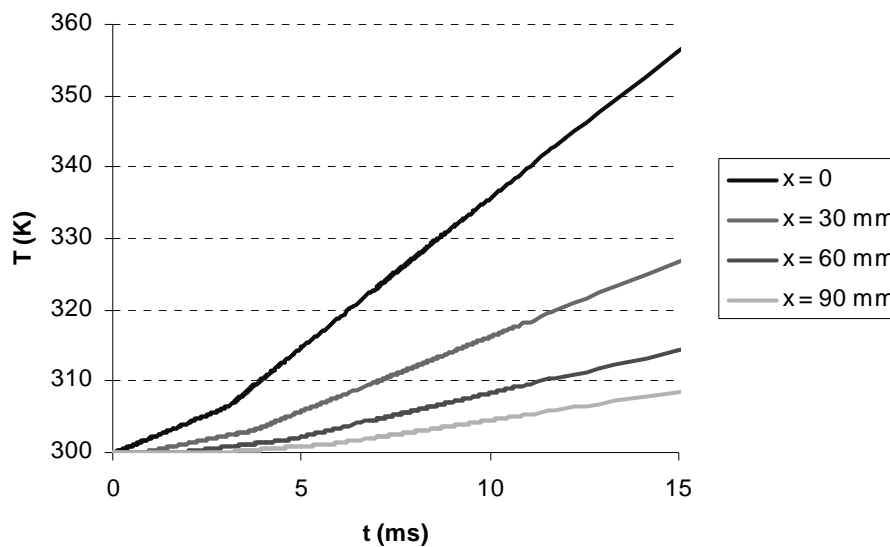


Fig. 6.17 : Evolution de la température de l'insert, le long de l'axe Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 157$ cm²

6.3.3. Prédiction de l'extinction de la flamme

Les résultats numériques ci-dessus mettent en évidence les pertes de chaleur subies par les gaz chauds lors de leur passage dans l'insert, et confirment donc que celui-ci agit comme un absorbeur de chaleur.

Pour être en mesure de prédire le passage ou non de la flamme dans l'insert, il faut définir un critère d'extinction de la flamme. Pour un mélange parfait, l'extinction se produit lorsque sa température moyenne devient inférieure à la température d'inflammation (évaluée à

798 K pour un mélange propane-air stoechiométrique, [82]). C'est pourquoi nous définissons une température de mélange $T_{mél}$ de la façon suivante (température moyenne des gaz sur la tranche située à la fin de l'insert) :

$$T_{mél} = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} \dot{m}_i \cdot C_{p_i} \cdot T_i}{\sum_{i=1}^{N_s} \dot{m}_i \cdot C_{p_i}} \quad (32)$$

Les termes de débit (\dot{m}_i), de chaleur massique (C_{p_i}) et de température (T_i) sont relevés à la sortie de l'insert, et dépendent du temps. Cette température virtuelle permet en outre de tenir compte, en partie, du mélange de gaz entre les couches de l'insert, ce qui n'est pas pris en compte dans le modèle nodal.

Nous faisons l'hypothèse que si $T_{mél}$ devient supérieure à 800 K, la flamme doit passer à travers l'insert, donc le mélange en aval doit s'allumer. Au contraire, si la valeur maximale de $T_{mél}$ ne dépasse pas 800 K, la flamme peut être coincée (mais pas nécessairement).

La figure 6.18 présente l'évolution de la température des gaz dans la section de sortie de l'insert, pour les nœuds situés sur l'axe ($y = 0$) et sur la périphérie de l'insert ($y = 16.5$ mm), ainsi que l'évolution de $T_{mél}$:

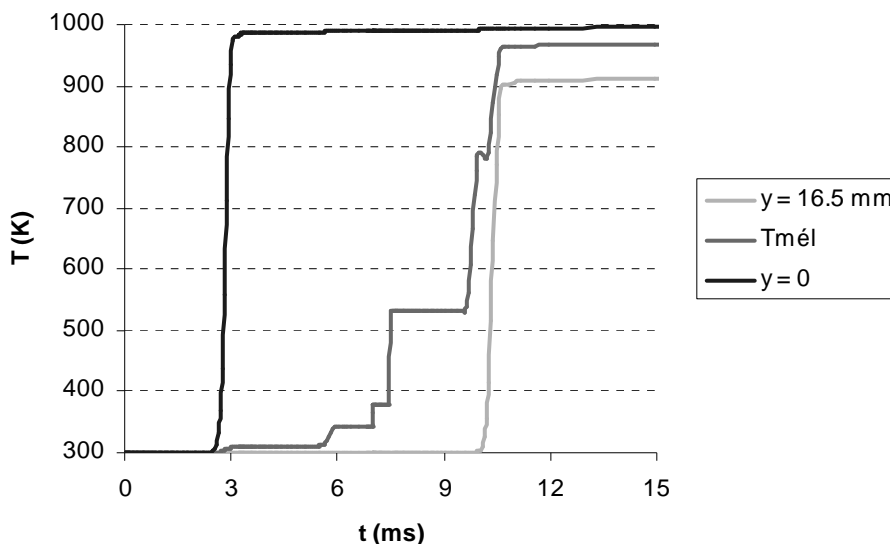


Fig. 6.18 : Evolution de la température des gaz à la sortie de l'insert ($x = 90$ mm)
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36$ mm, $L_T = 1.6$ m) - insert $S_{INS} = 157$ cm²

$T_{mél}$ commence à augmenter lorsque le front de flamme atteint le dernier nœud de gaz, sur l'axe de l'insert ($y = 0$). La température de mélange augmente ensuite par palier, en raison du profil de température imposé à l'entrée de l'insert. La température à la périphérie ($y = 16.5$ mm) augmente avec un retard de 7.5 ms, conformément aux résultats de la figure 6.16. La valeur maximale atteinte par $T_{mél}$, notée par la suite T_M , est d'environ 970 K, c'est à dire supérieure à la valeur de 800 K retenue pour notre critère. Ce résultat est en bon accord avec l'expérience, puisque dans ces conditions on observe la transmission de la flamme à travers l'insert.

Plus précisément, $T_{mél}$ devient supérieure à 800 K à $t \approx 10$ ms, ce qui peut signifier que la flamme est, dans un premier temps, coincée dans l'insert (température inférieure à 800 K), puis finalement arrive à se propager dans le tube. Dans notre modélisation, la cause de cette transition vient du profil de température imposé à l'entrée du tube : le pourcentage d'occupation du tube par les gaz brûlés augmente au fur et à mesure. Par analogie, on pourrait donc supposer que, dans le cas expérimental, l'insert ne parvient plus à empêcher la transmission de la flamme lorsque la dimension latérale occupée par la flamme dans la section d'entrée du tube (puis par les gaz brûlés lorsque le mélange frais dans les coins de la chambre est consommé) dépasse un certain diamètre.

Pour approfondir cette remarque, un zoom de la propagation de la flamme dans l'insert étudié ($S_{INS} = 157$ cm²) est présenté sur la séquence d'images de la figure 6.19. L'abscisse $x = 0$ correspond au début de l'insert, ce qui n'est pas visible ici puisque la bride entre la chambre et le tube cache un tiers de la longueur de l'insert. Afin de pouvoir comparer avec l'évolution de température de la figure 6.18, le temps $t = 0$ ms correspond au moment où la flamme pénètre dans le tube.

Après que la flamme soit rentrée dans le tube, on aperçoit d'abord un jet fin ($t = 1$ ms) qui correspond à la première couche de l'insert. Le jet s'agrandit ensuite jusqu'à ce que une zone de gaz brûlés soit « accrochée » après l'insert ($t = 4$ ms). A ce moment, on a un mélange très turbulent entre la zone centrale occupée par les gaz brûlés et la zone périphérique où se propagent des gaz frais, ce qui coince la flamme.

A $t = 5-6$ ms, cette zone de gaz accrochée à la sortie de l'insert augmente au fur et à mesure que la dimension latérale occupée par les gaz brûlés à l'entrée du tube augmente. On peut supposer, pour faire l'analogie avec le modèle thermique, que les gaz brûlés se propagent dans les trois couches de l'insert, et que les gaz frais se propagent dans la dernière couche,

située entre l'insert et le tube. Finalement, à $t = 7$ ms la quantité de gaz brûlés est trop importante et ne permet plus d'empêcher l'allumage du mélange frais situé en aval.

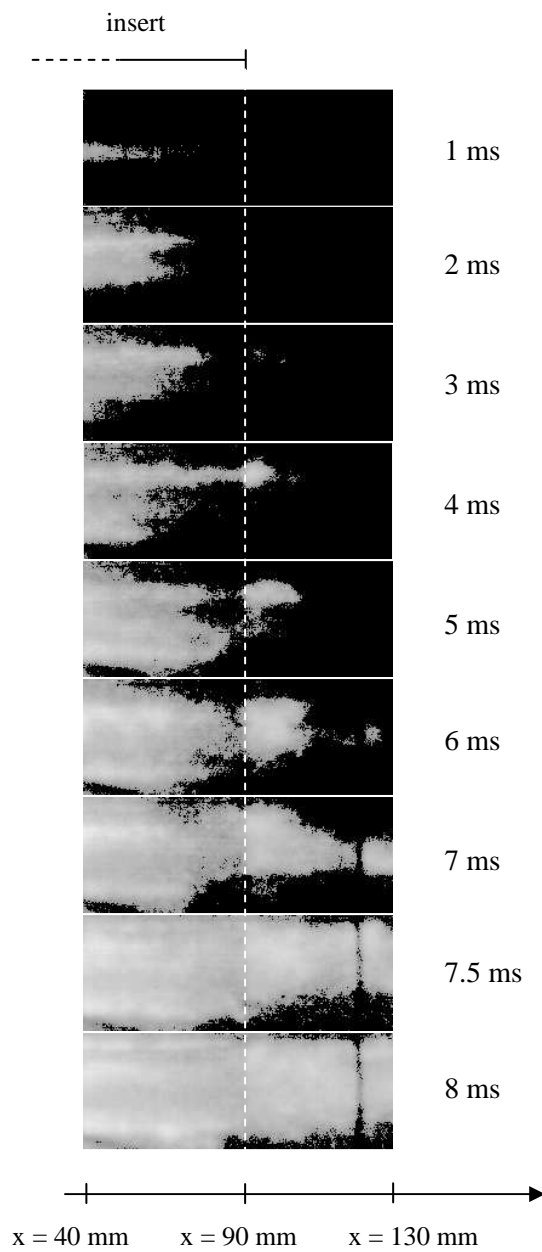


Fig. 6.19 : Propagation de la flamme dans l'insert $S_{INS} = 157 \text{ cm}^2$ (70000 im/s)
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)

Deux hypothèses semblent pouvoir être avancées au vu de ces images :

- Le coincement ou non de la flamme s'opère en aval de l'insert, et dépend du mélange très turbulent entre les gaz brûlés et les gaz frais. Le fait d'avoir défini une température de mélange dans la section de sortie de l'insert est donc pleinement justifié.
- Le temps entre l'entrée de la flamme dans le tube et sa transmission hors de l'insert dépend en premier lieu de la quantité de chaleur absorbée par l'insert, mais il est aussi influencé par l'évolution de la proportion de gaz brûlés à l'entrée de l'insert. Ce temps est de 7 ms environ ici, alors que pour notre modèle nous obtenons 10 ms. Cet écart vient du profil de température utilisé pour les conditions limites, qui n'est pas parfaitement réaliste.

Afin de vérifier ces constatations dans le cas où l'on a extinction de la flamme, nous présentons sur la figure 6.20 un zoom de la propagation de la flamme lorsque un insert de surface $S_{INS} = 220 \text{ cm}^2$ ($L_{INS} = 105 \text{ mm}$ et $N_S = 4$) est placé à l'entrée du tube. Pour obtenir un contraste suffisant entre gaz frais et gaz brûlés, la visualisation a été très intensifiée. Aussi, il est difficile de savoir si on observe la flamme où plutôt des gaz chauds à température élevée.

On observe, de même que pour l'insert précédent, une zone de gaz brûlés qui est accrochée à la fin de l'insert ($t = 6 \text{ ms}$), et s'agrandit par la suite ($t = 7 \text{ ms}$). A $t = 8 \text{ ms}$, cette zone commence à progresser dans le tube, atteignant une abscisse $x = 650 \text{ mm}$ à $t = 10 \text{ ms}$. Par la suite, la luminosité décroît probablement en raison d'un refroidissement des produits brûlés par mélange avec les gaz frais. On peut donc supposer que la température des gaz brûlés lorsqu'ils sortent de l'insert est trop basse pour pouvoir permettre la propagation de la flamme dans le tube. Dans ce cas (extinction totale), on peut supposer que la flamme est coincée dans l'insert, et qu'au-delà les conditions de réallumage ne sont pas satisfaites

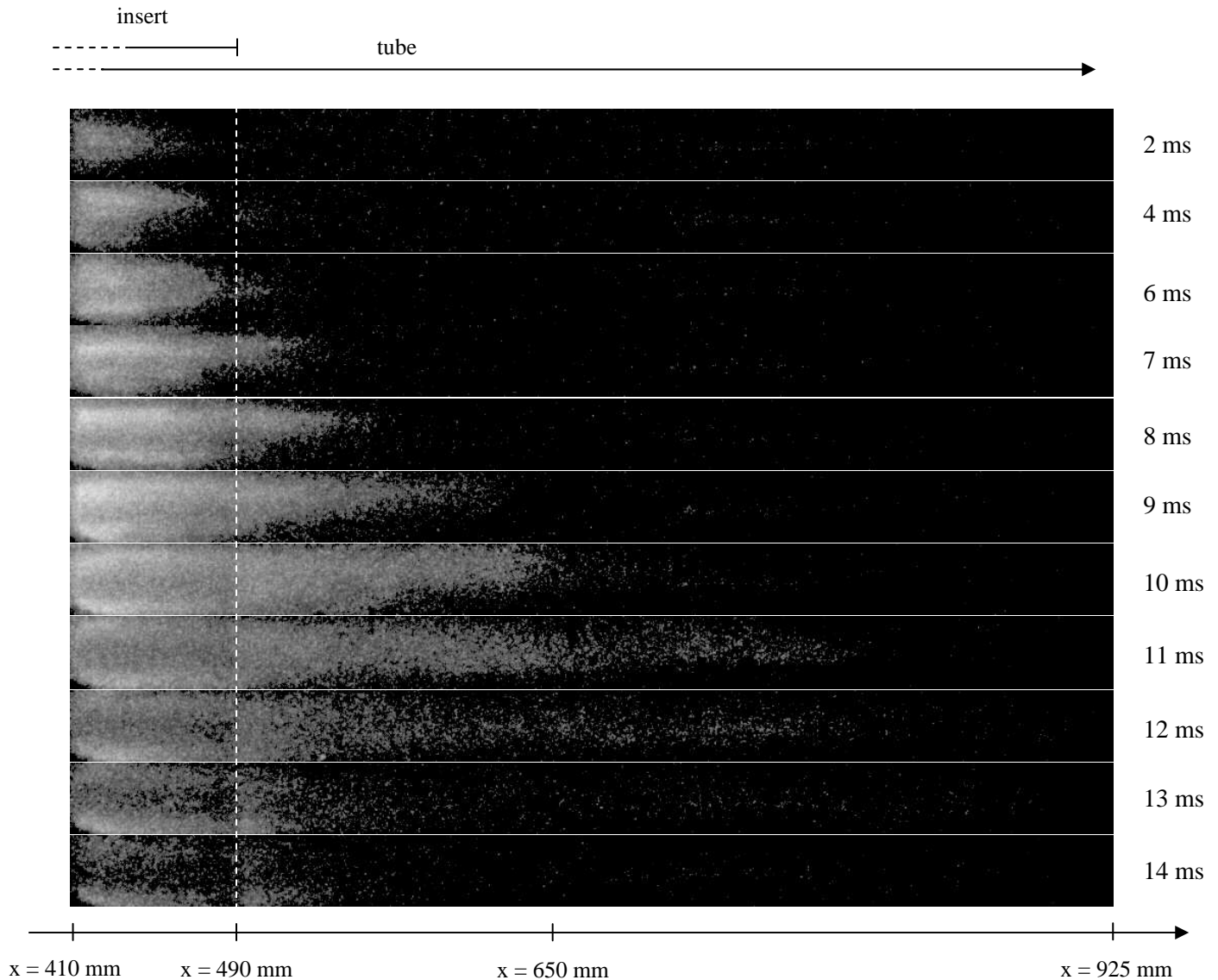


Fig. 6.20 : Propagation de la flamme dans l'insert $S_{INS} = 220 \text{ cm}^2$ (15000 im/s)
Chambre (A) - tube ($\varnothing_T = 36 \text{ mm}$, $L_T = 1.6 \text{ m}$)

6.3.4. Comparaison expériences / modèle thermique

Nous avons comparé les effets dus à l'ajout d'un insert pour deux configurations différentes, l'une avec la chambre (A) et le tube de diamètre 36 mm, l'autre avec la chambre raccourcie (B) avec un tube diamètre 21 mm. Pour chacune de ces configurations, nous avons pu obtenir les trois comportements différents de la flamme en faisant varier les caractéristiques de l'insert.

Sur le tableau 6.1 nous avons indiqué les valeurs de la surface des inserts permettant d'obtenir les trois cas de propagation de la flamme, pour chacune des deux configurations, ainsi que la valeur de T_M obtenue par le modèle thermique :

Comportement de la flamme	Chambre (A) avec tube $\varnothing_T = 36$ mm		Chambre (B) avec tube $\varnothing_T = 21$ mm	
	S_{INS} (cm ²)	T_M (K)	S_{INS} (cm ²)	T_M (K)
La flamme passe à travers l'insert, « explosion secondaire retardée »	108	1260	49	1020
La flamme passe à travers l'insert, « extinction partielle » (pas d'explosion secondaire)	157	970	56	940
La flamme ne passe pas, « extinction totale »	220	850	63	870

Tableau 6.1 : Comparaison entre expériences et calcul de T_M à la sortie de l'insert

On note que les valeurs de T_M obtenues dans les cas d'extinction sont très proches entre les deux configurations : on obtient $T_M \approx 860$ K pour le cas où la flamme est éteinte dans l'insert, et $T_M \approx 950$ K pour l'extinction partielle. Pour le troisième cas (explosion secondaire retardée), les valeurs sont différentes, mais il faut considérer que l'explosion ne survient pas au même endroit pour les deux cas : elle survient au milieu du tube pour le cas avec la chambre (A), et à la fin du tube pour l'autre. Ainsi, on peut supposer pour ce dernier cas (chambre (B)) que si l'on diminue encore la longueur de l'insert, on obtiendra une explosion plus tôt dans le tube, et que la valeur de T_M sera plus grande (en diminuant la longueur de l'insert, on diminue les pertes de chaleur subies par la flamme et la température des gaz brûlés est plus élevée), donc plus proche de 1260 K comme dans la première configuration.

Dans le cas où la flamme est éteinte dans l'insert, les valeurs obtenues sont très proches du critère $T_{mél} = 800$ K, mais un peu supérieures. Pour améliorer le modèle thermique de façon à ce qu'il prédise de manière plus précise l'extinction de la flamme (i.e. de façon à ce que T_M soit inférieure à 800 K lorsque on a extinction totale), il faudrait prendre en compte

la turbulence dans l'insert, car elle contribue à accroître les échanges thermiques (étirement de la flamme, dilution des gaz frais). Cela pourrait se faire simplement en introduisant un facteur de turbulence dans les échanges convectifs (mais le choix de ce facteur de turbulence nécessite une étude préalable par simulations numériques de l'intensité de turbulence générée dans le tube pour chaque configuration).

Toutefois, même si l'étude ci-dessus utilise un critère d'extinction global (alors que l'extinction se produit localement), nous avons montré que les différents modes de transmission de la flamme peuvent être expliqués et prédits, au moins qualitativement, par une analyse portant sur l'absorption de chaleur dans l'insert : nous pouvons, en fonction de la valeur de T_M , prédire le comportement de la flamme.

6.4. Essais à grande échelle

Les expériences à grande échelle ont été réalisées à l'INERIS dans une cuve de 1 m^3 munie d'un tube de diamètre $\varnothing_T = 260 \text{ mm}$ et de longueur $L_T = 7.25 \text{ m}$, dont les détails (positions des capteurs) sont décrits au § 2.5.

6.4.1. *Expériences sans insert*

La figure 6.21 présente l'évolution de pression dans la cuve et à différents endroits du tube pour un mélange propane-air de richesse $r = 1.06$.

De 0 à 121 ms environ, la flamme se propage dans la chambre, la pression monte progressivement dans la cuve et le tube. A $t = 121 \text{ ms}$, la pression monte brusquement à l'entrée du tube (courbe du capteur P_2), ce qui s'explique par le fait que la flamme vient de pénétrer dans le tube.

Un changement se produit à $t = 125.5 \text{ ms}$: la pression monte de manière très rapide à la fois dans la cuve (P_1) et au milieu du tube (P_3), indiquant que l'explosion secondaire vient de se produire. L'explosion accélère la flamme dans le tube, provoquant une augmentation de la pression devant le front de flamme. Lorsque la flamme est à la sortie du tube ($t \approx 137 \text{ ms}$), le capteur P_4 indique une surpression de 6.6 bar.

On peut noter de plus la présence d'un deuxième pic de pression sur les courbes des capteurs P_2 et P_3 , à la fois à l'entrée et au milieu du tube, pour des instants très proches de $t = 141$ ms. Ces surpressions peuvent être dues à la réflexion des ondes de pression en provenance de l'extrémité du tube.

Finalement, la surpression dans la cuve atteint un maximum $\Delta P_{max} = 3.85$ bar à $t = 155$ ms.

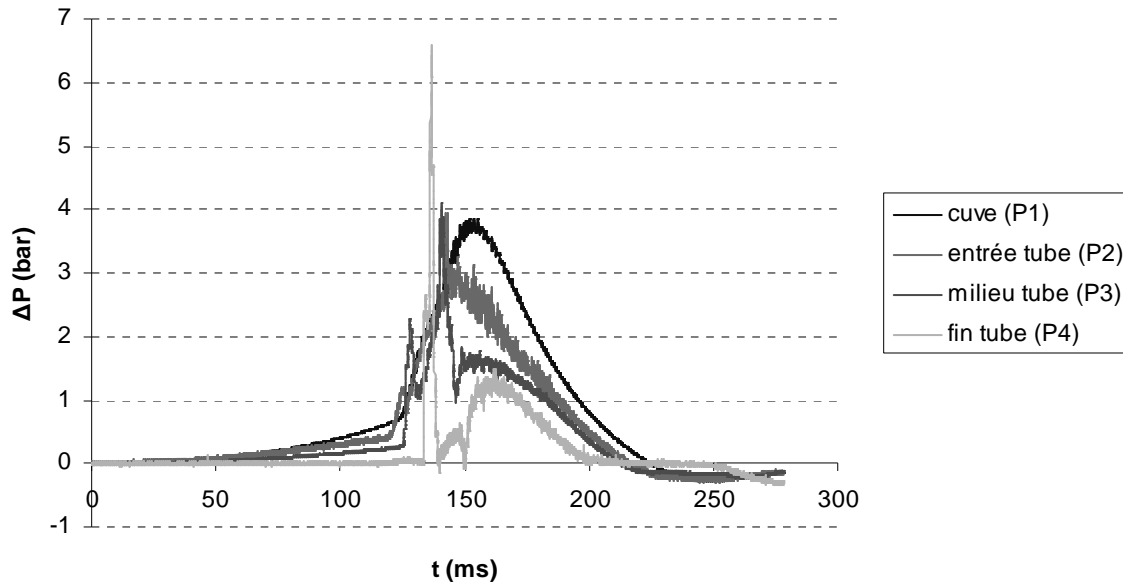


Fig. 6.21 : Evolution de pression dans la cuve et le tube
Mélange propane-air, richesse 1.06
Chambre 1m^3 - tube ($\varnothing_T = 260$ mm, $L_T = 7.25$ m)

6.4.2. Comparaison avec les simulations numériques

La simulation du cas à grande échelle a été réalisée de la même façon que pour celles à petite échelle : le coefficient A a été laissé à 19 pendant toute la propagation jusqu'à ce l'explosion secondaire se produise, il a été ensuite diminué progressivement pour assurer la convergence des calculs (à chaque fois que le calcul diverge, on réduit sa valeur de moitié).

Une comparaison avec le cas expérimental de l'évolution de pression dans la cuve est présentée sur la figure 6.22. On constate que la simulation reproduit de manière satisfaisante l'expérience. On peut donc l'utiliser pour obtenir la vitesse de l'écoulement en entrée du tube. Dans ces conditions, on obtient une vitesse $V \approx 250$ m/s. C'est cette valeur qui sera appliquée à toute la section d'entrée du tube pour les calculs avec le modèle thermique de l'insert.

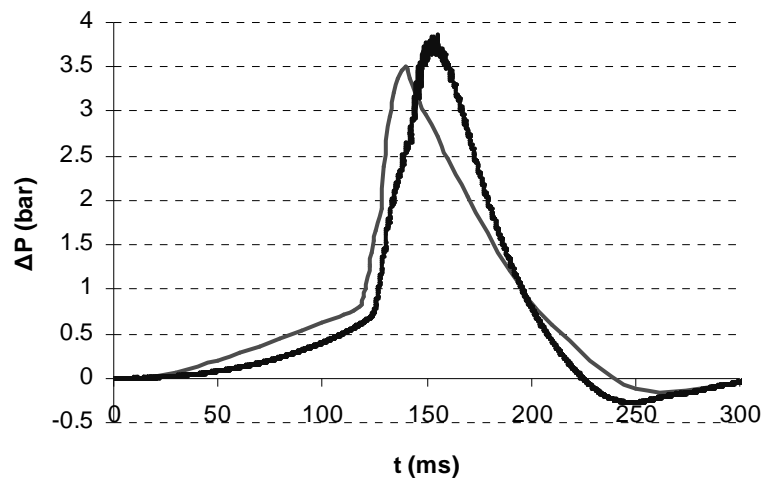


Fig. 6.22 : Evolution de la pression dans la cuve
 Comparaison entre la courbe expérimentale (—) et la simulation numérique (—)
 Chambre 1m^3 - tube ($\varnothing_T = 260\text{ mm}$, $L_T = 7.25\text{ m}$)

6.4.3. Dimensionnement de l'insert

Pour utiliser le modèle thermique dans le cas du montage à grande échelle, comme nous n'avons pas de profil de température en entrée du tube, nous avons supposé que toute sa section était occupée par les gaz brûlés, dès le début du calcul à $t = 0\text{ ms}$. Bien que ce profil soit peu réaliste, il permet néanmoins d'obtenir la température de mélange maximale T_M que l'on obtiendrait avec un profil échelonné. En effet, si l'on se réfère à la figure 6.18 du § 6.3.3, nous avons vu que la température de mélange $T_{mél}$ augmente par palier jusqu'à T_M car nous avons appliqué un profil échelonné en entrée du tube. Si, pour ce cas là, nous avons adopté un profil constant (toute la section occupée par les gaz dès le début du calcul), la température à la périphérie ($y = 16.5\text{ mm}$) augmenterait au même moment que la température sur l'axe ($y = 0$) au lieu d'avoir un retard de 7.5 ms . Cependant, cela ne changerait pas la température maximale atteinte au bord, ni celle sur l'axe, et donc la valeur de T_M serait identique (la différence viendrait du fait qu'elle n'est pas atteinte au même moment).

Avec ces hypothèses, nous avons calculé les dimensions de l'insert qui conduirait à la plus importante atténuation de pression dans la cuve (cas de l'extinction partielle dans les expériences à petite échelle), c'est-à-dire pour lequel la valeur de T_M est proche de 950 K .

Bien que l'on soit dans une configuration presque homothétique au cas de la chambre (B) avec un tube de diamètre 21 mm (rapport d'allongement de l'enceinte L/D égal à 1.4 pour

la chambre (B), et à 1.75 pour la cuve), il n'est pas envisageable de dimensionner l'insert en extrapolant ses caractéristiques directement par une loi de similitude. Cela conduirait à des diamètres de fil de 5.5 mm et à un espace entre chaque spire d'environ 40 mm, ce qui est trop grand pour que l'insert puisse agir efficacement sur la flamme. En effet, la température T_M calculée par le modèle thermique serait d'environ 1400 K, ce qui est insuffisant pour empêcher l'apparition de l'explosion secondaire dans le tube, d'après les résultats du § 6.3.4.

Nous avons donc d'abord choisi le diamètre des fils composant le tamis (égal à 1 mm), la longueur des mailles (qui passe de 2 à 5.5 mm), puis le nombre de spires (ici égal à 16), de façon à obtenir un ratio de blocage de l'écoulement identique au cas de l'échelle de laboratoire (ratio d'environ 13 %). Avec ce choix de paramètres, le calcul avec notre modèle thermique de la longueur de l'insert permettant d'obtenir $T_M \approx 950$ K conduit à la valeur $L_{INS} = 300$ mm.

Sur la figure 6.23 est tracée l'évolution de température en sortie d'un insert de longueur $L_{INS} = 300$ mm. La température de mélange $T_{mél}$ monte directement à un maximum de 940 K, puisque le profil de température en entrée est uniforme. Seule la courbe correspondant à la couche de gaz située près du bord de l'insert ($y = 125$ mm) présente un retard de quelques millisecondes. Les pertes de chaleur près de la paroi sont plus importantes, donc la température est moins élevée. Or la température a une influence sur la vitesse des gaz (cf. 3.2.2, on suppose que le débit massique $\dot{m} = \rho VS$ se conserve de tranche en tranche, donc la vitesse est proportionnelle à la température), ce qui explique le léger retard de 0.5 ms.

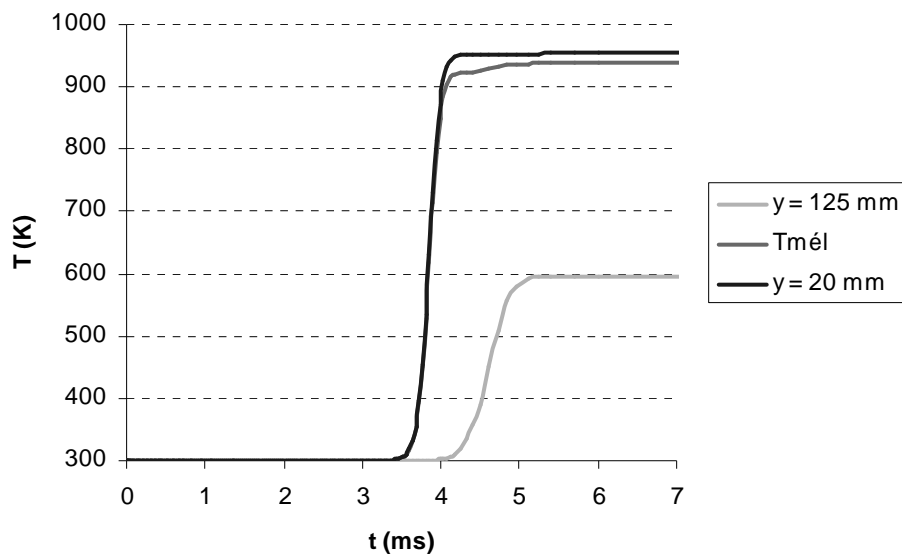


Fig. 6.23 : Evolution de la température des gaz à la sortie de l'insert ($N_S = 16$, $L_{INS} = 300$ mm)
Chambre 1m^3 - tube ($\varnothing_T = 260$ mm, $L_T = 7.25$ m)

Selon les premières conclusions du § 6.3.4, cet insert serait donc susceptible d'éviter l'apparition de l'explosion secondaire dans le tube, sans pour autant empêcher la propagation de la flamme.

6.4.4. Expériences avec l'insert

La figure 6.24 présente l'évolution de pression dans la cuve avec un insert fabriqué à partir des caractéristiques définies ci-dessus, et placé dans le tube à 250 mm au-delà de l'entrée :

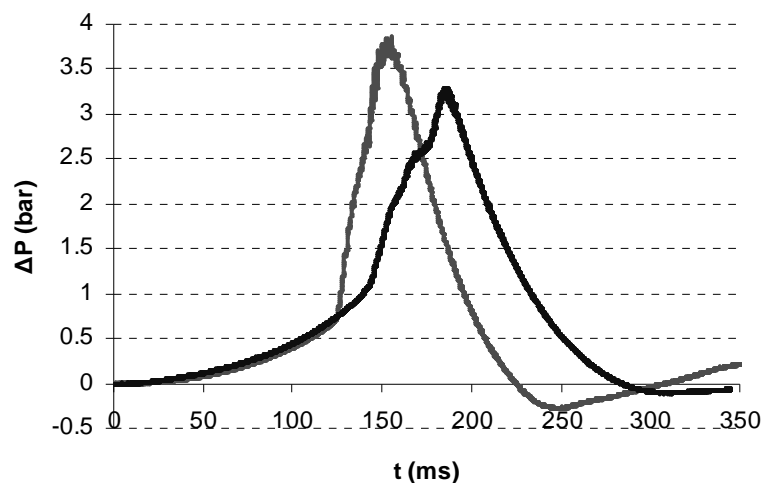


Fig. 6.24 : Pression dans la cuve, mélange propane-air, richesse 1.06
sans insert (—) et avec insert (—)
Chambre 1m³ - tube ($\varnothing_T = 260$ mm, $L_T = 7.25$ m)

Comme on peut le voir, en présence de l'insert on observe encore une assez brusque augmentation de pression, mais moins rapide que dans le cas sans insert. Les enregistrements des sondes dans le tube indiquent que l'insert n'empêche pas l'explosion secondaire dans le tube. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce résultat. D'une part, le propane et l'air sont injectés par balayage dans la cuve. Il faudrait donc, pour obtenir un mélange de composition homogène, attendre un temps suffisamment long (de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes) avant de déclencher le tir. Or ce n'est pas le cas, puisque celui-ci est déclenché environ une minute après l'injection du gaz. La turbulence dans le milieu réactif reste donc élevée, ce qui

peut modifier la vitesse de la flamme et de l'écoulement des gaz dans la cuve et le tube, et donc les conditions d'extinction dans l'insert.

D'autre part, l'insert est positionné 250 mm après l'entrée du tube. La flamme a donc pu être accélérée avant de se propager dans l'insert, voire même l'explosion secondaire se produire, puisque nous savons que cette explosion se produit à une distance d'environ deux diamètres de tube (cf. § 5.2.2), soit, ici, entre 260 et 520 mm. Quelques essais ont été réalisés avec un insert affleurant à l'entrée du tube, mais pour des mélanges de richesses différentes ($r \approx 1.01$). Malheureusement, nous ne disposons pas à l'heure actuelle de résultats permettant une comparaison avec un tir sans insert pour une même richesse du mélange gazeux.

Quoi qu'il en soit, on constate que pour la configuration étudiée, la montée en pression dans la chambre est moins rapide, et la pression maximale est moins élevée. On peut penser qu'une optimisation des caractéristiques de l'insert (en particulier son allongement) est susceptible d'en augmenter les performances et de conduire à une réduction plus importante de la pression dans la chambre.

Synthèse des travaux et conclusions

Nous avons abordé, dans ce mémoire, l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange dans un confinement avec un changement de section (enceinte fermée connectée à un tube). Cet agencement particulier provoque une accélération de la flamme, puis, dans certains cas, une explosion secondaire à l'entrée du tube. L'explosion conduit à une augmentation de la pression dans l'enceinte jusqu'à des niveaux incompatibles avec les limites de résistance mécanique des installations industrielles. Un moyen de minimiser ces surpressions importantes est d'utiliser un dispositif permettant de coincer la flamme, un insert, que l'on place à l'entrée de la conduite.

Dans le cadre de ce travail, on a cherché, en premier lieu, à mieux comprendre les mécanismes qui gouvernent la propagation de la flamme dans cette configuration et, en particulier, son passage dans la conduite, en mettant en évidence les paramètres qui influencent l'accélération ou le coincement de la flamme. Pour cela, on a confronté les résultats d'observations expérimentales basées principalement sur des visualisations instantanées de la flamme à cadence élevée, à ceux fournis par des simulations numériques.

A cet effet, des chambres de section circulaire et des tubes de tailles différentes ont été utilisés, avec des parois transparentes pour permettre la visualisation. La configuration de base de notre étude est une chambre de diamètre $\varnothing_C = 100$ mm et de longueur $L_C = 385$ mm, à laquelle est connecté un tube de diamètre $\varnothing_T = 36$ mm et de longueur $L_T = 1.6$ m. Les visualisations ont été faites en lumière directe, par tomographie laser, ainsi que par strioscopie.

On a ensuite étudié l'influence d'inserts de tailles variables sur la propagation de la flamme. Notre objectif était de mettre au point un modèle thermique de l'insert dans le but d'établir l'importance des pertes thermiques subies par l'écoulement et la flamme lors du passage à travers l'insert. Le modèle est basé sur une méthode nodale. L'influence de la turbulence de l'écoulement sur la flamme a été négligée.

a/ Propagation de la flamme dans la chambre

- Dans la chambre fermée ou la chambre munie d'un orifice d'évacuation (évent) de faible diamètre \varnothing_S (relativement à \varnothing_C), on observe l'apparition de « l'effet tulipe » (caractérisé par l'inversion de la courbure du front) lorsque la flamme se propage dans la seconde moitié de la chambre. L'existence de ce phénomène a une importance décisive sur l'évacuation des gaz par l'orifice de sortie. Pour des orifices de « petit » diamètre, l'effet tulipe conduit à l'existence d'une poche de gaz frais devant l'orifice : la flamme pénètre alors dans l'orifice par sa périphérie. Lorsqu'on augmente le diamètre de l'orifice, l'effet tulipe se produit de plus en plus loin, jusqu'à disparaître pour des diamètres \varnothing_S suffisamment grands. La flamme est alors étirée en direction de l'orifice et y pénètre dans sa partie centrale. Le diamètre critique d'ouverture pour lequel on observe ce changement de comportement se situe à environ $\varnothing_S = 21$ mm pour la configuration expérimentale de base.
- On peut corréler le changement de comportement du front lors de l'effet tulipe aux changements observés de l'évolution de pression dans la chambre. Le ralentissement du front de flamme s'accompagne d'un ralentissement de l'augmentation de pression dans la chambre. Ce ralentissement semble être une conséquence de la diminution de la surface du front de flamme lorsque celui-ci s'aplatit, et non de l'augmentation des pertes thermiques lorsque le front de flamme touche les parois latérales de la chambre.
- Le déclenchement de l'effet tulipe dépend, dans notre cas, de la compétition entre la recirculation à contre-courant des gaz brûlés (qui est renforcée lorsque la flamme approche des parois latérales de la chambre), et l'accélération de l'écoulement devant le front de flamme (qui est d'autant plus importante lorsque on agrandit le diamètre d'ouverture \varnothing_S).

b/ Conséquences de l'adjonction d'un tube à la sortie de la chambre

- Lorsqu'on connecte un tube en sortie de l'orifice d'évacuation, on observe la formation d'une explosion secondaire dans le tube, à une distance de l'entrée d'environ 2 fois le diamètre, qui est responsable de la propagation d'une onde de

pression rétrograde dans la chambre. Dans le cas des « petits » diamètres de tube ($\varnothing_T \leq 16$ mm), ce phénomène contribue à une limitation supplémentaire du débit d'évacuation de la chambre : la pression continue à croître lentement jusqu'à la fin de la combustion des gaz frais situés dans la chambre (la valeur de la pression maximale n'excédant pas de plus de 50% celle en l'absence de tube). A l'inverse, pour les « grands » diamètres de tube ($\varnothing_T > 21$ mm), une importante remontée des gaz brûlés vers la chambre produit un mélange turbulent avec les gaz frais situés dans les angles morts, et une intensification de la combustion de ceux-ci : ce phénomène est responsable d'une augmentation brutale et très élevée de la pression de chambre (jusqu'à 5 fois plus qu'en l'absence de tube). La différence avec le cas précédent vient du fait que dans le cas des « petits tubes », le front de flamme a été incurvé par l'effet tulipe, et lorsque l'explosion se produit, il y a moins de gaz frais dans les coins de la chambre.

- Les simulations numériques reproduisent qualitativement et quantitativement les observations expérimentales. Nous avons pu reproduire, selon les cas, à la fois l'effet tulipe et l'explosion secondaire dans le tube. De plus, les évolutions de pression calculées dans la chambre sont similaires à celles obtenues expérimentalement. Cet accord reste dépendant d'une valeur corrigée de la constante empirique intervenant dans le calcul du taux de réaction des espèces. En effet, la constante influe sur la vitesse globale de combustion, et donc un ajustement de sa valeur est nécessaire pour tenir compte des effets locaux subis par la flamme au cours de sa propagation, dont on sait qu'ils jouent un rôle très important (ralentissement de la partie centrale du front de flamme lors de l'effet tulipe, étirement du front au changement de section...).

c/ Mécanismes de coincement de la flamme par ajout d'un insert à l'entrée du tube

- L'étude expérimentale de l'influence de l'insert sur les mécanismes de propagation de la flamme a montré que l'extinction était fonction de la surface de tamis en contact avec la flamme. En augmentant les pertes de chaleur dans la flamme, l'insert peut retarder la pénétration de la flamme dans le tube (et l'explosion secondaire qui y est associée) et prolonger ainsi l'évacuation « calme » des gaz de la chambre. Dans les cas des inserts très compacts ou longs, on peut obtenir l'extinction du front de flamme à la

sortie de l'insert. Cependant les pertes de charges augmentent avec la taille de l'insert et l'évacuation des gaz de la chambre est moins efficace ; par conséquent, la pression dans la chambre augmente aussi. Une optimisation du dispositif est donc nécessaire pour obtenir une atténuation maximale de la surpression dans la chambre.

- L'optimisation de l'insert demande la connaissance des pertes thermiques subies par l'écoulement et la flamme lors du passage à travers l'insert. Nous avons pu les caractériser en modélisant les transferts thermiques entre l'insert et le gaz à l'aide d'une méthode nodale. Le brassage des gaz brûlés avec le mélange frais et le refroidissement de la zone de réaction qui en résulte ont été simulés par une homogénéisation numérique artificielle des gaz à la sortie de l'insert.
- Nous avons défini un critère de transmission de la flamme au delà de l'insert, basé sur la comparaison entre la température d'auto-inflammation du mélange réactif avec une température moyenne des gaz calculée en sortie de l'insert. Les résultats du modèle thermique sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, confirmant ainsi le rôle prépondérant des pertes thermiques provoquées par l'insert sur le coincement de la flamme.

Ces résultats permettent d'envisager d'utiliser ce modèle comme outil de dimensionnement des inserts dans des situations réelles. Dans ce but, une première série d'expériences a été entreprise sur une installation à grande échelle, à l'INERIS, mais leur nombre est encore trop limité pour en tirer des conclusions fiables.

d/ Perspectives

- Nous avons étudié l'influence de certains paramètres géométriques sur l'apparition de l'effet tulipe, à savoir la longueur de la chambre et le diamètre de l'orifice de sortie. Or les parois latérales de la chambre ont une influence importante sur ce phénomène, puisqu'elles limitent l'expansion latérale des gaz brûlés et favorisent leur recirculation à contre-courant. Une étude paramétrique de l'influence du diamètre de la chambre pourrait s'avérer utile (pour une chambre de longueur fixe munie d'un orifice de diamètre fixe).

- Le modèle thermique pourrait être amélioré de façon à ce qu'il prédise de manière plus précise l'extinction de la flamme. Il faudrait pour cela prendre en compte la turbulence dans l'insert, en introduisant un facteur de turbulence dans les échanges convectifs. Le choix de ce facteur nécessiterait une étude préalable par simulations numériques de l'intensité de turbulence générée dans le tube pour chaque configuration.

tel-00259522, version 1 - 28 Feb 2008

Bibliographie

- [1] Lewis B. and Von Elbe G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases, Third edition*, Academic Press, London, U.K (1987).
- [2] Metghalchi M. and Keck J.C., *Laminar Burning Velocity of Propane-Air Mixtures at High Temperature and Pressure*, *Combustion and Flame*, vol. 38, pp. 143-154 (1980).
- [3] Andrews G.E. and Bradley D., *Determination of Burning Velocities: A critical Review*, *Combustion and Flame*, vol. 18, pp. 133-153 (1972).
- [4] Leyer J.C., *Interaction between combustion and gas motion in the case of flames propagating in tubes*, *Acta Astronautica*, vol. 14, pp. 445-451 (1969).
- [5] Markstein G. H., *Non steady Flame Propagation*, Pergamon Press, New York (1964).
- [6] Zeldovich Ya.B., Barenblatt, G.I., Librovich, V.B., Makhviladze G.M., *Mathematical Theory of Combustion and Explosion*, Moscou, Nauka (1980).
- [7] Bradley D., Cresswell T. M. and Puttock J. S., *Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large-scale explosions*, *Combustion and Flame*, vol. 124 (4), pp. 551-559 (2001).
- [8] Abdel-Gayed R.G., Bradley D., and Lawes M., *Turbulent burning velocities : a general correlation in terms of straining rates*, *Proc.R.Soc.*, London, vol. A414, pp. 389-413 (1987).
- [9] Bray K.N.C., *Studies of turbulent burning velocities*, *Proc. Roy. Soc.*, London, Vol. A431, pp. 315-325 (1990).
- [10] Gülder O.L., *Turbulent Premixed Flame Propagation Models For Different Combustion Regimes*, 23th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 743-750 (1990).
- [11] Ellis O.C. de C. and Wheeler R.V., *Explosions in Closed Cylinders. Part III. The Manner of Movement of Flame*, *Journal of the Chemical Society*, Part 2, pp. 3215-3218 (1928).
- [12] Guenoche H. and Jouy M., *Changes In the Shape of Flames Propagating in Tubes*, 4th Symposium (Int.) on Combustion, Williams and Wilkins, Baltimore, pp. 403-407 (1953).
- [13] Guenoche H., *Flame propagation in tubes and in closed vessels*, In : *Non steady Flame Propagation* (ed. G.H. Markstein), Macmillan (1964).
- [14] Leyer J.C. and Manson N., *Development of Vibratory Flame Propagation in Short Closed Tubes and Vessels*, 13th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 551-557 (1971).

- [15] Starke R. and Roth P., *An Experimental Investigation of Flame Behavior During Cylindrical Vessel Explosions*, Combustion and Flame, vol. 66, pp. 249-259 (1986).
- [16] Dunn-Rankin D., Barr P.K. and Sawyer R.F., *Numerical and experimental study of 'Tulip' flame formation in a closed vessel*, 21st Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1291-1301 (1986).
- [17] Clanet C. and Searby G., *On the 'Tulip Flame' Phenomenon*, Combustion and Flame, vol. 105, pp. 225-238 (1996).
- [18] Dunn-Rankin D. and Sawyer R.F., *Tulip flames: changes in shape of premixed flames propagating in closed tubes*, Experiments in Fluids, vol. 24, pp. 130-140 (1998).
- [19] Rotman D.A. and Oppenheim A.K., *Aerothermodynamic Properties of Stretched Flames in Enclosures*, 21st Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1303-1312 (1986).
- [20] Gonzalez M., Borghi R. and Saouab A., *Interaction of a Flame Front with Its Self-Generated Flow in an Enclosure: The 'Tulip Flame' Phenomenon*, Combustion and Flame, vol. 88, pp. 201-220 (1992).
- [21] N'Konga B., Fernandez G., Guillard H. and Larrourou B., *Numerical investigations of the tulip flame instability - comparisons with experimental results*, Combustion Science and Technology, vol. 87, pp. 69-89 (1992).
- [22] Matalon M. and Metzner P., *The Propagation of Premixed Flames in Closed Tubes*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 336, pp. 31-50 (1997).
- [23] Bartknecht W., *Explosions-Schutz: Grundeagen und Anwendung*, Springer-Verlag, Berlin, Germany (1993).
- [24] Bartknecht W., *Explosionen: Ablauf und Scutzmassnahmen*, Springer Verlag, Berlin, Germany (1978).
- [25] NFPA 68, *Guide for Venting of Deflagrations*, USA: National Fire Protection Association (2002).
- [26] VDI 3673, *Pressure Venting of Dust Explosions*, Verein Deutscher Ingenieure (2002).
- [27] Yao C., *Explosion venting of low-strength equipment and structures*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 8, pp. 1-9 (1974).
- [28] Bradley D. and Mitcheson A., *The venting of gaseous explosions in spherical vessels*, Combustion and Flame, vol. 32, pp. 221-255 (1978).
- [29] Moen O.I., Lee J.H.S., Hjertager B.H., Fuhre K. and Eckhoff R.K., *Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale methane-air explosions*, Combustion and Flame, vol. 47, pp. 31-52 (1982).

[30] Cooper M., Fairweather M. and Tite J., *On the mechanisms of pressure generation in vented explosions*, Combustion and Flame, vol. 65, pp. 1-14 (1986).

[31] Molkov V.V., Baratov A.N. and Korolchenko A.Ya., *Dynamics of gas explosions in vented vessels : a critical review and progress*, Progress in astronautics and aeronautics, vol. 154, pp. 117-131 (1993).

[32] Molkov V.V., Dobashi R., Suzuki M. and Hirano T., *Modelling of vented hydrogen-air deflagrations and correlations for vent sizing*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 12, pp. 147-156 (1999).

[33] Molkov V.V., *Unified correlations for vent sizing of enclosure at atmospheric and elevated pressure*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 14, pp. 567-574 (2001).

[34] Canu P., Rota R., Carra S. and Morbidelli M., *Vented gas deflagrations, A detailed mathematical model tuned on a large set of experimental data*, Combustion and Flame, vol. 80, pp. 49-64 (1990).

[35] Razus D. M. and Krause U., *Comparison of empirical and semi-empirical calculation methods for venting of gas explosions*, Fire Safety Journal, vol. 36, pp. 1-23 (2001).

[36] Proust Ch., *Dust explosions in pipes: a review*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 9 (4), pp. 267-277 (1996).

[37] *Report of committee for explosion testing*, Stockholm, 1957, Kommitten for Explosions Forsok, Bromma 1957, Slutrapport, Stockholm, April 1958.

[38] Solberg D.M., Pappas J.A. and Skramstad E., *Experimental investigations on flame acceleration and pressure rise phenomena in large scale vented gas explosions*, In : Proceedings of 3rd Symposium (Int.) on Loss Prevention and Safety Promotion in Process Industries, Basel, vol. 3, pp.1295-1303 (1980).

[39] Harrison A. J. and Eyre J. A. 'External explosions' as a result of explosion venting, Combustion Science and Technology, vol. 52 (1-3), pp. 91-106 (1987).

[40] Catlin C.A, Manos A. and Tite J.P., *Mathematical modelling of confined explosions in empty cube and duct shaped enclosure: Effects of scale and geometry*, Process Safety and Environmental Protection, vol. 71(B), pp. 89-100 (1993).

[41] Catlin C.A., *Scale effects on the external combustion caused by venting of a confined explosions*, Combustion and Flame, vol. 83, pp. 399-411 (1991).

[42] Puttock J.S., Cresswell T.M., Marks P.R., Samuels A. and Prothero A., *Explosion assessment in confined vented geometries, SOLVEX large-scale explosion tests and scope model development*, Health and Safety Executive Project report, OTO 96 004 (1996).

[43] Molkov V., Makarov D. and Puttock J., *The nature and large eddy simulation of coherent deflagrations in a vented enclosure-atmosphere system*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 19, pp. 121-129 (2006).

[44] Wiekema B.J., Pasma H.J. and Groothuizen Th.M., *The effect of tubes connected with pressure relief vents*, In : 2nd Symposium (Int.) on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, pp. 223-231 (1977)

[45] Molkov V.V., Nekrasov V.P., Baratov A.N. and Lesnyak S.A., *Turbulent gas combustion in unsealed vessel*, Combustion, Explosion and Shock Waves, vol. 20 (2), pp. 149-153 (1984).

[46] Bouhard F., Veyssi re B., Leyer J.C. and Chaineaux J., *Explosion in a vented vessel connected to a duct*, Prog. Astronautics Aeronautics, vol. 134, pp. 85-103 (1991).

[47] Siwek R., *Explosion venting technology*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 9, pp. 81-90 (1996).

[48] Kordylewski W. and Wach J., *Influence of ducting on explosion pressure: small scale experiments*, Combustion and Flame, vol. 71, pp. 51-61 (1988).

[49] Cabbage P.A. and Marshall M.R., *Pressures generated in combustion chambers by the ignition of air-gas mixtures*, IChemE Symposium Series 33, pp. 24-31 (1972).

[50] McCann D.P.G., Thomas G.O. and Edwards D.H., *Gasdynamics of vented explosions Part I: Experimental studies*, Combustion and Flame, vol. 59, pp. 233-250 (1985).

[51] Ponizy B. and Leyer J.C., *Flame dynamics in a vented vessel connected to a duct*, Combustion and Flame, vol. 116, pp. 259-281 (1999).

[52] Tamanini F. and Fisher M., *Mixed-mode venting of dust explosion*, 4th International Seminar on Fire and Explosion Hazards, 8-12 September 2003, Londonderry, UK (2003).

[53] Russo P. and Di Benedetto A., *Effects of a duct on the venting of explosions – Critical review*, Trans. IChemE, vol. 85 (B1), pp. 9-22 (2007).

[54] De Good R. and Chatrathi K.J., *Comparative analysis of test work studying factors influencing pressures developed in vented deflagrations*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 4, pp. 297-304 (1991).

[55] Ural E.A., *A simplified method for predicting the effects of ducts connected to explosion vents*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 6, pp. 3-10 (1993).

[56] Molkov V.V., *Venting of deflagrations: dynamics of the process in systems with a duct and receiver*, In : Proceedings of the 4th (Int.) Symposium on Fire Safety Science, Canada, pp. 1245-1254 (1994).

[57] Ferrara G., Di Benedetto A., Salzano E. and Russo G., *CFD analysis of gas explosions vented through relief pipes*, Journal of Hazardous Materials, vol. 137 (2), pp. 654-665 (2006).

[58] Edwards K.L. and Norris M.J., *Materials and constructions used in devices to prevent the spread of flames in pipelines and vessels*, Materials and Design, vol. 20, pp. 245-252 (1999).

- [59] Phillips H., *On the Transmission of an Explosion through a Gap Smaller than the Quenching Distance*, Combustion and Flame, Vol. 7, pp. 129-136 (1963).
- [60] Ponizy B. and Veysi re B., *Mitigation of Explosions in a Vented Vessel Connected to a Duct*, Combustion Science and Technology, vol. 158, pp. 167-182 (2000).
- [61] *FLUENT 6.1 documentation*, User's Guide, Fluent. Inc (2003).
- [62] *GAMBIT 2.0 documentation*, User's Guide, Modelling guide, Tutorial guide, Fluent. Inc. (2001).
- [63] Baukal Jr. C.E., Gershtein V.Y. and Li X., *Computational Fluid Dynamics in Industrial Combustion*, CRC Press, (2001).
- [64] Launder B.E. and Spalding D.B., *The numerical computation of turbulent flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3 (2), pp. 269-289 (1974).
- [65] Jones W.P. and Launder B.E., *The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, pp. 301-314 (1972).
- [66] Spalding D.B., *Mixing and chemical reaction in confined turbulent flames*, 13th (Int.) Symposium on Combustion, The Combustion Institute, pp. 649-657 (1971).
- [67] Magnussen B.F. and Hjertager B.H., *On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion*, In : Proceedings from the 16th (Int.) Combustion Symposium, pp. 719-729 (1976).
- [68] Brizuela E.A. and Bilger R.W., *On the Eddy Break-Up Coefficient*, Combustion and Flame, vol. 104, pp. 208-212 (1996).
- [69] Heuze O., *Manuel d'utilisation du logiciel QUARTET*, Softworld (1991).
- [70] Saulnier J.B. and Alexandre A., *La modélisation thermique par la méthode nodale : ses principes, ses succès et ses limites*, Revue Générale de Thermique, n 280 (1985).
- [71] Soroka W.W., *Analog methods in computation and simulation*, Ed. McGraw Hill (1954).
- [72] Rees J.S. and Haves P., *A nodal model for displacement ventilation and chilled ceiling systems in office spaces*, Building and Environment, vol. 36 (6), pp. 753-762 (2001).
- [73] Lee Y., Hahn S-Y. and Kauh S.K., *Thermal analysis of induction motor with forced cooling channels*, IEEE transactions on magnetics, vol. 36 (4), pp. 1398-1402 (2000).
- [74] Senn  S., *Modélisation globale des échanges thermiques dans un compartiment moteur de véhicule automobile*, Thèse de Doctorat, Ecole des Mines de Paris (1998).

- [75] Manin L. and Play D., *Thermal behavior of power gearing transmission, numerical prediction, and influence of design parameters*, ASME Journal of Tribology, vol. 121, pp. 693-702 (1999).
- [76] Roy D., El khoury K., Clodic D. and Petitjean C., *Modeling of in-vehicule heat transfers using zonal approach*, Society of Automotive Engineers, paper n°2001-01-288 (2001).
- [77] Lemmon E.W., Jacobsen R.T., Penoncello S.G. and Friend D.G., *Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon, and oxygen from 60 to 2000 K at pressures to 2000 MPa*, Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 29 (3), pp. 331-385 (2000).
- [78] Kadoya K., Matsunaga N. and Nagashima A., *Viscosity and thermal conductivity of dry air in the gaseous phase*, Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 14 (4), pp. 947-970 (1985).
- [79] Incropera F. P. and DeWitt D. P., *Introduction to Heat Transfer, Third Edition*, pp. 332-333 (1996).
- [80] Zukauskas A., *Heat transfer from tubes in crossflow*, In : Irvine T. F. and Hartnett J. (Editors), *Advances in heat transfer*, vol. 18, pp. 87 (1987).
- [81] *Esacap User's Manual*, StanSim, Denmark, (1994).
- [82] Iida N., Kawaguchi O. and Sato G.T., *Premixed flame propagating into a narrow channel at a high speed, part 2: Flame behaviour in the channel*, *Combustion and Flame*, vol. 60, pp. 245-255 (1985).

Annexe : Exemple de code pour le modèle thermique de l'insert

On considère l'insert suivant ($L_{INS} = 20$ mm, $N_S = 3$), modélisé avec 10 tranches et 3 épaisseurs cylindriques.

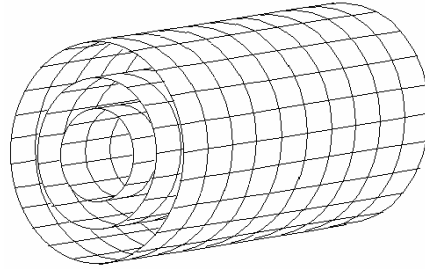


Fig. A.1 : Modélisation de l'insert

Définition de la structure des problèmes :

```
$$DES
```

Spécification des constantes :

```
$CON:
```

```
e=0.0005; # épaisseur du fil  
Ne=3; # nombre d'épaisseurs  
r=0.015; # rayon de l'insert  
R=0.018; # rayon du tube  
Nl=10; # nombre de mailles en longueur  
L=0.02; # longueur de l'insert
```

Les données sont exprimées en unités SI.

On a bien chaque maille de l'insert qui mesure $\frac{L}{Nl} = 0.002$ m = 2 mm.

```
ROa=7850; # masse volumique de l'acier  
sigm=56.7n; # constante de Stefan-Boltzmann  
epsg=0.2; # émissivité totale du mélange réactif  
epsp=0.5; # émissivité totale de l'acier
```

On définit maintenant les volumes et surfaces élémentaires du modèle ; il suffit de les expliciter pour une tranche, on utilisera ensuite des itérations pour modéliser l'insert en entier.

Eléments de gaz :

```
VG1=3.14159*(r/Ne*1)*(r/Ne*1)*(L/Nl);  
VG2=3.14159*((r/Ne*2)*(r/Ne*2)-(r/Ne*1)*(r/Ne*1))*(L/Nl);
```

$$VG3=3.14159*((r/Ne*3)*(r/Ne*3)-(r/Ne*2)*(r/Ne*2))*(L/Nl);$$

$$VG4=3.14159*(R*R-r*r)*(L/Nl);$$

VG4 correspond à la tranche située entre l'insert et le tube.

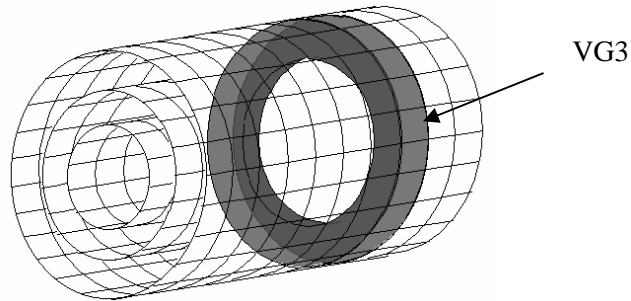


Fig. A.2 : Élément de gaz

Sections offertes au passage du gaz :

$$SG1=3.14159*(r/Ne*1)*(r/Ne*1);$$

$$SG2=3.14159*((r/Ne*2)*(r/Ne*2)-(r/Ne*1)*(r/Ne*1));$$

$$SG3=3.14159*((r/Ne*3)*(r/Ne*3)-(r/Ne*2)*(r/Ne*2));$$

$$SG4=3.14159*(R*R-r*r);$$

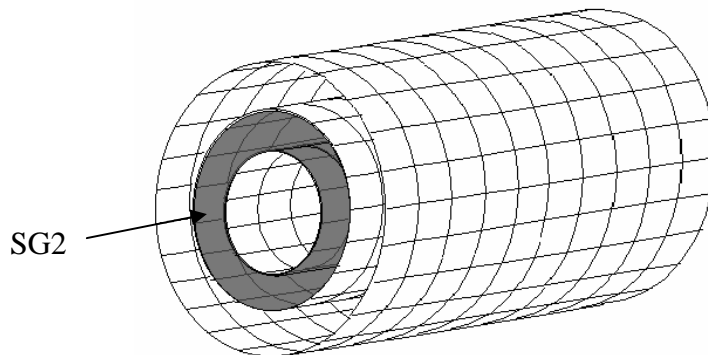


Fig. A.3 : Surface élémentaire de gaz

Éléments d'insert :

$$Vol1=4*(3.14159**2)*(r/Ne*1)*((e/2)**2);$$

$$Vol2=4*(3.14159**2)*(r/Ne*2)*((e/2)**2);$$

$$Vol3=4*(3.14159**2)*(r/Ne*3)*((e/2)**2);$$

$$Vol4=3.14159*((0.002)**2+R*0.004)*L/Nl;$$

Vol4 correspond au tube, dont l'épaisseur est de 2 mm.

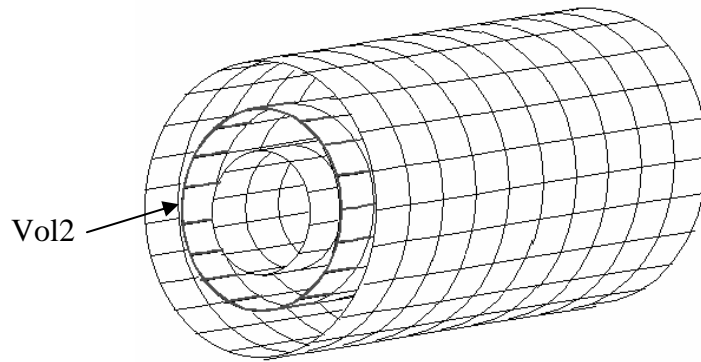


Fig. A.4 : Élément d'insert

Enfin, les surfaces de ces éléments d'insert, qui servent pour les calculs d'échanges de chaleur :

```
Surf1=4*(3.14159**2)*(r/Ne*1)*e;
Surf2=4*(3.14159**2)*(r/Ne*2)*e;
Surf3=4*(3.14159**2)*(r/Ne*3)*e;
Surf4=2*3.14159*R*L/Nl;
```

Vitesse apparente de la flamme (m/s) :

```
Vit=100;
```

Constantes qui servent à décrire le profil du débit en fonction du temps en entrée d'insert :

```
Deb1=0.1534*Vit*SG1;
Deb2=0.1534*Vit*SG2;
Deb02=1.177*Vit*SG2;
Deb3=0.1534*Vit*SG3;
Deb03=1.177*Vit*SG3;
Deb4=0.1534*Vit*SG4;
Deb04=1.177*Vit*SG4;
```

```
t1=1f;
t2=20m;
```

```
END;
```

Tables avec une variable indépendante :

Propriétés physiques qui dépendent de la température :

```
# PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ACIER
#-----
```

```
$TAB:Cpa=(293.15,473),(373.15,494),(673.15,574),(1073.15,657);END;
$TAB:lambda_a=(273.15,59.313),(373.15,52.335),(473.15,52.335),
(573.15,46.520),(673.15,44.194);END;
```


PROPRIETES PHYSIQUES DE L'AIR

#-----

\$TAB:Cp=(300,1007),(350,1009),(400,1014),(450,1021),(500,1030),
(550,1040),(600,1051),(650,1063),(700,1075),(750,1087),(800,1099),
(850,1110),(900,1121),(950,1131),(1000,1141),(1050,1150),(1100,1159),
(1150,1167),(1200,1175),(1250,1182),(1300,1189),(1350,1195),
(1400,1201),(1450,1206),(1500,1211),(1550,1216),(1600,1221),
(1650,1225),(1700,1229),(1750,1233),(1800,1237),(1850,1241),
(1900,1244),(1950,1247),(2000,1250),(2050,1253),(2100,1256),
(2150,1259),(2200,1261),(2250,1263),(2300,1265),(2350,1267);END;

\$TAB:RO=(300,1.177),(350,1.008),(400,0.8821),(450,0.784),(500,0.7056),
(550,0.6414),(600,0.588),(650,0.5427),(700,0.504),(750,0.4704),(800,0.441),
(850,0.415),(900,0.392),(950,0.3716),(1000,0.3528),(1050,0.336),(1100,0.3207),
(1150,0.3068),(1200,0.294),(1250,0.2822),(1300,0.2714),(1350,0.2613),
(1400,0.252),(1450,0.2433),(1500,0.2352),(1550,0.2276),(1600,0.2205),
(1650,0.2138),(1700,0.2075),(1750,0.2016),(1800,0.196),(1850,0.1907),
(1900,0.1857),(1950,0.1809),(2000,0.1764),(2050,0.1721),(2100,0.168),
(2150,0.1641),(2200,0.1604),(2250,0.1568),(2300,0.1534),(2350,0.1501),
(2400,0.147);END;

\$TAB:mu=(300,18.57u),(350,20.9u),(400,23.1u),(450,25.17u),(500,27.13u),
(550,29.02u),(600,30.82u),(650,32.57u),(700,34.25u),(750,35.88u),(800,37.47u),
(850,39.01u),(900,40.52u),(950,41.99u),(1000,43.43u),(1050,44.825u),
(1100,46.22u),(1150,47.565u),(1200,48.91u),(1250,50.21u),(1300,51.51u),
(1350,52.77u),(1400,54.03u),(1450,55.255u),(1500,56.48u),(1550,57.675u),
(1600,58.87u),(1650,60.04u),(1700,61.21u),(1750,62.35u),(1800,63.49u),
(1850,64.605u),(1900,65.72u),(1950,66.815u),(2000,67.91u),(2050,68.98u),
(2100,70.05u),(2150,71.1u),(2200,72.15u),(2250,73.18u),(2300,74.21u),
(2350,75.225u),(2400,76.24u);END;

\$TAB:Pr=(300,0.714),(350,0.707),(400,0.703),(450,0.703),(500,0.704),
(550,0.705),(600,0.709),(650,0.712),(700,0.715),(750,0.719),(800,0.723),
(850,0.725),(900,0.728),(950,0.731),(1000,0.733),(1050,0.734),(1100,0.736),
(1150,0.737),(1200,0.738),(1250,0.738),(1300,0.738),(1350,0.738),(1400,0.738),
(1450,0.737),(1500,0.736),(1550,0.735),(1600,0.734),(1650,0.732),(1700,0.730),
(1750,0.729),(1800,0.728),(1850,0.727),(1900,0.726),(1950,0.724),(2000,0.722),
(2050,0.722),(2100,0.721),(2150,0.722),(2200,0.722),(2250,0.719),(2300,0.717),
(2350,0.717),(2400,0.717);END;

\$TAB:lambda=(300,0.0262),(350,0.0298),(400,0.0333),(450,0.03656),(500,0.0397),
(550,0.04277),(600,0.04573),(650,0.04863),(700,0.05146),(750,0.05425),
(800,0.05699),(850,0.05969),(900,0.06237),(950,0.065),(1000,0.06763),
(1050,0.07023),(1100,0.07281),(1150,0.07535),(1200,0.07792),(1250,0.080435),
(1300,0.08297),(1350,0.085475),(1400,0.08798),(1450,0.09047),(1500,0.09296),
(1550,0.09543),(1600,0.09792),(1650,0.10045),(1700,0.103),(1750,0.1055),
(1800,0.108),(1850,0.1103),(1900,0.1126),(1950,0.11505),(2000,0.1175),
(2050,0.11975),(2100,0.122),(2150,0.124),(2200,0.126),(2250,0.1285),
(2300,0.131),(2350,0.133),(2400,0.135);END;

Puis les tables donnant l'évolution du débit et de la température en entrée d'insert :

DEBIT ENTRANT

#-----

\$TAB:Debm1=(0,If),(t1,Deb1),(t2,Deb1);END;

\$TAB:Debm2=(0,If),(t1,Deb02),(2.99m,Deb02),(3m,Deb2),(t2,Deb2);END;

\$TAB:Debm3=(0,If),(t1,Deb03),(6.99m,Deb03),(7m,Deb3),(t2,Deb3);END;

```
$TAB:Debm4=(0,1f),(t1,Deb04),(7.49m,Deb04),(7.5m,Deb4),(t2,Deb4);END;
```

```
# TEMPERATURE EN ENTREE
```

```
#-----
```

```
$TAB:TG1=(0,1f),(t1,2300),(t2,2300);END;
```

```
$TAB:TG2=(0,1f),(t1,300),(2.99m,300),(3m,2300),(t2,2300);END;
```

```
$TAB:TG3=(0,1f),(t1,300),(6.99m,300),(7m,2300),(t2,2300);END;
```

```
$TAB:TG4=(0,1f),(t1,300),(7.49m,300),(7.5m,2300),(t2,2300);END;
```

Définition de fonctions :

Coefficients de transfert de chaleur par convection :

```
$FUN: hg1(Debm, Tp, Tg, SG);
```

```
Tm1=(Tp+Tg)/2;
```

```
Re1=RO(Tm1)*(Debm/SG/RO(Tg))*((r/Ne)/(r/Ne-e))*e/mu(Tm1);
```

```
IF(Re1.LE.1000) THEN
```

```
Nu1=0.52*((Pr(Tm1))**(0.36))*(Re1**0.5)*(Pr(Tm1)/Pr(Tp))**0.25;
```

```
ELSE Nu1=0.27*((Pr(Tm1))**(0.36))*(Re1**0.63)*(Pr(Tm1)/Pr(Tp))**0.25;
```

```
ENDIF;
```

```
hg1=Nu1*lambda(Tm1)/e;
```

```
END;
```

```
$FUN: hg2(Debm, Tp, Tg, SG);
```

```
Tm2=(Tp+Tg)/2;
```

```
Re2=RO(Tm2)*(Debm/SG/RO(Tg))*L/mu(Tm2);
```

```
Nu2=0.037*(Re2**0.8)*(Pr(Tm2))**(1/3);
```

```
hg2=Nu2*lambda(Tm2)/L;
```

```
END;
```

```
$FUN: hg3(Debm, Tp, Tg, SG);
```

```
Tm3=(Tp+Tg)/2;
```

```
Re3=RO(Tm3)*(Debm/SG/RO(Tg))*L/mu(Tm3);
```

```
Nu3=0.0592*(Re3**0.8)*(Pr(Tm3))**(1/3);
```

```
hg3=Nu3*lambda(Tm3)/L;
```

```
END;
```

Conductivité thermique de l'acier :

```
$FUN: lamb(Tp1, Tp2);
```

```
Tpm=(Tp1+Tp2)/2;
```

```
lamb=lambda_a(Tpm);
```

```
END;
```

Définition des modèles :

(Un modèle représente un élément qui est utilisé plusieurs fois)

Rayonnement entre le gaz et l'insert :

```
$MOD:RAY(1,2)Surf;
```

```
PREFIX=G RG;
```

```
G(1,2)=sigm*epsG*Surf*(T(1)*T(1)+T(2)*T(2))*(T(1)+T(2));
```

```
END;
```

Rayonnement entre les différentes spires de l'insert :

```

$MOD:RAY2(1,2)Surf;
PREFIX=GRP;
G(1,2)=sigm*Surf*(T(1)*T(1)+T(2)*T(2))*(T(1)+T(2))/(2/eps-1);
END;

```

Conservation du flux de masse dans l'insert :

```

$MOD:GFLU(1,2)Debm;
PREFIX=GF;
G(0,2)=Debm*Cp(T(2));
J(0,2)=Debm*Cp(T(2))*T(1);
END;

```

La ligne de code « $J(0,2)=Debm*Cp(T(2))*T(1)$; » sert à définir le sens de l'écoulement, au moyen d'une source directionnelle.

Construction du réseau de nœuds :

```

$NET:

FOR (J=1,Nl) DO           # capacités thermiques
FOR (I=1,Ne+1) DO
  DNG[I]_[J](G[I]_[J])=RO(T(G[I]_[J]))*Cp(T(G[I]_[J]))*VG[I];
  DNP[I]_[J](P[I]_[J])=ROa*Cpa(T(P[I]_[J]))*Vol[I];
ENDDO;
ENDDO;

FOR (J=1,Nl-1) DO       # conduction dans l'insert
FOR (I=1,Ne) DO
  GCD[I]_[J](P[I]_[J],P[I]_[J+1])=lamb(T(P[I]_[J]),T(P[I]_[J+1]))*
3.14159*(e/2)*(e/2)*(2*3.14159*(r/Ne*I)/(L/Nl))/(L/Nl);
ENDDO;
ENDDO;

FOR (J=1,Nl) DO         # conduction dans l'insert entre spires
FOR (I=1,Ne-1) DO
  GCD2[I]_[J](P[I]_[J],P[I+1]_[J])=lamb(T(P[I]_[J]),T(P[I+1]_[J]))*3.14159*(e/2)*(e/2)/(L/Nl);
ENDDO;
ENDDO;

FOR (J=1,Nl) DO         # conductances convectives et radiatives
FOR (I=2,Ne+1) DO      # entre le gaz et la paroi inférieure
  GC11[I]_[J](G[I]_[J],P[I-1]_[J])=hg1(Debm[I](TIME),T(P[I-1]_[J]),
T(G[I]_[J]),SG[I])*Surf[I-1]/2/2;
  GC12[I]_[J](G[I]_[J],P[I-1]_[J])=hg2(Debm[I](TIME),T(P[I-1]_[J]),
T(G[I]_[J]),SG[I])*Surf[I-1]/2/2;
  GRGI[I]_[J](G[I]_[J],P[I-1]_[J])=Surf[I-1];
ENDDO;
ENDDO;

FOR (J=1,Nl) DO         # conductances convectives et radiatives
FOR (I=1,Ne) DO        # entre le gaz et la paroi supérieure
  GCS1[I]_[J](G[I]_[J],P[I]_[J])=hg1(Debm[I](TIME),T(P[I]_[J]),

```

```

T(G[I]_[J]),SG[I])*Surf[I]/2/2;
  GCS2[I]_[J](G[I]_[J],P[I]_[J])=hg2(Debm[I](TIME),T(P[I]_[J]),
T(G[I]_[J]),SG[I])*Surf[I]/2/2;
  GRGS[I]_[J](G[I]_[J],P[I]_[J])=Surf[I];
  ENDDO;
ENDDO;

FOR (J=1,Nl) DO          # convection entre gaz et tube
  GCS3[Ne+1]_[J](G[Ne+1]_[J],P[Ne+1]_[J])=hg3(Debm[Ne+1](TIME),T(P[Ne+1]_[J]),
T(G[Ne+1]_[J]),SG[Ne+1])*Surf[Ne+1];
  ENDDO;

FOR (J=1,Nl) DO          # conductances radiatives entre parois
  FOR (I=1,Ne) DO
    FOR (K=I,Ne) DO
      GRP[I]_[J]_[K](P[I]_[J],P[K+1]_[J])=Surf[I];
    ENDDO;
  ENDDO;
ENDDO;

FOR (J=0,Nl-1) DO        # flux de gaz
  FOR (I=1,Ne+1) DO
    GF[I]_[J](G[I]_[J],G[I]_[J+1])=Debm[I](TIME);
  ENDDO;
ENDDO;

```

Conditions aux limites :

Température à l'entrée de l'insert :

```

FOR (I=1,Ne+1) DO
  BNG[I](G[I]_0)=TG[I](TIME);
ENDDO;

```

Température du tube constante, à 300 K :

```

FOR (J=1,Nl) DO
  BNP[J](P5_[J])=300;
ENDDO;
END;

```

Calcul et visualisation des résultats :

```

$$D.C
$$TRANS

```

Initialisation des valeurs : température initiale ambiante de 300 K.

```

$INIT:
T*ALL=300;
END;

```

Calcul de variables auxiliaires :

\$POST:

Température de mélange des gaz en sortie d'insert :

$$T_{mel} = \frac{(GF1_44(Q(J)) + GF2_44(Q(J)) + GF3_44(Q(J)) + GF4_44(Q(J)))}{(GF1_44(Q(J))/T(G1_45) + GF2_44(Q(J))/T(G2_45) + GF3_44(Q(J))/T(G3_45) + GF4_44(Q(J))/T(G4_45))};$$

END;

Paramètres nécessaires au calcul :

\$PARAM: TIME=0,20m,0.5m; END;

Valeurs écrites dans le fichier de sortie :

*\$OUT: T*ALL; Q*ALL; END;*

Visualisation de certains paramètres :

\$DUMP: FILE=<graphes>; TIME; T(P1_5)!; T(G1_45)!; T(G4_45)!; T(P1_45)!; END;

\$\$STOP