



HAL
open science

DRASC 1kHz mono-coup à sonde à dérive de fréquence : étude dynamique d'une flamme de diffusion à structures cohérentes

Sylvain Legros, Benoît Barviau, Lisa Bouheraoua, Saïd Idlahcen, Frederic
Grisch

► **To cite this version:**

Sylvain Legros, Benoît Barviau, Lisa Bouheraoua, Saïd Idlahcen, Frederic Grisch. DRASC 1kHz mono-coup à sonde à dérive de fréquence : étude dynamique d'une flamme de diffusion à structures cohérentes. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097680

HAL Id: hal-02097680

<https://hal.science/hal-02097680v1>

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.

DRASC 1kHz mono-coup à sonde à dérive de fréquence : étude dynamique d'une flamme de diffusion à structures cohérentes.

S. Legros^{1,2}, B. Barviau¹, L. Bouheraoua², S. Idlahcen¹, F. Grisch¹

¹ CORIA-UMR-6614, Normandie Université, CNRS, INSA et Université de Rouen, Campus Universitaire du Madrillet - 76800 Saint Etienne du Rouvray France

² Safran Tech, Paris-Saclay, France

Email auteur correspondant : sylvain.legros@coria.fr

Depuis les années 2000, la présence sur le marché de sources femtoseconde commerciales haute puissance et haute cadence a permis de développer le diagnostic DRASC (Diffusion Raman anti-Stokes Cohérente) de mesure de température dans ce régime d'interaction. L'énergie par impulsion atteignant plusieurs mJ ainsi que la puissance crête élevée du laser femtoseconde permet de réaliser des mesures instantanées à une cadence de répétition élevée pouvant atteindre la dizaine de kHz. Dans la présente étude, le développement d'une méthodologie numérique et expérimentale a permis de réaliser mesurer la température de flamme avec une précision de l'ordre du pourcent. Combiné à cette précision, le dispositif de mesure DRASC permet d'analyser des processus dynamiques de flamme comme le développement de structures tourbillonnaires périodiques où des variations élevées de température sont présentes ainsi que de faire la démonstration de l'aptitude du système à capturer la dynamique d'une flamme présentant des structures tourbillonnaires périodiques sur une amplitude importante de valeur de température.

1 Introduction

Afin de respecter les nouvelles normes du transport aérien (ACARE 2030 et 2050) de plus en plus drastiques vis-à-vis de la diminution de la consommation et des émissions de polluants, les motoristes du secteur aéronautique doivent innover et concevoir de nouvelles architectures moteur. Pour atteindre cet objectif, une coopération scientifique entre le motoriste SAFRAN Tech et le laboratoire CORIA a été créée (Chaire Industrielle PERCEVAL). Ce partenariat vise à étudier en détail les mécanismes physico-chimiques interagissant au sein de chambres de combustion aéronautiques haute-pression et haute-température. Dans ce cadre, les études expérimentales qui sont entreprises reposent sur l'utilisation de diagnostics laser innovants et quantitatifs présentant des précisions de mesure et des cadences de mesure élevées. Les mesures sont ensuite utilisées pour valider des simulations numériques LES des écoulements réactifs étudiés. Parmi les grandeurs scalaires à mesurer, la température est une grandeur physique clé pour qualifier l'efficacité de l'avancement de la combustion.

Le diagnostic laser DRASC (Diffusion Raman anti-Stokes Cohérente), initialement développé en régime d'impulsion nanoseconde, régime encore utilisé aujourd'hui [1, 2], est reconnu pour être la méthode de mesure de température la plus robuste et précise [3, 4, 5, 6, 7]. Cette méthode de mesure repose sur un processus optique non linéaire d'ordre 3 nécessitant une interaction cohérente de trois faisceaux laser, deux faisceaux excitateurs et un faisceau sonde. Cette interaction produit un quatrième faisceau laser, dont l'intensité dispersée avec un spectrographe présente une évolution spectrale avec la température du milieu observé.

La disponibilité sur le marché de sources laser femtoseconde commerciales a récemment conduit à leur utilisation pour réaliser des mesures DRASC [8, 9]. En effet, l'interaction entre des impulsions d'une durée temporelle de l'ordre de la centaine de femtosecondes et le milieu observé est un nouveau régime d'interaction qui présente des avantages importants. La DRASC est une technique de mesure pompe-sonde, comparativement au régime d'impulsion nanoseconde, le régime femtoseconde implique une faible durée temporelle des impulsions excitatrices (~ 100 fs), ce qui réduit significativement leur impact sur le signal de mesure créé après sondage de la cohérence produite dans le milieu par les deux faisceaux lasers excitateurs par le faisceau sonde. La cadence de répétition des sources femtosecondes atteint actuellement une dizaine de kHz, ce qui, associée à une mesure instantanée, permet d'envisager un enregistrement de la température à haute cadence [10, 11, 12, 13]. La puissance crête importante des impulsions lasers permet également de créer un signal de mesure intense, ce qui rend possible la prise de mesures de température instantanées lorsque le faisceau sonde est en régime picoseconde [14, 15]. L'impulsion sonde picoseconde est créée, soit à partir d'une impulsion femtoseconde [14, 16, 17], soit par l'utilisation d'une source laser picoseconde synchronisée [13, 18, 19]. Les caractéristiques spectrales de l'impulsion sonde ainsi obtenue ont conduit au développement de deux méthodologies d'utilisation de la

DRASC: la DRASC hybride femtoseconde/picoseconde et la DRASC à sonde à dérive de fréquence (CPP pour Chirped Probe Pulse en anglais). Les avantages et inconvénients de chacune de ces techniques sont évalués dans [20]. La DRASC CPP y est décrite comme une méthode de mesure plus précise que la DRASC hybride fs/ps mais plus coûteuse en procédé expérimental et en post-traitement [21]. Dans notre étude, la dérive de fréquence est créée par passage d'une l'impulsion laser femtoseconde à travers un milieu dispersif (barreau de verre).

Afin d'exploiter les spectres DRASC mesurés, un code de simulation des spectres DRASC a été spécifiquement développé. Le modèle utilisé prend en compte les données expérimentales et s'appuie sur la spectroscopie de la molécule d'azote afin de calculer des spectres DRASC. La température d'un spectre DRASC expérimental est ensuite obtenue par comparaison de la forme spectrale des spectres théoriques et expérimentaux. Cependant, ce modèle nécessitant la connaissance de 12 paramètres pour obtenir une modélisation précise de nos spectres, celui-ci a été associé à un algorithme génétique [22]. Après une présentation détaillée des principes de mesure de température par DRASC, les résultats des mesures de la température par DRASC CPP dans une flamme de diffusion hydrogène/air instationnaire développant des structures tourbillonnaires périodiques seront présentés pour illustrer les potentialités du suivi temporel de la température dans les structures tourbillonnaires.

2 CPP-fs DRASC

La DRASC est un diagnostic de mesure pompe/sonde. Deux impulsions excitatrices nommées pompe et Stokes, synchronisées temporellement (Figure 1b.) et dont l'écart en fréquence est ajusté sur les niveaux d'énergie de la molécule à sonder (Figure 1a.) permettent de créer une cohérence dans le milieu. Cette cohérence Raman est sondée dans un second temps par l'impulsion sonde. La fréquence du faisceau sonde peut être différente des impulsions excitatrices, mais conditionne, par conservation d'énergie, la fréquence de génération de l'onde signal DRASC. Dans notre étude, l'arrangement temporel à dérive de fréquence est utilisé. Les impulsions pompe et Stokes, respectivement à 675 nm et 800 nm, ont une durée temporelle de 100 fs. L'impulsion sonde, à 675 nm résulte du passage d'une impulsion de 100 fs dans un barreau de verre qui modifie de façon quasi quadratique les phases spectrales afin d'étirer l'impulsion jusqu'à une valeur de 2,5 ps. Le retard entre l'excitation du milieu et le sondage de celui-ci modifie la forme du spectre DRASC résultant. Le modèle théorique développé dans la présente étude prend en compte les paramètres

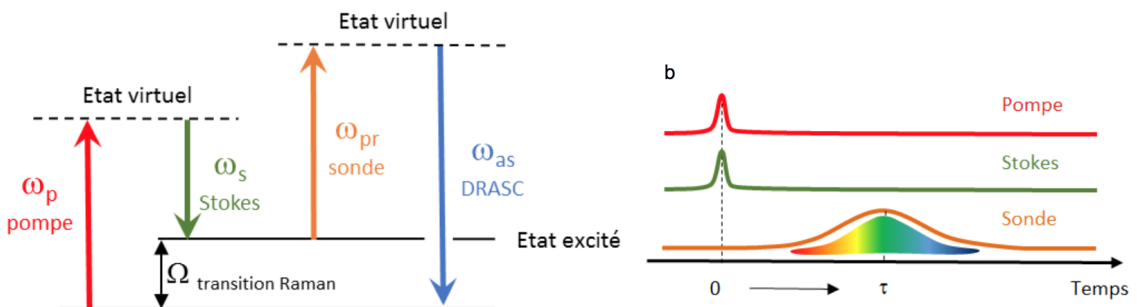


Figure 1: a. Diagramme d'énergie. b. Description temporelle du processus DRASC à sonde à dérive de fréquence.

d'intérêt détaillés ci-dessus. Initialement développée par Richardson et al. [23], l'équation suivante est une expression modifiée afin de prendre en compte les effets de pression :

$$I_{CARS}(t) = \left| E_{pr}(t) \left[\alpha E_p(t) E_s(t) + \beta \left[\int_{-\infty}^t E_p(t') E_s(t') dt' \right] \right] \times \sum_i \left\{ \Delta N_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i (bA)_i (A^{-1} P b)_i \exp[(i\tilde{\omega}_i - \tilde{\Gamma}_i)t + \Phi] \right\} \right|^2 \quad (1)$$

Le premier terme de cette équation, proportionnel au produit des trois champs électriques $E_P(t)$, $E_S(t)$ et $E_{Pr}(t)$, constitue la contribution non résonante du signal DRASC. Le second membre de l'équation

est la partie résonante du signal, dont le poids relatif avec la composante précédente est donné par le rapport β/α et dont le déphasage à la partie non résonante est supposé constant et pris en compte avec le paramètre Φ . Ce terme dépend des paramètres spectroscopiques de la molécule d'azote au travers de la différence de population ΔN_i , et de la section efficace Raman $\frac{d\sigma}{d\Omega_i}$. Afin de prendre en compte les transferts d'énergie entre les transitions rotationnelles dans un même niveau vibrationnel, les fréquences de transition $\tilde{\omega}_i$, et les largeurs de raies Γ_l , des transitions considérées ont été recalculées en utilisant le formalisme de la matrice G développé par Knopp et al. [24]. Les éléments de la matrice de relaxation sont calculés en utilisant une loi MEG classique [25], impliquant le calcul des matrices de construction A et diagonale P .

3 Montage expérimental DRASC et méthode d'analyse des signaux

3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif laser utilisé pour mesurer la température par spectroscopie DRASC femtoseconde à sonde à dérive de fréquence est présenté en Figure 2. La source laser est constituée d'un oscillateur femtoseconde Ti:Sa (COHERENT Vitesse) et d'un amplificateur à deux étages (COHERENT Legend Elite Duo HE+III). Les impulsions délivrées par ce système ont une durée temporelle de 100 fs et une énergie par impulsion de 12 mJ. Un Amplificateur Paramétrique Optique (OPA, LIGHT CONVERSION) complète ce dispositif et permet de produire la seconde fréquence nécessaire à l'excitation de la molécule sonde. En sortie de

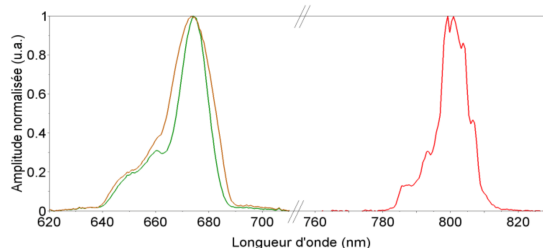
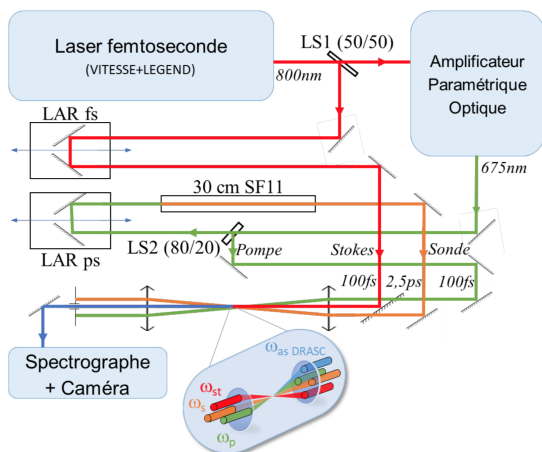


Figure 3: Spectres d'impulsions. Les impulsions Sonde, Pompe et Stokes sont respectivement en orange, vert et rouge.

Figure 2: Schéma du dispositif expérimental et du croisement des faisceaux par Folded BoxCARS. La distance entre chaque faisceau laser et le centre de la lentille est de 7 mm.

l'amplificateur, le faisceau à 800 nm est séparé en deux avec une lame séparatrice (LS1) pour former l'impulsion Stokes qui est ensuite dirigée jusqu'au volume de mesure. La seconde partie du faisceau, de 6 mJ, est injectée dans l'OPA pour réaliser la conversion en longueur d'onde afin de produire un faisceau laser à 675 nm avec une énergie de 500 μ J. A nouveau, une lame séparatrice (LS2) sépare 20% de l'énergie pour former l'impulsion pompe et 80% sont dédiés à l'impulsion sonde. L'impulsion sonde, comme indiquée sur la Figure 1, est d'une durée temporelle de 2,5 ps. Pour obtenir cet étirement, le faisceau traverse un barreau de verre SF11 de 30 cm qui disperse temporellement son spectre en lui affectant une dérive de phase quasi linéaire.

Afin d'obtenir un bon recouvrement temporel des trois impulsions lasers au volume de mesure, le trajet optique de deux des trois impulsions (Stokes et Sonde) est ajusté grâce à des lignes à retard optiques (LAR). Les trois impulsions sont ensuite focalisées au volume de mesure par une lentille plano-convexe de 250 mm de focale. Au croisement, les énergies des impulsions Pompe, Stokes et Sonde sont respectivement égales à 74, 68 et 212 μ J.

Les spectres d'intensité des impulsions sont présentés en Figure 3. L'enregistrement de ces spectres est effectué au volume de mesure avec un spectrographe fibré (Avantes) afin de tenir compte de l'ensemble des déformations spectrales qui peuvent être liées à l'acheminement des faisceaux. Ces formes spectrales expérimentales sont essentielles dans la simulation numérique de nos spectres DRASC, car elles conditionnent la forme spectrale du signal DRASC (voir le détail en partie 2.5). Le schéma de croisement des faisceaux lasers est du type folded BOXCARs (Figure 2) [26]. Cet arrangement optique présente l'avantage de produire un signal DRASC séparé spatialement des faisceaux excitateurs et sonde. De plus, un filtre optique passe-bande [585:600] nm est utilisé afin d'isoler le signal DRASC qui est ensuite envoyé dans un spectrographe (Princeton isoplan 320, réseau de 1200t/mm) équipé d'un capteur EmCCD (Princeton ProEM-HS 512x512).

L'intensité du signal DRASC varie très fortement selon que l'on opère à température ambiante ou en flamme (différence de 2 ordres de grandeur). La variation de signal dépassant la dynamique de la caméra utilisée, il est alors nécessaire d'effectuer deux séries de mesures consécutives, l'une en optimisant les signaux à température élevée et l'autre en atténuant les signaux de mesure enregistrés à température faible avec un filtre optique à densité neutre (Schott NG4-2mm), placé devant l'entrée du spectrographe.

3.2 Méthode de génération et d'analyse du signal

La mesure de la température du milieu observé est réalisée grâce à l'analyse comparative de la forme du spectre DRASC expérimental avec ceux issus de calculs numériques. La base de données théorique des spectres DRASC est réalisée pour diverses valeurs des paramètres de l'équation 1, préalablement bornés, mais pouvant évoluer selon les conditions ambiantes de la salle laser. Parmi ces paramètres, 6 sont associés à la modélisation des champs électriques des trois impulsions lasers (phase spectrale du 2nd et du 3ème ordre), deux sont relatifs au poids respectif β/α et au déphasage Φ entre les parties résonante et non résonante du signal DRASC, deux représentent les délais entre les impulsions Stokes-Pompe et Sonde-Pompe, dépendantes de la position et la dérive éventuelle des lignes à retard LAR fs et ps (Figure 2). Enfin, le dernier paramètre est la température du milieu de mesure représentatif du peuplement des niveaux d'énergie de la molécule d'azote. La détermination de ces paramètres est réalisée avec un algorithme génétique qui a pour fonction de faire varier ces paramètres afin de trouver une solution unique satisfaisant une minimisation de la différence par moindre carrés des profils spectraux des spectres DRASC expérimentaux et théoriques.

Devant le nombre important de paramètres utilisé dans l'algorithme et afin de minimiser les erreurs et le temps de calcul, une méthodologie d'analyse effectuée en trois étapes a été développée [10, 11, 21].

Parmi les paramètres ajustables, les délais entre les impulsions peuvent être, dans une certaine mesure, déterminés expérimentalement lors de la mise en place du dispositif de mesure. Afin d'ajuster le recouvrement temporel des impulsions, la ligne à retard LAR fs est ajustée afin de produire et maximiser le signal de somme de fréquences au sein d'un cristal optique de BBO positionné au volume de mesure, au croisement des faisceaux. Ainsi, la précision de mesure sur ce délai est estimée à 15 fs. L'ajustement temporel du faisceau sonde est réalisé avec la ligne à retard LAR ps. L'impulsion sonde étant large temporellement, la somme de fréquences n'est plus suffisamment précise et la détermination du délai entre les impulsions est effectuée par génération et maximisation d'un signal DRASC non résonant au sein d'un jet d'Argon [23].

La seconde étape repose sur l'utilisation d'un milieu d'étude à température connue, tel qu'une flamme laminaire de prémélange CH_4/air , dont la température de flamme est connue. Après l'acquisition d'un spectre DRASC moyenné sur cette flamme, le traitement numérique de ce spectre permet de retrouver les paramètres de phase spectrale des lasers, ainsi que les positions temporelles relatives des impulsions.

La dernière étape est la réalisation, dans la suite directe de l'étape précédente, des mesures DRASC sur un milieu dont la température est inconnue. L'analyse des spectres DRASC acquis est alors réalisée en laissant variable la température dans l'algorithme génétique et en supposant que les paramètres déduits auparavant n'ont pas évolué entre les deux expériences.

La méthodologie présentée ci-dessus a été mise en place et validée dans une flamme de diffusion hydrogène/air présentant des structures tourbillonnaires répétitives.

4 Flammes d'étude et résultats

4.1 Brûleur et flammes d'étude

Au sein du même brûleur, deux flammes d'étude sont produites ; une flamme de diffusion créant des structures cohérentes instationnaires (tourbillons) à fréquence fixe et une flamme laminaire d'étalonnage de prémélange CH_4/air . Des photographies de ces flammes sont présentées sur la Figure 4. Le brûleur est constitué d'un injecteur central et d'un injecteur coaxial (Figure 4). Dans la configuration flamme de diffusion, de l'hydrogène ou un mélange hydrogène/azote est injecté par l'injecteur central et de l'air est injecté en périphérie. Ce dernier flux est laminarisé par l'ajout de petites billes de verre dans l'injecteur coaxial, de sorte que l'interaction du jet central et externe se produise toujours de la même façon pour pouvoir obtenir des vortex stables et répétitifs. Les débits sont de 50 l/min pour l'air et 8 l/min pour l'hydrogène. L'injecteur central est également utilisé pour la configuration flamme laminaire de prémélange CH_4/air .

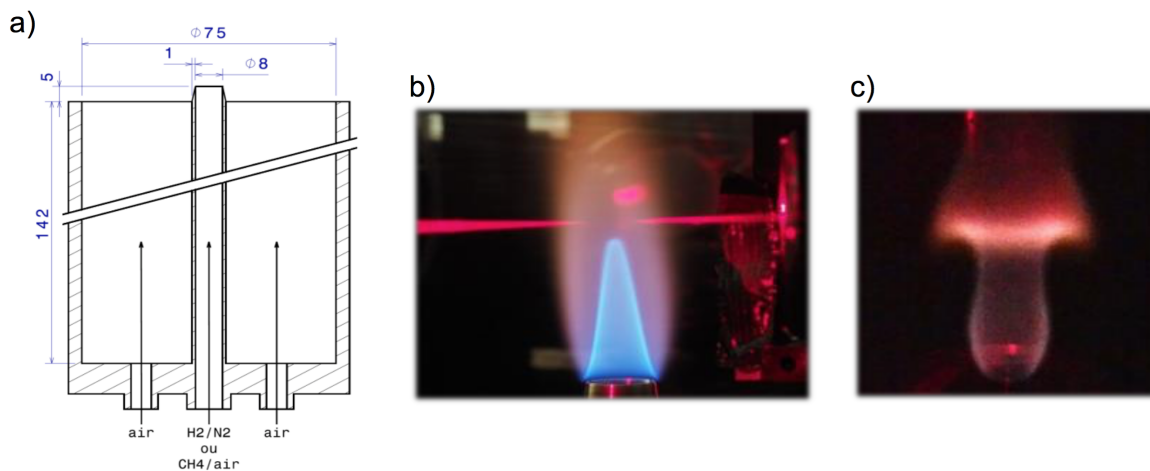


Figure 4: a. Schéma du brûleur utilisé. Photographies des flammes obtenues avec le brûleur : (b) Flamme de prémélange méthane/air d'étalonnage. (c) Flamme de diffusion hydrogène/air à structure cohérente.

Cette flamme est utilisée au cours de l'étalonnage des mesures précédant les mesures dans la flamme de diffusion et également pour mesurer la précision de nos mesures de température. Afin d'obtenir une température d'étalonnage équivalente à la température maximale de la flamme de diffusion, la richesse est fixée à 1,3 avec un débit d'air de 3,57 l/min et de 0,5 l/min de CH_4 , soit une température proche de 2050 K.

4.2 Evaluation de la performance des mesures

Afin d'estimer la stabilité de la flamme d'étalonnage CH_4/air et d'estimer la sensibilité en température du code d'analyse numérique, une série de 1000 mesures (soit 1 seconde d'acquisition à la cadence de 1 kHz) a été réalisée sur la flamme de prémélange CH_4/air . L'ensemble des spectres DRASC enregistrés est superposé sur la Figure 5a), après normalisation. La première oscillation autour de 16950 cm^{-1} montre une dispersion des intensités relativement faible. Les oscillations très bien reproduites tir à tir. Le spectre DRASC moyen est analysé afin d'obtenir les paramètres laser correspondant à cette série de mesures. Dans ce cas le paramètre de température est supposé connu et la variabilité de celui-ci est réduite entre 1900 et 2300 K dans le calcul.

Le spectre résultant de l'ajustement des paramètres variables via l'algorithme génétique, avec une température retrouvée de 1965 K, est superposé au spectre moyen sur la Figure 5b) et le calcul des résidus est tracé sur la plage spectrale d'étude. La valeur de la différence par moindre carrés entre les deux signaux est très faible. Les valeurs des paramètres lasers sont ainsi fixées et réutilisées lors des mesures instantanées de la température dans la flamme à étudier. Il est possible de caractériser la précision de notre système en effectuant une analyse de la température acquise sur chaque spectre DRASC instantané. L'évolution temporelle des mesures de température tir à tir est présentée sur la Figure 6. Sur cette figure,

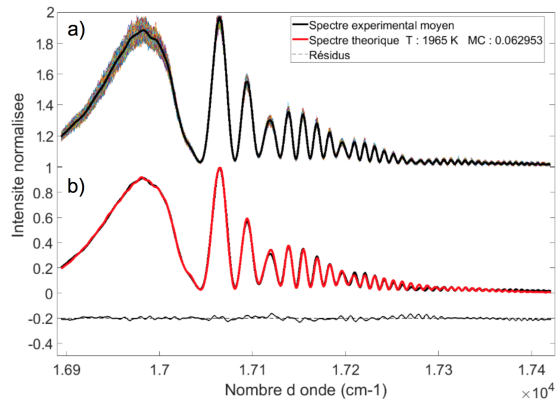


Figure 5: (a) Superposition de 1000 spectres DRASC CPP fs instantanés enregistrés sur une flamme de prémélange méthane/air de richesse 1,33. Le spectre moyen est représenté en noir. (b) Comparaison entre spectre DRASC expérimental et le meilleur spectre DRASC numérique trouvé.

la température de chaque spectre DRASC instantané est représentée par un point et la température moyenne par la courbe rouge. Une fluctuation de la valeur moyenne jusqu'à 100 K est observée sur les 600 premières millisecondes. L'origine de cette variation provient de l'existence de petites fluctuations de débits des gaz frais injectés et de possibles rentrées d'air dans la flamme, celle-ci n'étant pas totalement isolée de l'air ambiant. Afin de calculer la dispersion des valeurs autour de la moyenne et la précision de la mesure, l'écart de chaque mesure à la moyenne est reporté en figure 6b et résumé sous forme de fonction densité de probabilité (PDF) en figure 6c. La précision de la mesure est ainsi estimée en superposant une gaussienne à la PDF et en estimant sa largeur à mi-hauteur, ce qui mène dans le cas présent à une valeur proche de 1%.

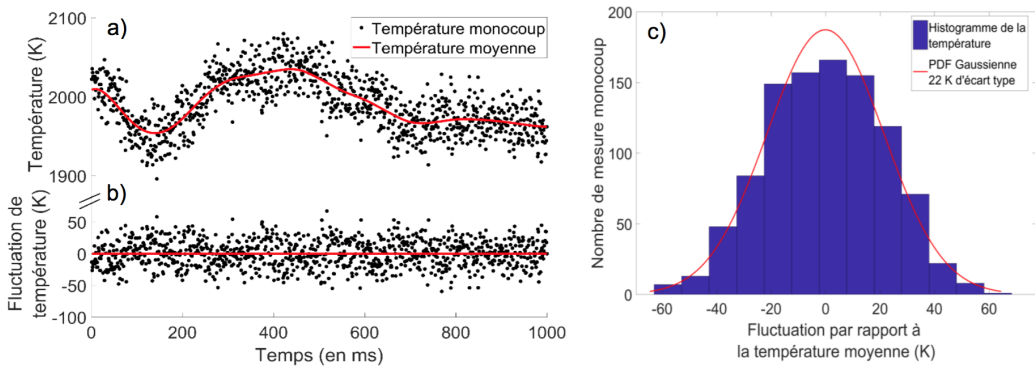


Figure 6: a) Profil d'évolution de la température au cours du temps b) Fluctuation des mesures par rapport à la température moyenne c) Répartition des mesures instantanées en PDF (dispersion moyenne de 1,08%).

4.3 Mesures dans la flamme de diffusion H₂/air

Afin d'examiner les avantages de notre dispositif à réaliser des mesures de température dans des milieux présentant des gradients temporels de température élevée, des mesures ont été réalisées dans une flamme de diffusion H₂/air produisant des tourbillons à fréquence fixe (14 Hz). Le choix de cette flamme repose sur la comparaison possible de nos résultats avec ceux enregistrés dans des conditions similaires [27]. Des mesures de température par diagnostic DRASC en régime d'impulsion nanoseconde y avaient été menées, menant à une caractérisation de l'évolution temporelle des profils de température le long d'un rayon du brûleur à une hauteur de 135 mm par rapport à la buse d'injection, présentée dans la Figure 7a. Sur cette figure, le domaine de température évolue entre 300 K (en bleu) et une température proche de 2200 K (en rouge), le profil spatial de la distribution de température, notamment dans le vortex, est ainsi

capturé sans avoir besoin d'ajuster la hauteur des mesures, le vortex étant convecté naturellement par la vitesse de l'écoulement. L'évolution d'un profil de température en un point de mesure situé à 15 mm du centre de l'écoulement est reportée sur la Figure 7b. Une augmentation très rapide de la température entre 300 K et 2200 K est observée sur une dizaine de millisecondes, significative du passage du front de flamme du vortex. Le passage du vortex au point de mesure est ensuite représenté par une température maximale relativement stable représentative de la zone de réaction puis celle-ci décroît suite à la rentrée d'air dans le vortex. La mesure DRASC effectuée en régime d'impulsion nanoseconde a nécessité une synchronisation temporelle très précise de la mesure par rapport au passage de la structure tourbillonnaire, car la cadence de répétition des lasers ns était de 10 Hz. Les spectres DRASC instantanés sont alors enregistrés un à un dans des vortex différents. L'évolution temporelle de la température représentée sur la Figure 7 b résulte donc de l'accumulation de 500 mesures DRASC correspondants au passage de 500 vortex non consécutifs.

Dans le cas des mesures DRASC en régime femtoseconde, le passage de 10 Hz à 1kHz en cadence de répétition des mesures a permis d'enregistrer le suivi temporel de la température (courbe rouge sur la Figure 7b) en un temps réduit correspondant au passage de seulement deux structures tourbillonnaires. Dans ce cas, la reconstruction du profil de température est réalisée en accolant les mesures enregistrées dans le domaine de température 300-1200 K avec celles effectuées dans la zone centrale du vortex (1200-2200 K). Pour ces deux régimes de température, l'intensité du signal DRASC détectée sur la caméra est très différente. Afin d'éviter une saturation de la caméra et conserver une variation du signal de mesure linéaire en intensité, une atténuation des signaux est réalisée pendant la série de mesures effectuée à faible température.

La comparaison des évolutions temporelles de la température est similaire dans les deux études. Il est observé les mêmes tendances tant en termes de valeurs absolues de température que de temps de montée et de redescente. Le brûleur étudié dans la présente étude présentant un rapport de dimensionnement tube interne/tube externe plus grand que le brûleur utilisé à l'ONERA [27], l'interaction du flux secondaire avec le jet de fluide central peut expliquer l'écart de l'évolution de la température au niveau du plateau situé entre 15 et 35 ms.

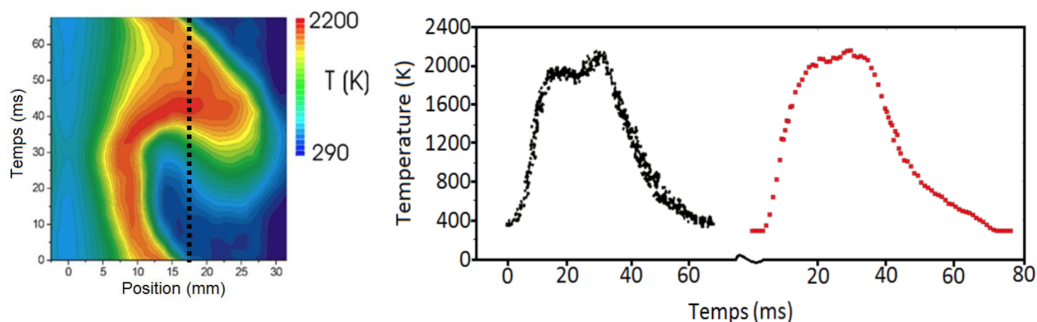


Figure 7: (a) Evolution des profils de températures le long d'un rayon ayant pour centre le centre du brûleur [27]. La ligne en pointillés noirs indique la position du profil temporel présenté en (b). (b) Profil de température obtenu en un point de la flamme de diffusion hydrogène air à lâcher tourbillonnaire à fréquence fixe. Les mesures précédemment effectuées en DRASC nanoseconde dans [27] sont représentées en noir tandis que les mesures effectuées en DRASC femtoseconde sont représentées en rouge.

5 Conclusion

Le développement d'un dispositif de mesure de température par DRASC femtoseconde à dérive de fréquence a permis d'acquérir des spectres DRASC instantanés à 1 kHz, sur une flamme présentant une évolution rapide de la température à pression atmosphérique. L'obtention du signal DRASC, nécessitant des conditions d'accord de phase, a été réalisée avec la configuration folded BOXCARS. La mesure de la température, réalisée par minimisation de l'écart entre le spectre expérimental et le spectre DRASC théorique présentant le meilleur accord, est réalisée avec un algorithme génétique à 12 paramètres. Les mesures de température effectuées sur une flamme laminaire de prémélange CH_4/air présentent une faible dispersion des résultats indiquant que la précision de la mesure de température est égale à 1% à

température élevée. La comparaison avec des mesures de température réalisées avec un système DRASC nanoseconde permet de mettre en évidence la capacité de notre système à effectuer un suivi temporel détaillé de l'évolution de la température dans des milieux à fort gradient de température.

Une amélioration de cette précision de mesure sur l'ensemble de la gamme de température est attendue dans le futur en prenant en compte un plus grand nombre de mesures d'étalonnage à différentes températures. De même, le système de mesure sera appliqué à l'étude des milieux de combustion haute pression de manière à analyser le fonctionnement de systèmes industriels d'injection de carburant aéronautique.

References

- [1] A. Hosseinnia, E. Nordström, J. Bood et P.-E. Bengtsson, *Proc. Combust. Inst.*, 36(3):4461-4468, 2017.
- [2] A.D. Cutler, E.C. Gallo, L.M. Cantu, R. D.Rockwell et C.P. Goynes, *Combust. Flame*, 189:92-105, 2018.
- [3] R. P. Lucht, M.A. Maris et R.E. Palmer, *Opt. Lett.*, 12(16):386-388, 1987.
- [4] M.J. Cottureau, F. Grisch et J.J. Marie, *Applied Physics B*, 51(11):63-66, 1990.
- [5] J.H. Stufflebeam et A.C. Eckbreth, *Int. J. Energetic Mater. Chem. Propul.*, 3(1-6):115-131, 1994.
- [6] A. Eckbreth, *Combustion Science & Technology Book Series* éd., vol. 3, C. S. \ T. B. Series, Ed., Gordon and Breach Science Publishers, 1996.
- [7] J. Jonuscheit, A. Thumann, M. Schenk, T. Seeger et A. Leipertz, *Appl. Opt.*, 36(15):3253- 3260, 1997.
- [8] P. Beaud, H. Frey, T. Lang et M. Motzkus, *Chemical Physics Letters*, 344(3-4):407- 412, 24 2001.
- [9] J.R. Gord, T.R. Meyer et S. Roy, *Annual Review of Analytical Chemistry*, 1(1):663-687, 2008.
- [10] D.R. Richardson, R.P. Lucht, S. Roy, W.D. Kulatilaka et J.R. Gord, *Proc Combust Inst*, 33(1):839-845, 2011.
- [11] C.N. Dennis, A. Satija et R.P. Lucht, *J. Raman Spectrosc.*, 47(2):177-188, 2016.
- [12] S.P. Kearney et D.R. Guildenbecher, *Appl. Opt.*, 55(18):4958-4966, 2016.
- [13] D. Richardson, S. Roy, J. Gord et S.P. Kearney, *AIAA*, 2017.
- [14] T. Lang et M. Motzkus, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(2):340-344, 2002.
- [15] J.D. Miller, S. Roy, M.N. Slipchenko, J.R. Gord et T.R. Meyer, *Opt. Express*, 19(16):15627-15640, 2011.
- [16] J.D. Miller, M.N. Slipchenko, T.R. Meyer, H.U. Stauffer et J.R. Gord, *Opt. Lett.*, 35(14):2430-2432, 2010.
- [17] M. Scherman, M. Nafa, T. Schmid, A. Godard, A. Bresson, B. Attal-Tretout et P. Joubert, *Opt. Lett.*, 41(3):488-491, 2016.
- [18] A. Bohlin et C.J. Kliewer, *J. Chem. Phys.*, 138:221101, 2013.
- [19] J.D. Miller, M.N. Slipchenko, J.G. Mance, S. Roy et J.R. Gord, *Opt. Express*, 24(22):24971-24979, 2016.
- [20] D.R. Richardson, H.U. Stauffer, S. Roy et J.R. Gord, *Imaging and Applied Optics*, 2016.
- [21] L.M. Thomas, A. Satija et R.P. Lucht, *Appl. Opt.*, 56(31):8797-8810, 2017.
- [22] R.S. J. L. K. Price, Springer, Ed., 2005.
- [23] D. Richardson, R. Lucht, W. Kulatilaka, S. Roy et J. Gord, *Appl. Phys. B*, 104:699-714, 2011.
- [24] G. Knopp, P. Radi, M. Tulej, T. Gerber et P. Beaud, *J. Chem. Phys.*, 118(18):8223-8233, 2003.
- [25] J. Bonamy, L. Bonamy, D. Robert, M. L. Gonze, G. Millot, B. Lavorel et H. Berger, *J. Chem. Phys.*, 94(10):6584-6589, 1991.
- [26] S. A. Druet et J.-P. E. Taran, *Prog. Quant. Electron.*, 7(1):1-72, 1981.
- [27] F. Grisch, B. Attal-Tretout, A. Bresson, P. Bouchardy, V. Katta et W. Roquemore, *Combust. Flame*, 139(1):28-38, 2004.