HAL
open science

Tomographie à très haute cadence de flammes turbulentes swirlées au moyen du dioxyde d'étain

Guillaume Vignat, Daniel Durox, Kevin Prieur, Théa Lancien, Ronan Vicquelin, Sébastien Candel

To cite this version:

Guillaume Vignat, Daniel Durox, Kevin Prieur, Théa Lancien, Ronan Vicquelin, et al.. Tomographie à très haute cadence de flammes turbulentes swirlées au moyen du dioxyde d'étain. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02098273

HAL Id: hal-02098273

https://hal.science/hal-02098273v1

Submitted on 12 Apr 2019

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.

Tomographie à très haute cadence de flammes turbulentes swirlées au moyen du dioxyde d'étain

Guillaume Vignat[1], Daniel Durox[1], Kevin Prieur[1,2], Théa Lancien[1], Ronan Vicquelin[1] et Sébastien Candel[1]

[1]Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay,
3, rue Joliot Curie, 91192 Gif-sur-Yvette cedex, France
[2]Safran Tech, E&P, Châteaufort, CS 80112, 78772, Magny-Les-Hameaux, France

Email auteur correspondant : guillaume.vignat@centralesupelec.fr

Cet article explore la tomographie de flamme, basée sur un ensemencement de l'écoulement au moyen de traceurs. Cette méthode assez classique permet d'identifier avec un matériel relativement limité le front d'une flamme prémélangée sous la forme de coupes planes avec une bonne résolution spatiale et temporelle. Cependant, la tomographie de flamme est souvent limitée par les traceurs utilisés. Il en est ainsi notamment des gouttelettes d'huiles caractérisées par une faible température de vaporisation, rendant leur utilisation malaisée dans les flammes avec préchauffage ou dans les écoulements qui impliquent une recirculation de gaz brûlés. On s'intéresse ici à l'utilisation de dioxyde d'étain (SnO_2) comme traceur pour la tomographie de flamme à haute cadence de prises de vue. Ce traceur ne modifie pas l'aspect de la flamme, dans laquelle il se sublime. Néanmoins, sa température de sublimation n'est pas connue avec précision ($1350\,°C < T_{sub} < 1900\,°C$ dans la littérature) et ses propriétés thermophysiques à haute température, notamment celles correspondant à des températures supérieures à son point de fusion n'ont pas été caractérisées de façon systématique. Une première expérience est conduite dans cet article afin de déterminer plus finement l'isotherme marquée par la disparition des particules d'oxyde d'étain dans une flamme. Des flammes à point d'arrêt laminaires prémélangées méthane-air à différentes richesses sont ensemencées avec ce traceur. La position de la flamme est obtenue par chimiluminescence, et cette position combinée avec les images obtenues par diffusion de lumière d'une nappe laser sur les particules. On peut ainsi déterminer la température à laquelle les particules sont sublimées. Cette technique d'imagerie est ensuite appliquée à une flamme turbulente swirlée diphasique sur le brûleur SICCA-Spray du laboratoire EM2C. La dynamique des zones de recirculation, ainsi que des tourbillons en précession peut ainsi être analysée avec précision montrant ainsi que l'oxyde d'étain peut être utilisé comme traçeur dans des configurations où des gouttelettes d'huile rapidement vaporisées ne pourraient donner les informations souhaitées sur la dynamique de la flamme.

1 Introduction

Les flammes swirlées sont couramment utilisées dans les chambres de combustion des turboréacteurs ainsi que dans les foyers des turbines à gaz dédiées à la production d'électricité et de chaleur. Ces flammes ont à la fois pour avantage d'être compactes et d'être stabilisées à distance des parois par la recirculation des gaz chauds sur l'axe du brûleur. Il est cependant important de connaître leur structure et leur comportement dynamique et de maîtriser leur position dans le champ proche de l'injecteur. On doit notamment éviter les points chauds, les retours de flamme, les extinctions et les instabilités de combustion. Il est donc logique d'analyser finement le comportement de ces flammes dans des configurations représentatives. Des diagnostics en moyenne temporelle, ou à basse cadence, ne donnent pas les informations nécessaires car les mouvements rapides de ces flamme et notamment ceux induits par des instabilités de combustion sont masqués s'ils ne sont pas convenablement analysés au moyen de diagnostics résolus temporellement. On peut utiliser l'imagerie rapide de l'émission chimiluminescente, mais le signal lumineux émis par les flammes n'est généralement pas d'un niveau suffisant pour des

cadences de prise de vue de l'ordre de la dizaine de kHz, même avec des intensificateurs de lumière. Des visualisations jusqu'à 5 kHz [1] ou 6 kHz [2, 3] sont les limites qu'on peut actuellement atteindre avec des flammes d'hydrocarbures classiques brûlant dans l'air. De plus, les images obtenues sont intégrées et il n'est généralement pas possible d'en extraire des coupes du front de flamme. On peut augmenter le niveau de lumière détecté par les caméras en se servant de techniques strioscopique ou ombroscopique, mais ces visualisations donnent aussi des images intégrées, qui contiennent non seulement la déviation de lumière au passage du front de flamme, mais aussi la déviation de lumière dans les gaz chauds, là où des gradients de température importants peuvent exister et fausser l'interprétation sur la dynamique du front de flamme. Une méthode puissante pour l'analyse de la dynamique des fronts de flammes swirlées utilise la fluorescence induite par plan laser sur le radical OH. Les lasers à haute cadence développés récemment permettent une résolution temporelle du mouvement avec des taux de répétition de l'ordre de 10 kHz. Le radical OH est très présent dans les gaz brûlés et son apparition correspond à la fin de la zone réactive dans la traversée du front de flamme. Cette méthode, assez répandue dans le domaine de la combustion, a notamment été utilisée pour étudier la dynamique de flammes swirlées par un groupe du DLR [4, 5, 6]. Cette méthode nécessite la mise en oeuvre de lasers impulsionnels, accordables, dont l'énergie par impulsion reste assez faible, ce qui limite le rapport signal/bruit des images. Des méthodes de visualisations des fronts de flamme plus simples que la LIF-OH, fondées sur la tomographie ont été utilisées depuis de nombreuses années. L'objectif de cet article est précisement d'explorer cette voie en considérant plus particulièrement les questions soulevées par les caractéristiques des traceurs.

La disponibilité de lasers continus assez puissants (20 W) a permis les premiers développements de la tomographie par plan laser pour la visualisation de la position de fronts de flammes. La technique consiste à ensemencer l'écoulement réactif avec un traceur qui apparait ou disparait à la traversée du front. En 1980, Boyer [7] suggère d'utiliser des gouttelettes d'huile microniques pour ensemencer l'écoulement réactif. Les tomographies réalisées avec des nuages de gouttelettes d'huile marquent bien la limite des fronts de flamme côté gaz frais [8], puisque l'isotherme de disparition de ce type de gouttelettes se situe au voisinage de 300°C, quel que soit le type d'huile. Cette technique a souvent été utilisée [9, 10, 11] pour analyser la dynamique de fronts de flamme. Il a même été possible dans les années 1990 de réaliser des suivis temporels avec des lasers pulsés fonctionnant à haute cadence (lasers à vapeur de cuivre opérant à quelques kHz) et avec des caméras argentiques rapides [12, 13].

Dans certaines situations où la combustion est confinée, la température des gaz frais est bien supérieure à 300°C. Il en est ainsi par exemple, dans les flammes swirlées présentant de fortes recirculations typiques des moteurs aéronautiques et des turbines à gaz, dans les fours industriels dotés d'un système de récupération de la chaleur des produits de combustion, dans les moteurs automobiles juste avant l'allumage des réactifs. Il n'est alors plus possible d'utiliser des gouttelettes d'huile. Ce constat a conduit à explorer un ensemencement en tétrachlorure de titane ($TiCl_4$) injecté dans les gaz frais sous forme liquide. La molécule de $TiCl_4$ réagit avec la vapeur d'eau formée lors de la combustion pour produire des particules très fines de TiO_2 [14, 15]. La zone de réaction des flammes est ainsi matérialisée au moyen d'un laser dont la lumière est diffusée par les particules d'oxyde de titane. Cette technique fournit des images tomographiques de qualité, mais elle a pour inconvénient la production d'acide chlorhydrique au cours de la réaction ce qui limite l'utilisation de ce type d'ensemencement.

Il existe d'autres traceurs solides qui disparaissent à la traversée d'un front de flamme. Les avantages et les inconvénients de ces différents traceurs ont été examinés par Dumont et Borghi [16, 17]. Ces articles donnent des valeurs pour les températures de disparition de ces particules, soit par sublimation directe, soit par une étape de liquéfaction, mais avec des références difficilement vérifiables et ne concordant pas entre elles.

Certains de ces traceurs solides ont une toxicité importante ou des inconvénients visuels (coloration des flammes), comme le pentaoxyde de phosphore P_2O_5, le trioxyde de molybdène MoO_3, le sulfure de zinc ZnS, ou le trioxyde d'antimoine Sb_2O_3. Parmi les particules souvent utilisées pour ensemencer les écoulements réactifs, le dioxyde de titane TiO_2 et le dioxyde de zirconium ZrO_2 ont souvent les faveurs des expérimentateurs, car elles résistent bien aux hautes températures ($> 2000\,°C$), mais elles ne conviennent pas, en général, pour tracer les fronts de réaction des flammes hydrocarbure-air. D'après [16, 17] la poudre d'oxyde d'étain apparaît particulièrement intéressante même si les gaz frais sont portés à des températures élevées (quelques centaines de degrés). Sa granulométrie est fine et peu dispersée. Ces auteurs donnent une température de disparition de $1550\,°C$, alors que sur le site d'un fournisseur de poudre d'étain, il est indiqué: température de fusion $1630\,°C$ et température d'ébullition $1800 - 1900\,°C$. Cette valeur de disparition mérite donc d'être vérifiée.

Tableau 1: Conditions de fonctionnement et températures adiabatiques de fin de combustion associées.

Test	1	2	3	4	5	6
U_b ($\mathrm{m\,s^{-1}}$)	0.778	0.777	0.776	0.775	0.774	0.773
Richesse	0.705	0.691	0.677	0.662	0.648	0.634
T_{ad} (°C)	1569	1546	1522	1497	1472	1448

On explore dans la présente étude l'utilisation du traceur SnO_2 pour l'analyse de la dynamique d'une flamme fortement swirlée. Ces flammes sont stabilisées au voisinage d'un injecteur diphasique swirlé du type de ceux utilisés pour étudier l'allumage circulaire ("light round") dans une chambre annulaire transparente (MICCA-Spray) représentative d'une chambre annulaire de turboréacteur [3, 18, 19, 20]. Le nombre de swirl mesuré à la sortie de l'injecteur est relativement élevé (0.68) [19], imposant une forte recirculation des gaz brûlés sur l'axe et faisant soupçonner une forte influence d'une ou deux structures tourbillonnaires en précession (PVC : Precessing Vortex Core).

L'étude se décompose en deux parties. Dans la première, il s'agit de vérifier la température de disparition des particules de SnO_2. On a créé à cet effet une flamme laminaire méthane-air au voisinage d'un point d'arrêt pour réaliser des tomographies des trajectoires des particules. En fonction de la richesse du mélange, on peut connaître de façon assez précise la température de fin de combustion dans la zone de flamme et voir à partir des images si les particules solides disparaissent ou pas à la traversée du front de flamme. Dans la seconde partie, la dynamique de la flamme diphasique swirlée est examinée. L'air servant à la combustion diphasique est ensemencé en particules fines d'oxyde d'étain. Le point de fonctionnement du brûleur est celui des études d'allumage sur MICCA-Spray [3, 18, 19, 20].

2 Mesure de la température de disparition de la poudre de dioxyde d'étain

2.1 Dispositif expérimental

Le schéma du brûleur à point d'arrêt utilisé pour cette mesure est présenté sur la Fig. 1. Ce système comporte une paroi plane en cuivre refroidie de $90\,\mathrm{mm}$ de diamètre et $10\,\mathrm{mm}$ d'épaisseur, placée perpendiculairement à l'axe du brûleur. Le diamètre de sortie du brûleur est de $22\,\mathrm{mm}$. La distance de la plaque à la sortie du brûleur est aussi de $22\,\mathrm{mm}$. Le prémélange injecté dans cette configuration est constitué de méthane et d'air. Des débitmètres massiques Bronkhorst permettent d'ajuster les réglages du prémélange. Leur précision est de 0.1% pleine échelle, ce qui donne une précision relative de l'ordre de 0.2% dans la plage où ils ont été utilisés. Un débit de $0.3\,\mathrm{L\,min^{-1}}$ d'eau circule dans un serpentin pour refroidir la plaque de cuivre. Un thermocouple de type K est placé au centre de la plaque. Cette sonde pénètre jusqu'au milieu de la plaque. Les températures mesurées pendant les expériences sont comprises entre 45 et $51\,°\mathrm{C}$, sachant que sans flamme, mais avec le débit d'air, la température est de $12\,°\mathrm{C}$. Une nappe laser verticale d'environ $50\,\mathrm{mm}$ de hauteur est envoyée par la gauche du brûleur suivant un diamètre. Cette nappe est formée à partir d'un laser continu fonctionnant à $532\,\mathrm{nm}$ avec une puissance de $1\,\mathrm{W}$. Le montage optique comprend une lentille cylindrique à courte focale et une lentille sphérique de $300\,\mathrm{mm}$ de focale. Des particules fines d'étain sont injectées dans le circuit d'air, bien en amont du prémélange. Elles sont mises en suspension dans un réservoir cyclonique. La granulométrie donnée par le fabricant est la suivante: $10\% < 0.39\,\mu\mathrm{m}; 50\% < 1.04\,\mu\mathrm{m}; 90\% < 2.86\,\mu\mathrm{m}$. Le diamètre moyen est $d_{10} = 1.38\,\mu\mathrm{m}$. Pour les essais, le débit d'air est fixé et la richesse du mélange est ajustée en réglant le débit de méthane. La vitesse débitante du mélange à la sortie du brûleur évolue entre 0.773 et $0.778\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ et la richesse entre 0.634 et 0.705. Dans les conditions retenues pour les expériences, la flamme est détachée du brûleur et sur la partie centrale elle est quasiment parallèle à la plaque refroidie.

2.2 Résultats

Les conditions d'essais sont indiquées dans le Tab. 1. La vitesse débitante à la sortie du brûleur (U_b) varie peu car seul le débit de méthane est changé. La température adiabatique de fin de combustion T_{ad}

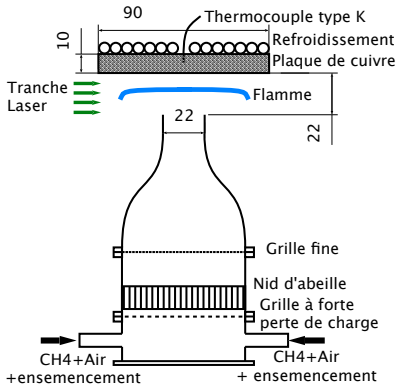


Figure 1: Schéma du brûleur utilisé pour l'étude de la température de sublimation des particules d'étain. Il est surmonté d'une plaque refroidie.

a été déterminée avec le code de simulation de flamme 1D "Regath", développé au laboratoire EM2C, en utilisant un schéma cinétique squelettique GRI-Mech ref. Dans ce calcul la température des gaz frais a été fixée à $20\,°C$.

L'étirement de la flamme est très faible sur l'axe, de l'ordre de $35\,s^{-1}$, ce qui ne modifie pas la température de fin de combustion. Comme on le verra sur les tomographies, la distance minimale de la flamme à la paroi de cuivre est toujours supérieure à 5 mm, ce qui est trop grand pour entraîner un refroidissement sensible de la température de fin de combustion [21]. On peut donc considérer que les températures indiquées dans le Tab. 1 correspondent bien aux températures maximales rencontrées par les particules d'oxyde d'étain sur leur trajet.

Une planche d'images tomographiques est présentée sur la Fig. 2. En haut à gauche la flamme est la plus éloignée de la plaque. La flamme se stabilise à l'endroit où la vitesse laminaire de flamme est égale à la composante axiale de la vitesse débitante. En diminuant la richesse, de gauche à droite et de haut en bas, la vitesse de flamme décroît et la flamme se rapproche de la plaque car la vitesse débitante n'a quasiment pas changée. Pour une gamme de richesses comprises entre 0.705 et 0.677, on constate que les particules d'oxyde d'étain disparaissent complètement à la traversée du front de flamme. Sur l'image en bas à gauche (richesse 0.662), on voit que des particules réussissent à traverser le front de flamme, mais il y a une grande différence de luminosité entre la tomographie dans les gaz frais et celle dans les gaz brûlés. Sur les deux dernières images on se rend compte que les particules traversent complètement le front de flamme. D'après le Tab. 1, on peut considérer qu'en-dessous de $1480\,°C$ les particules ne disparaissent pas. À $1500\,°C$ une partie des particules disparaît, mais certaines résistent, probablement les plus grosses. On peut donc considérer que les particules d'étain marquent une isotherme dont la valeur est de $1500\,°C$, ce qui est légèrement inférieur à la température indiquée dans [16, 17] et nettement plus faible que la température indiquée par certains fournisseurs.

3 Dynamique d'une flamme fortement swirlée

3.1 Dispositif expérimental

Le schéma du brûleur swirlé est présenté sur la Fig. 3, à gauche. Un tube en quartz, ouvert à l'atmosphère, sert de chambre de combustion. Sa longueur est de $200\,mm$ et son diamètre intérieur de $70\,mm$. L'injecteur placé dans ce système est celui utilisé dans les études d'allumage circulaire sur la chambre annulaire MICCA-Spray [3, 18, 19, 20]. Les pièces qui constituent ce dispositif sont représentées sur la Fig. 3, au milieu et à droite. Un atomiseur à cône creux (de fabrication MMP) forme un spray de n-heptane sur l'axe. Le diamètre moyen de Sauter d_{32} mesuré est de $27\,\mu m$ [19]. Une vrille (swirler), marquée en vert sur le schéma 3D, met l'air en rotation autour de l'axe. Cette vrille est constituée de 6 trous débouchant tangentiellement dans l'espace annulaire autour de l'atomiseur. Le diamètre de chaque trou est de $3\,mm$ et la distance entre deux axes de trous parallèles est de $10\,mm$. Une plaque terminale, avec un trou conique convergent, vient bloquer la vrille dans son logement. La sortie du trou

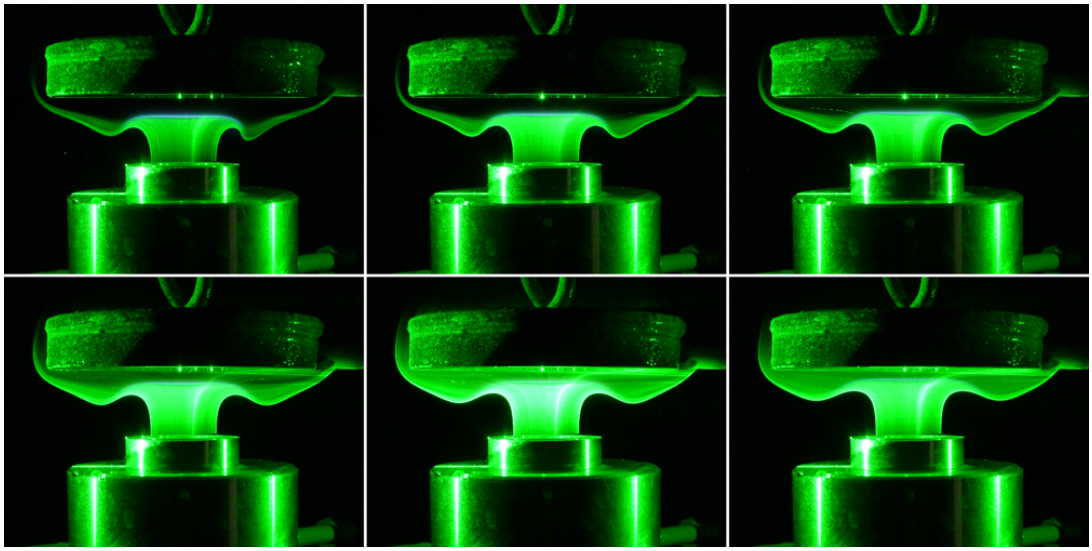


Figure 2: Tomographies laser réalisées avec un ensemencement en particules de dioxyde d'étain. La flamme peut être distinguée par une légère teinte bleue. Le laser vert illumine les particules. Un dispositif de co-courant entoure le brûleur, mais il n'a pas été mis en service dans cette étude. De gauche à droite, puis de haut en bas, la richesse est de : $0.705, 0.691, 0.677, 0.662, 0.648$ et 0.634.

central fait 8 mm de diamètre. Il en résulte un nombre de swirl mesuré expérimentalement à la sortie de l'injecteur de 0.68 [18].

Pour ces essais, la richesse globale est de 0.89. La vitesse débitante de l'air est de 31 m s^{-1}, induisant une perte de charge de l'injecteur de $\Delta P = 6.5$ kPa pour ce point de fonctionnement. La puissance thermique est de 5 kW. Deux haut-parleurs sont installés sur le système pour moduler la flamme au moyen d'ondes planes harmoniques mais ils ne sont pas utilisés dans cette étude.

Comme dans la section 2 une tomographie laser est utilisée. La nappe laser coupe le brûleur perpendiculairement à l'axe ou parallèlement à l'axe suivant un diamètre. Le système de lentilles est le même que dans la section 2, avec une largeur de nappe d'environ 50 mm, mais le laser est plus puissant (8 W continu à 532 nm). L'ensemencement est réalisé avec de l'oxyde d'étain qui disparaît très rapidement aux températures atteintes avec une flamme n-heptane-air à la richesse globale de 0.89. Pour visualiser la dynamique du front de flamme, une caméra rapide FASTCAM SA-X2 est utilisée. Elle est équipée d'un objectif de 25 mm ouvert à f:0.95 pour récupérer le maximum de lumière. La cadence de prise de vue est de 100 000 im/s avec un temps d'exposition de 1/119337 seconde pour chaque image. À cette cadence la taille du capteur est de 384×264 pixels. À cette cadence et avec cette résolution, on peut espérer capter les principaux mouvements du front de flamme et distinguer les zones chaudes où les températures sont supérieures à 1500 °C. Sur les planches photographiques qui sont présentées dans ce manuscrit, il n'a été choisi dans les séquences qu'une image sur 5 pour montrer la dynamique des structures, ce qui correspond à une cadence de 20 000 im/s.

Il est à noter que le dioxyde d'étain présente un inconvénient quand il est utilisé dans des écoulements réactifs confinés par des tubes en quartz. Au bout de quelques minutes de fonctionnement, des taches très fines se déposent sur les parois, ce qui réduit progressivement les qualités de transparence du tube en quartz. Ce dépôt est intégré dans la paroi et quasiment impossible à enlever. Il faut donc prévoir des tubes de rechange si les essais durent longtemps.

3.2 Dynamique du front de la flamme swirlée

Des tomographies verticales sont données à la Fig. 4. Dans les coins de la chambre de combustion il n'y a pas de particules d'étain, ce qui signifie que ces zones de re-circulation des gaz brûlés sont très chaudes. De chaque côté de la sortie de l'injecteur les tomographies sont très lumineuses, car elles correspondent à la diffusion de la lumière par les gouttes du spray qui sortent en périphérie du trou de

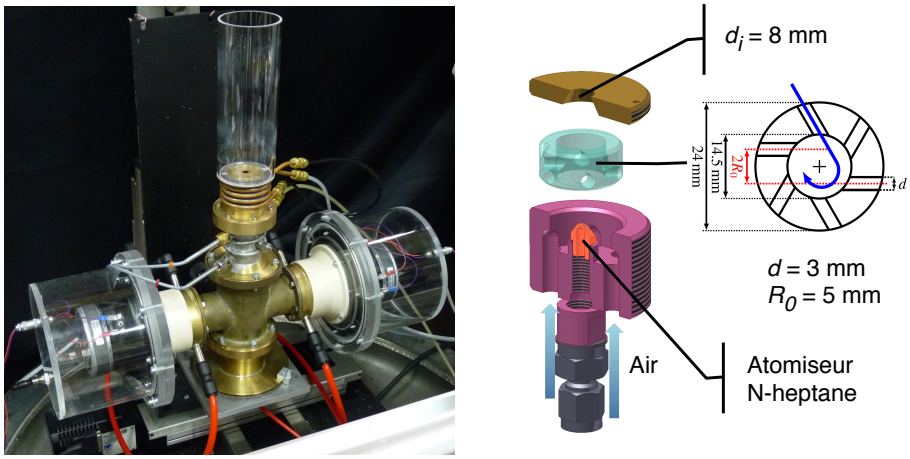


Figure 3: À gauche, vue du brûleur avec son tube à flamme en quartz de 200 mm de long et de 70 mm de diamètre intérieur. À droite, détail de l'injecteur avec : le distributeur d'air en violet, l'atomiseur à cône creux en orange, le swirler en vert et la plaque terminale en couleur marron. Celle-ci est percée sur l'axe d'un trou convergent conique de 8 mm de diamètre à la sortie.

sortie. En aval, sur l'axe, on voit une grande zone d'aspect triangulaire et qui est très sombre, indiquant qu'il n'y a plus de particules d'ensemencement. Il s'agit de la zone de gaz brûles avec la recirculation imposée sur l'axe par la dépression liée à l'écoulement swirlé. La pointe basse de cette zone est indiquée par les flèches orange. On peut voir que la flamme pénètre profondément sur l'axe, mais sans jamais descendre en-dessous de z = 7 ou 8 mm. Par contre, cette pointe peut remonter à plus de 20 mm de hauteur. L'extérieur du spray, à la sortie de l'injecteur, peut présenter des ondulations en fonction des tourbillons qui sont générés à partir des lèvres de l'injecteur. La fréquence de ces tourbillons est élevée, mais n'induit pas de dynamique particulière de la flamme. On peut distinguer sur ces tomographies des zones sombres, symétriques par rapport à l'axe du brûleur et marquées par les flèches jaunes. Elles correspondent à des zones non ensemencées entourées de zones ensemencées. S'il n'y a pas de particules c'est que celles-ci sont éjectées car elles doivent se trouver dans une zone tourbillonnaire intense. On sait que les écoulements swirlées peuvent faire apparaître une instabilité hydrodynamique prenant la forme d'un tourbillon hélicoïdal étroit et très intense avec un mouvement de précession autour de l'axe de l'injecteur. C'est ce que l'on appelle en anglais un PVC (Precessing Vortex Core). Ce phénoméne est bien décrit dans la littérature [22, 23, 24]. Normalement, s'il y a un PVC la tomographie laser devrait laisser voir des taches non-ensemencées avec une disposition alternée de part et d'autre de l'axe de l'injecteur. Or ici les taches sont symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur.

Si on observe ce qui se passe sur des tomographies horizontales réalisées à $z = 5$ mm de la sortie (Fig. 5), on peut voir deux taches sombres opposées qui tournent autour de l'axe du brûleur dans le sens des aiguilles d'une montre. Elles sont marquées avec des flèches jaunes sur la figure. Ces tomographies horizontales et verticales montrent donc qu'il n'y a pas qu'une seule structure PVC, mais deux structures hélicoïdales imbriquées l'une dans l'autre. Ce phénomène de double hélice est beaucoup plus rare et il nécessite des niveaux de rotation élevés. On peut voir quelques exemples d'écoulement avec deux PVC dans les travaux numériques et expérimentaux de [25, 26, 27].

À l'aide des enregistrements tomographiques horizontaux, il est possible de déterminer la fréquence de précession des PVC. On obtient ainsi une fréquence de 3175 Hz.

Pour comprendre l'origine des déficits de particules dans ces zones où la température est normalement assez basse, il est nécessaire de connaître le niveau de vorticité dans ces zones dépressionnaires. Le fait d'avoir un défaut de particules d'ensemencement à cet endroit ne facilite pas la réalisation de mesures de vitesse de type PIV qui permettraient d'avoir accès à la vorticité. Il a donc été décidé de comparer les résultats expérimentaux avec un calcul LES mené au laboratoire sur le même injecteur [20]. Les résultats numériques qui figurent dans le présent manuscrit ont été obtenus dans les conditions retenues pour les expériences. Sur la Fig. 6 qui présente les détails de la sortie de l'injecteur, des iso-contours du champ de pression sont affichés. L'enroulement hélicoïdal de deux PVC est visible dès

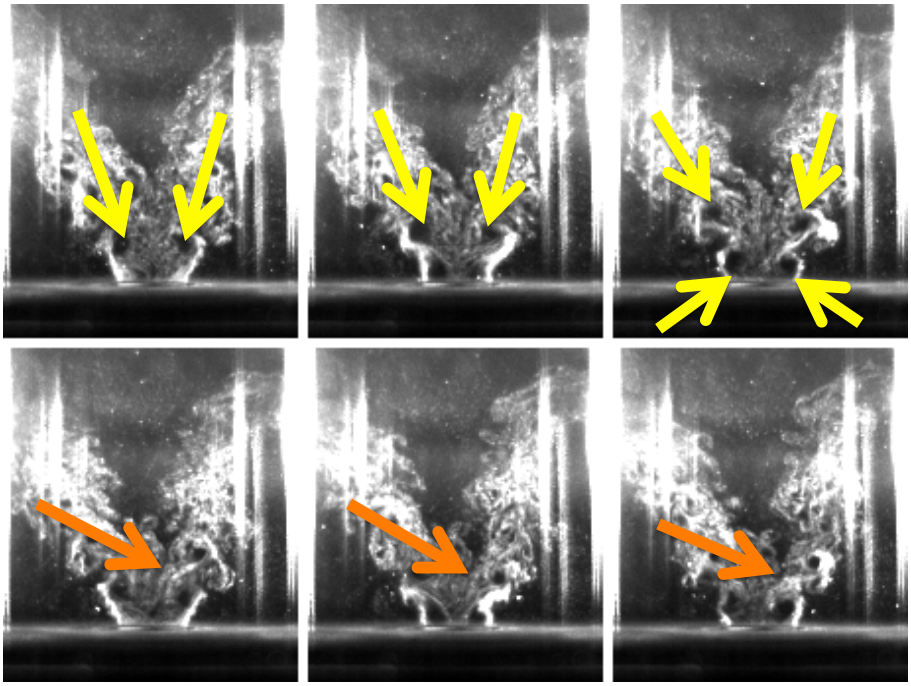


Figure 4: Vues tomographiques verticales successives. La séquence se lit de gauche à droite, puis de haut en bas. Par rapport à l'enregistrement réel, il n'est présenté qu'une image sur 5, ce qui correspond à une cadence de 20 000 im/s. Les flèches jaunes indiquent les zones dépressionnaires correspondant aux bras des PVC. Les flèches orange indiquent le point bas de la flamme.

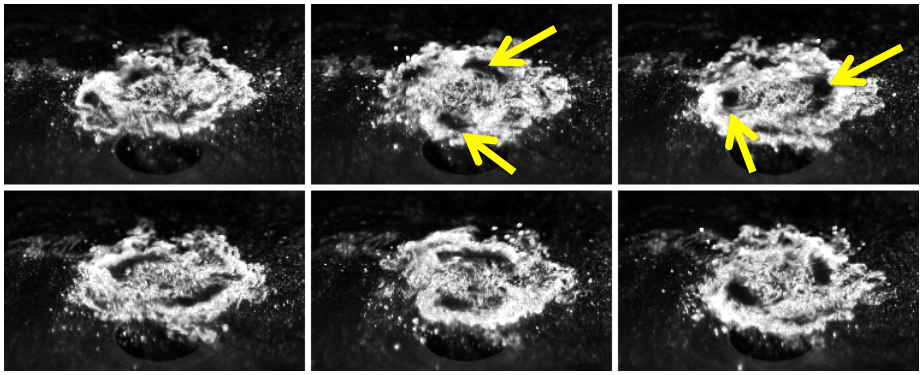


Figure 5: Vues tomographiques horizontales successives, à $z = 5$ mm de la sortie de l'injecteur. Photos prises en plongé. La séquence se lit de gauche à droite, puis de haut en bas. Par rapport à l'enregistrement réel, il n'est présenté qu'une image sur 5, ce qui correspond à une cadence de 20 000 im/s. Les flèches jaunes indiquent les zones dépressionnaires correspondant aux bras des PVC.

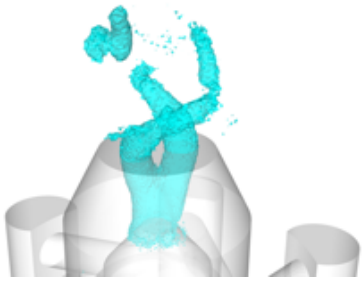
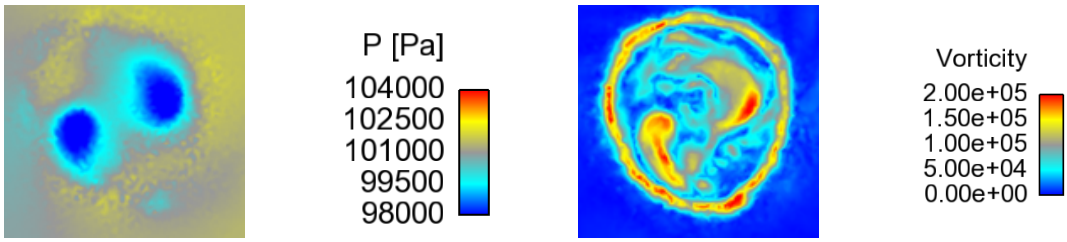


Figure 6: Simulation aux grandes échelles de l'écoulement à l'intérieur et à la sortie de l'injecteur. Un iso-contour de pression à 99 400 Pa est affiché montrant l'enroulement des deux PVC.



(a) (b)

Figure 7: (a) Champ instantané de pression dans un plan, 1 mm au dessus du plan de sortie de l'injecteur. (b) Champ instantané de vorticité à la même distance de 1 mm. Les valeurs sont données en s^{-1}. Deux taches de basse pression et de vorticité élevée sont visibles, et correspondent à l'intersection des deux hélices des PVC avec le plan de visualisation.

l'extrémité de l'atomiseur. Les calculs indiquent que les deux PVC disparaissent rapidement et ne sont pratiquement plus visibles à environ un diamètre et demi de la sortie de l'injecteur.

Sur la Fig. 7, à gauche, on voit bien les deux zones dépressionnaires correspondant à la coupe des deux PVC enroulés en double hélice. À droite, le champ de vorticité dans ce même plan de coupe montre que les niveaux atteints sont de $2.0\,10^5 s^{-1}$. Il est possible de savoir si des particules sont satellisées dans un tourbillon en examinant le nombre de Stokes St_ω des particules dans cette zone de forte vorticité. Ce nombre de Stokes peut être défini par $St_\omega = \tau_\omega/\tau_b$, où τ_ω est un temps caractéristique de séjour dans le tourbillon et τ_b est donné par la formule classique du temps de relaxation de quantité de mouvement pour les écoulements à faible nombre de Reynolds :

$$\tau_b = \frac{\rho_b d_b^2}{18\mu_f} \tag{1}$$

Pour un tourbillon caractérisé par une vorticité constante, on peut prendre comme temps caractéristique τ_ω l'inverse de la vorticité ($\tau_\omega = \omega^{-1}$) [28, 29, 30]. On peut ainsi déterminer le nombre de Stokes pour les particules d'étain à l'endroit où la vorticité est maximale. Les résultats figurant dans le Tab. 2 montrent que les particules les plus fines ont un nombre de Stokes supérieur à l'unité. Elles peuvent théoriquement suivre l'écoulement dans le tourbillon. Mais ces particules sont peu nombreuses (moins

Tableau 2: Calcul du nombre de Stokes pour des particules d'étain dans de l'air en présence d'une vorticité de $2.0\,10^5 s^{-1}$.

d(µm)	0.39	1.04	1.37	2.86
τ_b(µs)	2.51	17.9	31.0	135
St_ω	1.99	0.280	0.161	0.037

de 10% du total en nombre de particules) et elles sont si petites qu'elles diffusent peu la lumière de la nappe laser. Les particules dont le diamètre est de l'ordre de grandeur du micron ont déjà un nombre de Stokes inférieur à 1, indiquant que ces particules vont être éjectées du tourbillon. Ainsi plus de 90% de la population est éjectée de la zone où la vorticité est de $2.0\,10^5\mathrm{s}^{-1}$. Il est donc normal d'observer un déficit de particules d'ensemencement dans la zone des PVC. Ce manque de particules est évidemment gênant pour des mesures de vélocimétrie dans ces zones, mais il a l'avantage de permettre la localisation dans l'espace des structures des PVC.

4 Conclusion

On explore dans cet article une méthode de tomographie à très haute cadence utilisant des particules d'oxyde d'étain. Les particules d'oxyde d'étain sont intéressantes car leur température de sublimation est bien plus élevée que celle des gouttelettes d'huile couramment utilisées pour localiser les fronts de flammes dans les études de combustion. On montre qu'il est possible de déterminer la structure et la dynamique de fronts de flamme dans des conditions où la température des gaz alimentant la flamme est déjà élevée et conduirait à la vaporisation des gouttelettes d'huile. Une première partie de l'étude a consisté à préciser la température de sublimation des particules d'oxyde d'étain. Cette analyse effectuée au moyen d'une flamme méthane-air établie dans une configuration à point d'arrêt donne une valeur de 1500°C pour la température de sublimation. La deuxième partie de l'étude illustre l'utilisation de la tomographie au moyen de particules d'oxyde d'étain pour préciser la structure des noyaux tourbillonnaires en précession formés par un injecteur swirlé et pour étudier la dynamique de flammes formées par cet injecteur. Les tomographies réalisées font apparaître deux noyaux tourbillonnaires formant une double structure hélicoïdale.

Remerciements

Cette étude a été soutenue par SAFRAN et par l'ANR (projet TIMBER 14-CE23-0009-01).

References

[1] A.-M. Kypraiou, N. Worth, and E. Mastorakos. Experimental Investigation of the Response of Premixed and Non-premixed Turbulent Flames to Acoustic Forcing. In *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reston, Virginia, jan 2016. American Institute of Aeronautics and Astronautics.

[2] J.-F. Bourgouin, D. Durox, T. Schuller, J. Beaunier, and S. Candel. Ignition dynamics of an annular combustor equipped with multiple swirling injectors. *Combustion and Flame*, 160:1398–1413, 2013.

[3] K. Prieur, D. Durox, G. Vignat, T. Schuller, and S. Candel. Flame and spray dynamics during the light-round process in an annular system equipped with multiple swirl spray injectors. In *Proceedings of ASME Turbo Expo*, pages GT2018–76840, 2018.

[4] V. Caux-Brisebois, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, and W. Meier. Thermo-acoustic velocity coupling in a swirl stabilized gas turbine model combustor. *Combustion and Flame*, 161(12):3166–3180, dec 2014.

[5] M. Stöhr, K. Oberleithner, M. Sieber, Z. Yin, and W. Meier. Experimental Study of Transient Mechanisms of Bistable Flame Shape Transitions in a Swirl Combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 140(1):011503, sep 2017.

[6] M. Stöhr, Z. Yin, and W. Meier. Interaction between velocity fluctuations and equivalence ratio fluctuations during thermoacoustic oscillations in a partially premixed swirl combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3907–3915, jan 2017.

[7] L. Boyer. Laser tomographic method for flame front movement studies. *Combustion and Flame*, 39(3):321–323, 1980.

[8] D. Durox and S. Ducruix. Concerning the Location of the Schlieren Limit in Premixed Flames. *Combustion and Flame*, 120:595–598, 2000.

[9] J. R. Hertzberg, M. Namazian, and L. Talbot. A laser tomographic study of a laminar flame in a Karman vortex street. *Combustion Science and Technology*, 38(3-4):205–216, 1984.

[10] F. Baillot, D. Durox, and R. Prud'homme. Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame. *Combustion and Flame*, 88(2):149–168, 1992.

[11] N. Pasquier, B. Lecordier, and A. Trinité, M.and Cessou. An experimental investigation of flame propagation through a turbulent stratified mixture. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(1):1567–1574, jan 2007.

[12] M. Mouqallid, B. Lecordier, and M. Trinite. High Speed Laser Tomography Analysis of Flame Propagation in a Simulated Internal Combustion Engine - Applications to Nonuniform Mixture. In *SAE Technical Paper*, page 941990, oct 1994.

[13] B. Lecordier and M. Trinité. Vélocimétrie par inter-corrélation d'images de particules résolue dans le temps. In *5ème congrès francophone de vélocimétrie laser*, 1996.

[14] L.-D. Chen and W. M. Roquemore. Visualization of jet flames. *Combustion and Flame*, 66(1):81–86, oct 1986.

[15] L.-D. Chen, J. P. Seaba, W. M. Roquemore, and L. P. Goss. Buoyant diffusion flames. *Symposium (International) on Combustion*, 22(1):677–684, jan 1989.

[16] J.-P. Dumont and R. Borghi. A Qualitative Study by Laser Tomography of the Structure of Turbulent Flames. *Combustion Science and Technology*, 48(3-4):107–128, jul 1986.

[17] Jean-Paul Dumont. *Etude de la Structure Spatiale des Flammes Turbulentes par Laser*. PhD thesis, Rouen, 1987.

[18] K. Prieur, D. Durox, J. Beaunier, T. Schuller, and S. Candel. Ignition dynamics in an annular combustor for liquid spray and premixed gaseous injection. In *Proceedings of the Combustion Institute*, 2016.

[19] K. Prieur, D. Durox, T. Schuller, and S. Candel. Strong Azimuthal Combustion Instabilities in a Spray Annular Chamber With Intermittent Partial Blow-Off. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 140(3):031503, 2017.

[20] T. Lancien, K. Prieur, D. Durox, S. Candel, and R. Vicquelin. Large-Eddy Simulation of Light-Round in an Annular Combustor With Liquid Spray Injection and Comparison With Experiments. In *Volume 4A: Combustion, Fuels and Emissions*, page V04AT04A069. ASME, jun 2017.

[21] N. Darahiba and D. Alviso. Effects of heat transfer on the structure of strained n decane/methyl-decanoate/ethanol flames using a compact chemical kinetic mechanism. In *SDEWES*, 2018.

[22] S. Wang and V. Yang. Unsteady flow evolution in swirl injectors with radial entry. ii. external excitations. *Physics of Fluids*, 17(045107), 2005.

[23] N. Syred. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (pvc) in swirl combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, 32(2):93–161, 2006.

[24] S. Candel, D. Durox, T. Schuller, J.F. Bourgouin, and J.P. Moeck. Dynamics of swirling flames. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 46:147–173, 2014.

[25] S.V. Alekseenko, D.M. Markovich, V.M. Dulin, and L.M. Chikishev. Study of vortex core precession in combustion chambers. *Thermophysics and Aeromechanics*, 20(6), 2013.

[26] V.M. Dulin, D.M. Markovich, A.V. Minakov, K. Hanjalic, and L.M. Chikishev. Experimental and numerical simulation for swirl flow in a combustor. *Thermal Engineering*, 60(13), 2013.

[27] J.M. Quinlan and B.T. Zinn. Development and dynamical analysis of laboratory facility exhibiting full-scale combustion instability characteristics. *AIAA journal*, 55(12):4314–4329, 2017.

[28] A.R. Kriebel. Particle Trajectories in a Gas Centrifuge. *Journal of Basic Engineering*, 83(3):333, 1961.

[29] R.P. Dring and M. Suo. Particle trajectories in swirling flows. *Journal of Energy*, 2(4):232–237, 1978.

[30] Y. Hardalupas, A. Taylor, and J. Whitelaw. Particle Dispersion in a Vertical round Sudden-Expansion Flow. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 341(1662):411–442, dec 1992.