



**HAL**  
open science

## Caractérisation d'un claquage induit par laser en mono et double-impulsion

Robert George, Mikaël Orain, Laurent Zimmer

► **To cite this version:**

Robert George, Mikaël Orain, Laurent Zimmer. Caractérisation d'un claquage induit par laser en mono et double-impulsion. 15ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Sep 2016, Toulouse, France. hal-01414900

**HAL Id: hal-01414900**

**<https://hal.science/hal-01414900v1>**

Submitted on 12 Dec 2016

**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.

# Caractérisation d'un claquage induit par laser en mono et double-impulsion

Robert GEORGE<sup>1,2</sup>, Mikaël ORAIN<sup>1</sup>, Laurent ZIMMER<sup>2</sup>,

1 : ONERA – The French Aerospace Lab, F-91761 Palaiseau France

2 : Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry cedex, FRANCE

Correspondant : rgeorge@onera.fr

**Résumé** : Dans les foyers aéronautiques, l'allumage est actuellement réalisé à l'aide de bougies à arc, une méthode robuste mais qui possède de nombreux inconvénients. Une alternative serait de remplacer la bougie par un système d'allumage par laser. Afin de mieux comprendre les mécanismes intervenant dans le claquage laser et l'allumage du carburant, nous avons mis en place un montage multi-diagnostic pour l'étude du claquage dans l'air et dans un mélange kérosène/air. Les différents paramètres étudiés sont l'évolution spatio-temporelle du plasma et de l'onde de choc qu'il initie, le taux d'absorption de l'énergie incidente, ainsi que la spectroscopie d'émission. Une configuration en double-impulsion a également été étudiée.

## 1 Introduction

### 1.1 Contexte

Dans les foyers aéronautiques, l'allumage est actuellement réalisé à l'aide de bougies à arc. Cette méthode est techniquement robuste mais possède néanmoins de nombreux inconvénients. Pour l'allumage ou le ré-allumage en altitude, une alternative serait de remplacer la bougie par un système d'allumage par laser basée sur la focalisation d'un faisceau laser pour initier la combustion. Ce procédé possède plusieurs avantages par rapport à la technologie existante utilisant une bougie électrique, notamment le positionnement précis et aisément déplaçable du dépôt d'énergie, le déclenchement précis temporellement, un dépôt d'énergie plus efficacement réparti tant spatialement qu'en termes de transfert d'énergie au mélange carburant / air, un délai d'inflammation fortement réduit, une énergie requise pour l'allumage moindre, etc [1]. Toutefois, ce procédé est très contraint par la technologie laser existante, peu compétitive en termes de coût, robustesse et compacité par rapport à la technologie de la bougie à arc.

### 1.2 Objectifs de l'étude

Afin de mieux comprendre les mécanismes intervenant dans le claquage laser et l'allumage du carburant, il est nécessaire de caractériser proprement la création et l'évolution du plasma, notamment en ce qui concerne le dépôt d'énergie. Nous avons donc mis en place un montage multi-diagnostic pour l'étude du claquage dans l'air et dans un mélange kérosène/air. Les configurations simple et double impulsion ont été étudiées.

## 2 Procédure expérimentale

### 2.1 Création du plasma

Le plasma est créé par focalisation d'un faisceau issu d'un laser Nd:YAG (Figure 1). Celui-ci produit des impulsions d'une durée égale à 6 ns (FWHM) à une longueur d'onde de 532 nm. Son régime de fonctionnement est à 10 Hz et l'énergie par impulsion peut aller jusqu'à plusieurs centaines de milli-joules. La focalisation s'effectue grâce à une lentille plan-convexe de 100 mm de focale.

Le claquage a été étudié dans deux configurations différentes :

- l'air du laboratoire
- un pré-mélange air/kérosène gazeux chauffé à 180°C

Pour la configuration double-impulsion, un second faisceau laser produit par le même laser permet d'obtenir des caractéristiques identiques entre les deux impulsions. Le décalage inter-impulsion est réglé finement grâce à un générateur de délai.

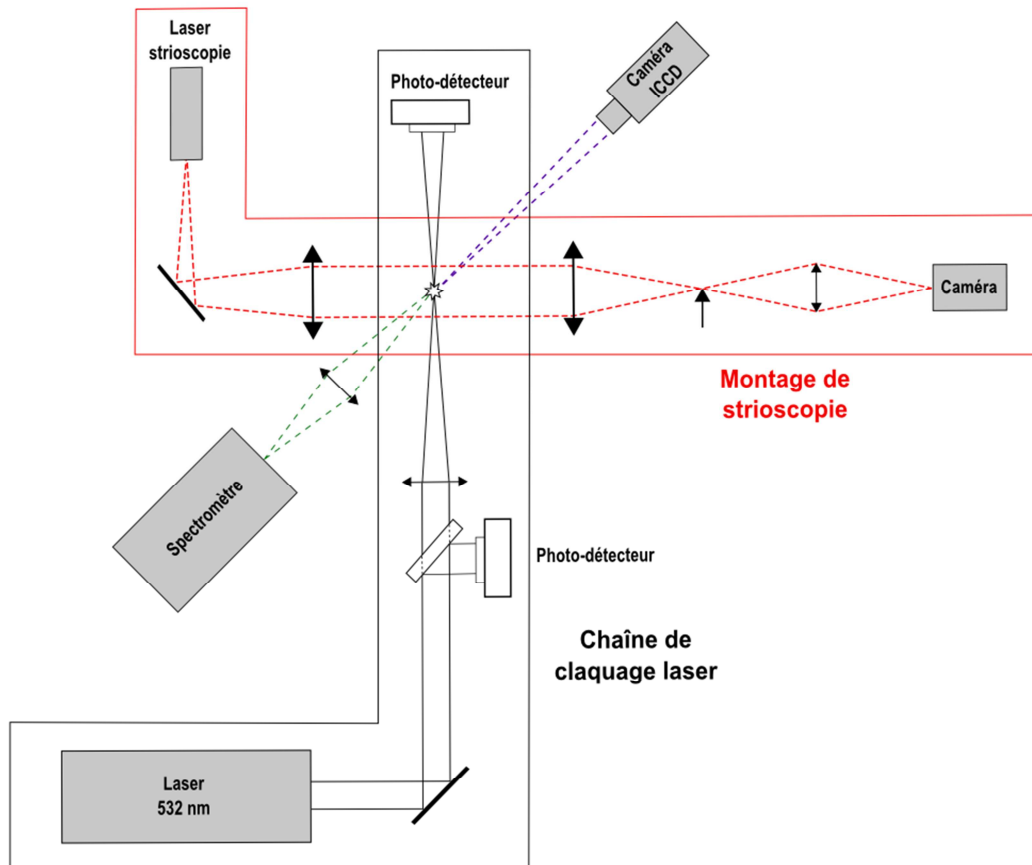


Figure 1 : Schéma du banc de caractérisation

## 2.2 Diagnostics optiques

De multiples diagnostics optiques ont été implémentés afin de caractériser le phénomène de claquage (Figure 1) :

- L'énergie laser, modifiée en ajustant le délai entre le déclenchement des lampes flash et du Q-switch, est mesurée par deux photo-détecteurs placés en amont et en aval de la position du claquage. Ceci nous permet de mesurer l'énergie incidente et l'énergie transmise pour ainsi en déduire la proportion d'énergie absorbée par le plasma.
- Une caméra ICCD (512 x 512 pixels) a été utilisée pour visualiser l'émission du plasma. Cette dernière a été placée perpendiculairement à l'axe laser. La combinaison d'un filtre interférentiel centré à 312 nm avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm et d'un filtre passe-haut (WG320, Schott) a permis de collecter l'émission du plasma dans une gamme spectrale très fine, ainsi que de ne pas saturer notre système de détection.
- Un montage de strioscopie a permis la visualisation de l'onde de choc et la mesure de sa propagation. L'éclairage est fourni par une source laser pulsée à 690 nm, fournissant des impulsions de 200 ns. La détection a été effectuée par une caméra commerciale possédant une matrice CCD de 1024 x 0280 pixels.

- Des spectres d'émission ont été enregistrés grâce à l'utilisation d'un spectromètre couplé à une caméra ICCD (512 x 512 pixels). Ces spectres pourront ensuite nous permettre de déterminer différentes caractéristiques du plasma (espèces présentes, richesse, température, etc.).

Pour l'enregistrement des spectres et images obtenues par les caméras ICCD, le gain ainsi que le temps d'exposition ont été ajustés pour obtenir un bon rapport signal-sur-bruit. Un générateur de délai a été utilisé pour déclencher les impulsions laser ainsi que les acquisitions de notre système de visualisation, de nos photo-détecteurs et de notre spectromètre. Nous avons ainsi pu synchroniser nos diagnostics ce qui nous a permis de mesurer différents paramètres pour un même évènement. Des mesures ont été effectuées entre 0 et 10  $\mu$ s après le claquage laser.

### 3 Résultats

#### 3.1 Mesures du dépôt d'énergie dans le plasma

A cause des processus physiques qui interviennent dans la création d'un plasma par claquage laser, il existe un seuil en dessous duquel aucun plasma n'est créé. Dans le cas de notre montage, on observe la création d'un plasma pour des énergies supérieures à 19 mJ, ce qui correspond au seuil de claquage de notre montage (Figure 2). On observe un taux d'absorption croissant de 20% jusqu'à 85% pour des énergies laser supérieures à 150 mJ. On remarquera une dispersion importante sur l'énergie absorbée qui est due aux processus stochastiques du claquage.

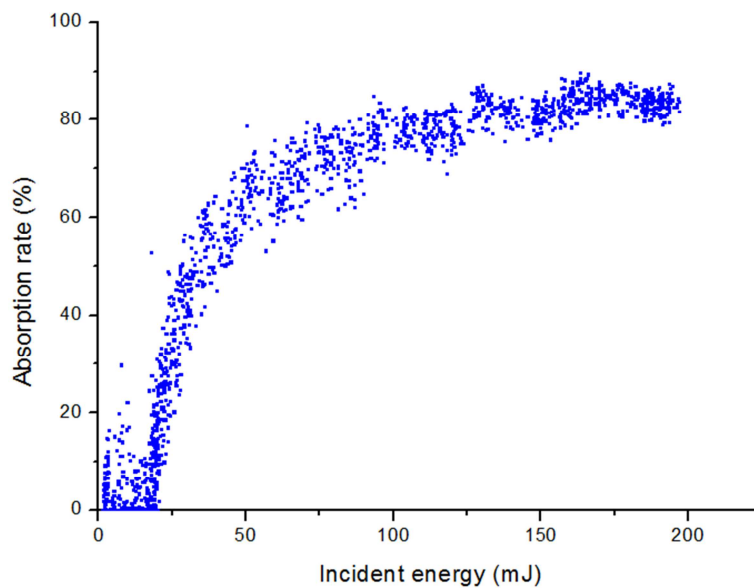


Figure 2 : Taux d'absorption du faisceau laser en fonction de l'énergie incidente

La Figure 3 montre que, dans le cas d'un claquage en double-impulsion, le taux d'absorption de la deuxième impulsion dépend aussi bien de l'énergie de cette impulsion, mais également du délai entre la première et la deuxième impulsion. En effet, pour des énergies de la seconde impulsion faibles (29 mJ) et intermédiaires (91 mJ), on observe l'apparition d'un domaine temporel durant lequel l'absorption chute fortement. Néanmoins, pour des énergies de la seconde impulsion croissantes, cet effet devient de moins en moins prépondérant, jusqu'à ce que l'absorption reste quasi-inchangée pour des énergies élevées).

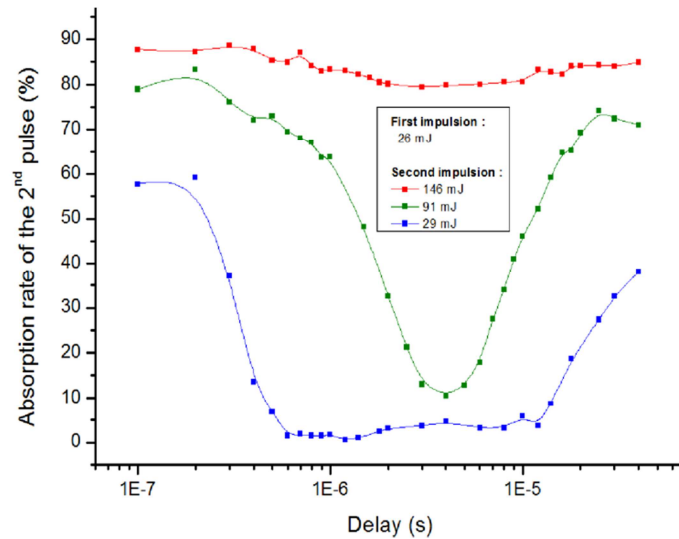


Figure 3 : Taux d'absorption de la 2<sup>ème</sup> impulsion laser en fonction de son énergie laser incidente et du délai inter-impulsions

### 3.2 Visualisation du plasma

La Figure 4 montre l'évolution spatiale du plasma à différents instants après le tir laser. Les images correspondent à une énergie incidente de 171 mJ. Le plasma est de forme allongée dans la direction du faisceau laser, sa forme et sa répartition spatiale d'intensité varient au cours du temps. La taille du plasma commence par augmenter, puis décroît 3  $\mu$ s après le tir laser (figure 5). On constate que la longueur est maximale vers 2  $\mu$ s pour les trois énergies laser considérées. Comme on pouvait le supposer, la taille du plasma augmente également avec l'énergie laser incidente.

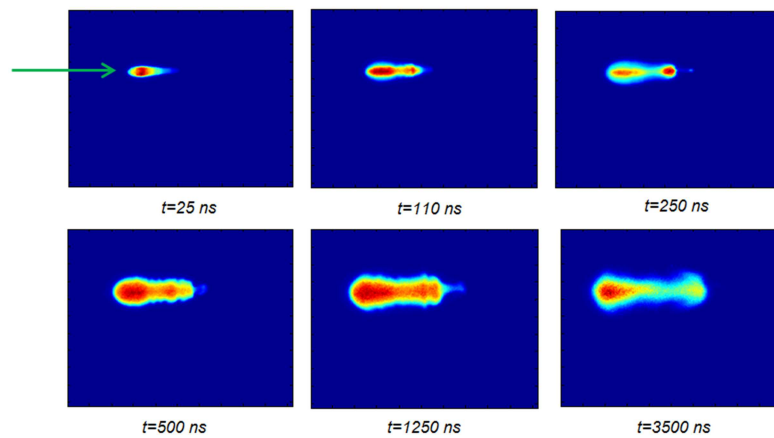


Figure 4 : Evolution spatio-temporelle de l'émission du plasma en simple impulsion pour une énergie incidente de 170 mJ

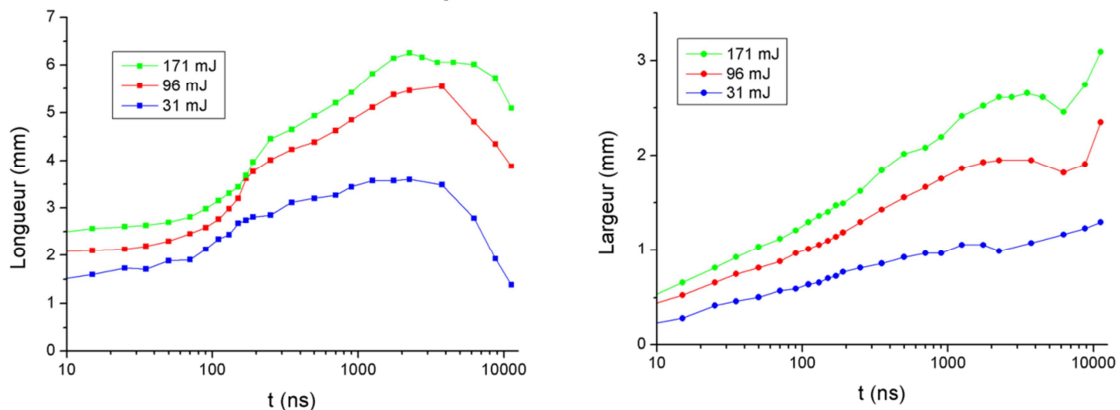


Figure 5 : Evolution temporelle de la longueur (a) et de la largeur (b) du plasma pour différentes énergies laser incidentes

Dans la configuration en double-impulsion, les images de l'émission du plasma (Figure 6) nous ont permis de mettre en évidence une particularité dans l'absorption de l'énergie de la seconde impulsion par le plasma. En effet, la seconde impulsion n'est pas directement absorbée par le premier, mais crée deux plasmas à ses extrémités.

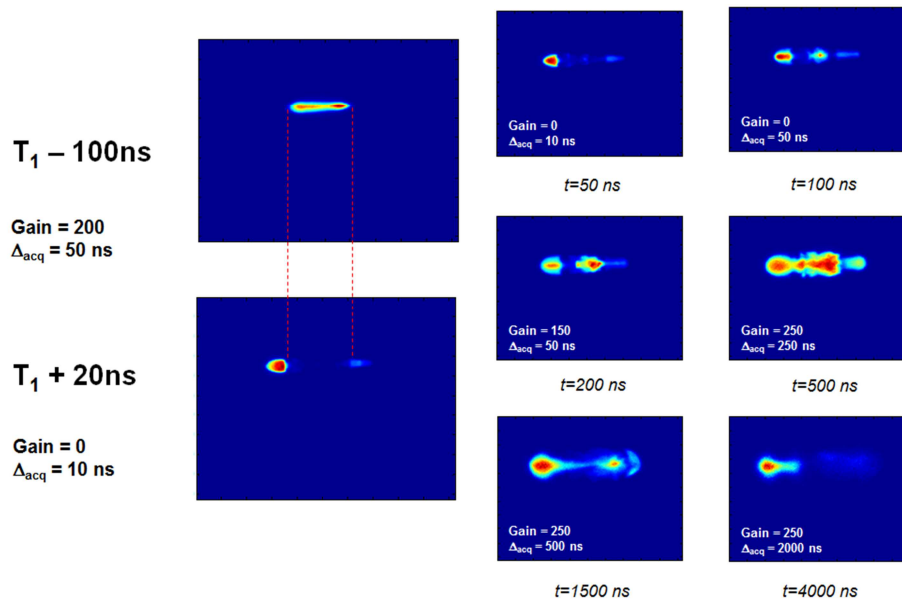


Figure 6 : Evolution spatio-temporelle de l'émission du plasma en double impulsion ( $E_1 = 30 \text{ mJ}$  ;  $E_2 = 140 \text{ mJ}$  ; délai inter-impulsions = 300 ns)

### 3.3 Visualisation de l'onde de choc par strioscopie

#### 3.3.1 Propagation de l'onde de choc

La création et la propagation d'une onde de choc et l'un des modes de déperdition par lequel l'énergie absorbée par le plasma est dissipée [2]. Cette énergie mécanique ne peut cependant pas être considérée comme une perte pure dans le cadre d'un allumage car l'onde de choc impacte l'environnement immédiat, et peut affecter la propagation du noyau de flamme. Malgré cela, il reste intéressant de déterminer quelle proportion de l'énergie initiale est dissipée par ce processus.

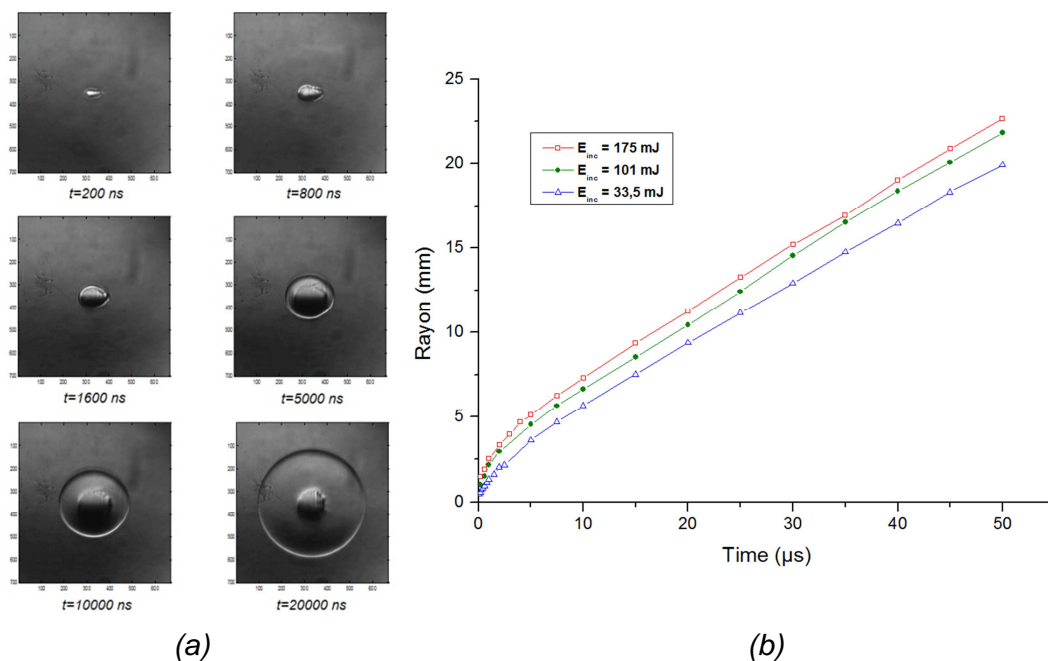


Figure 7 : (a) Image de strioscopie de l'onde de choc initiée par une impulsion laser de 170 mJ et (b) évolution temporelle de son rayon pour plusieurs énergies incidentes (33,2 mm x 33,2 mm, temps d'exposition de 200 ns)

La Figure 7.a montre la propagation d'une onde de choc initiée par un claquage provenant d'une impulsion de 170 mJ. A partir de ces images, un algorithme de reconnaissance de cercles a permis de déterminer les évolutions temporelles du rayon de l'onde de choc (Figure 7.b) et de sa vitesse. Le rayon augmente très rapidement aux temps courts ( $t < 1 \mu\text{s}$ ), puis croît quasi-linéairement au-delà de  $5 \mu\text{s}$ . On observe également le détachement de l'onde de choc par rapport au plasma aux environs de  $t = 1,5 \mu\text{s}$ .

### 3.3.2 Simulation de la propagation

La modélisation de la propagation d'une onde de choc a fait l'objet de nombreux travaux. Le premier modèle, et le plus connu, est le modèle de Taylor [3]. Cependant, ce modèle suppose un choc dit « fort » ( $M > 2$ ), ce qui n'est le cas dans notre situation qu'aux tout premiers instants. Jones a ensuite développé un modèle pour les chocs « intermédiaires » [4] que nous avons pu appliquer à notre situation. Ce modèle analytique prévoit une évolution du rayon de l'onde de choc selon l'équation :

$$(1) \quad R(t) = 0,454 \cdot \left(\frac{E_0}{P_0}\right) \cdot \left( \left(1 + 1,542 \cdot c_0 \left(\frac{P_0}{E_0}\right) \cdot t\right)^{\frac{5}{2}} - 1 \right)^{\frac{2}{5}}$$

Où  $E_0$  est l'énergie de l'onde de choc (J),  $c_0$  la vitesse du son dans le milieu (m/s),  $P_0$  la pression du milieu (Pa) et  $t$  le temps (s). En comparant nos mesures aux simulations, il nous a donc été possible de déterminer l'énergie  $E_0$  de l'onde de choc pour différentes énergies incidentes (Tableau 1).

<b>Energie incidente (mJ)</b>	33,5 +/- 0,3	63,9 +/- 0,5	101 +/- 0,8	139,3 +/- 0,8	175 +/- 0,9
<b>Energie « plasma » (mJ)</b>	15,4 +/- 0,6	41,6 +/- 0,9	80,6 +/- 1,3	118,8 +/- 1,1	149,2 +/- 1,1
<b>Energie « onde de choc » (mJ)</b>	12,5	31,5	58,3	84,4	101,4
<b><math>E_{\text{choc}} / E_{\text{plasma}}</math></b>	81%	76%	72%	71 %	68 %

Tableau 1 : Mesures de l'énergie dissipée par l'onde de choc pour plusieurs énergies incidentes

## 3.4 Spectroscopie d'émission du plasma

La spectroscopie d'émission est un diagnostic optique consistant à créer un plasma par claquage laser dans un environnement que l'on souhaite caractériser, et à en étudier l'émission pour quantifier divers paramètres (espèces présentes, concentrations, etc.). Dans le cadre de notre étude, la spectroscopie d'émission peut non seulement nous aider à analyser le plasma, mais également le milieu dans lequel l'allumage aura lieu.

### 3.4.1 Evolution temporelle du spectre d'émission

Les mesures spectroscopiques nous ont permis de distinguer deux régimes d'émission : une émission ionique majoritaire jusqu'à 400 ns après le claquage, suivie d'une émission atomique majoritaire. Dans l'air, l'émission atomique provient uniquement de l'oxygène (777, 822 et 845 nm) et de l'azote (744 et 870 nm). En présence d'un mélange air / kérosène gazeux (Figure 6), on observe également les raies de l'hydrogène atomique (486 et 656 nm).

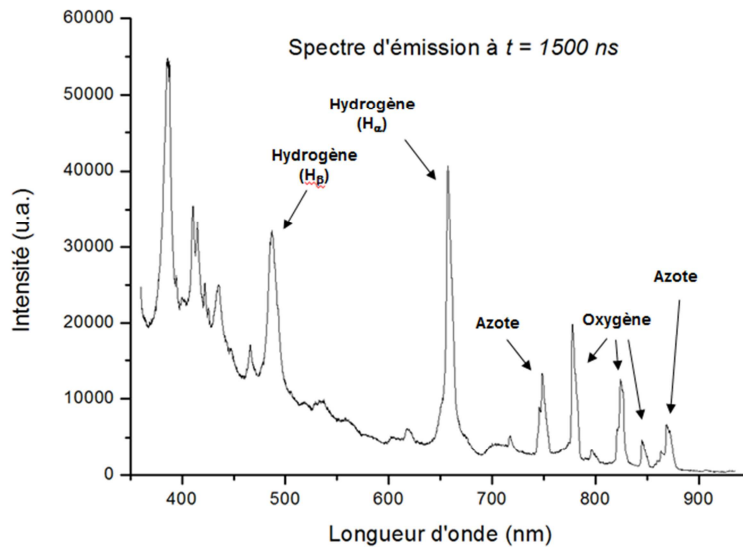


Figure 8 : Spectre d'émission du plasma créé par une impulsion laser de 170 mJ dans un mélange air/kérosène de richesse 0,612

### 3.4.2 Mesures de température par l'étude du spectre d'émission

Pour une espèce atomique donnée dont la distribution de population des niveaux d'énergies suit une distribution de Boltzmann (hypothèse de l'équilibre thermodynamique local), il est possible de déterminer la température électronique du milieu à partir du rapport de l'émission de deux raies à l'aide de l'équation :

$$(2) \quad T = \frac{E_1 - E_2}{k_B \ln\left(\frac{A_1 g_1 \nu_1 I_2}{A_2 g_2 \nu_2 I_1}\right)}$$

Où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $E_n$  l'énergie du niveau considéré ( $\text{cm}^{-1}$ ),  $A_n$  sa probabilité de transition ( $\text{s}^{-1}$ ),  $g_n$  son poids statistique,  $\nu_n$  sa fréquence de raie (Hz) et  $I_n$  l'intensité de la raie correspondante (avec  $n=1$  ou  $2$ ).

Le choix du couple de raies pour la mesure de température s'est porté sur les raies de l'oxygène à 777 et 795 nm. Celui-ci nous offre un bon compromis avec de fortes intensités de raies, ainsi qu'une différence de leurs niveaux d'énergie  $E_n - E_2$  nous permettant d'obtenir une bonne précision sur la détermination de la température. On note que la température du plasma 200 ns après l'impulsion laser est similaire ( $\sim 19000\text{K}$ ) quelle que soit l'énergie laser incidente. En revanche, on note une décroissance plus marquée pour des énergies incidentes décroissantes (Figure 9).

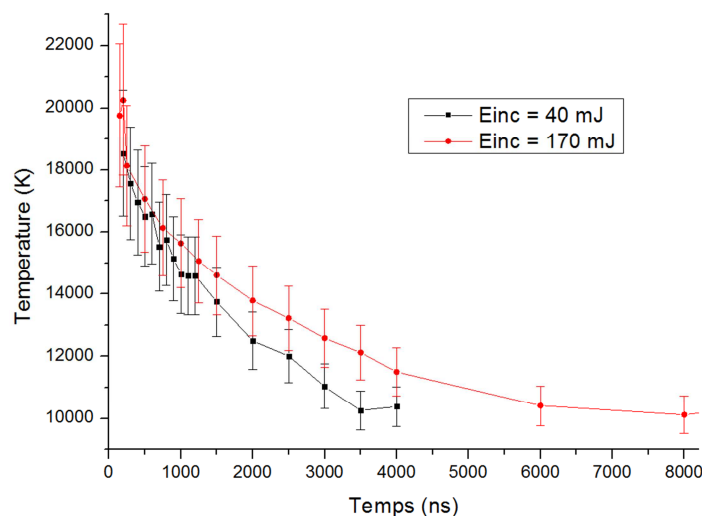


Figure 9 : Evolution temporelle de la température du plasma pour plusieurs énergies laser incidentes



### 3.4.3 Mesures de la richesse locale

Lorsque le claquage laser se produit dans un milieu comportant des hydrocarbures, l'émission des raies atomiques de l'hydrogène est directement liée à la concentration du milieu en hydrocarbure, et donc à la richesse locale au point où se crée le plasma. Une étude spectroscopique peut donc permettre la mesure de cette richesse, lorsque l'intensité de la raie de l'hydrogène est normalisée par la mesure d'une seconde raie [5].

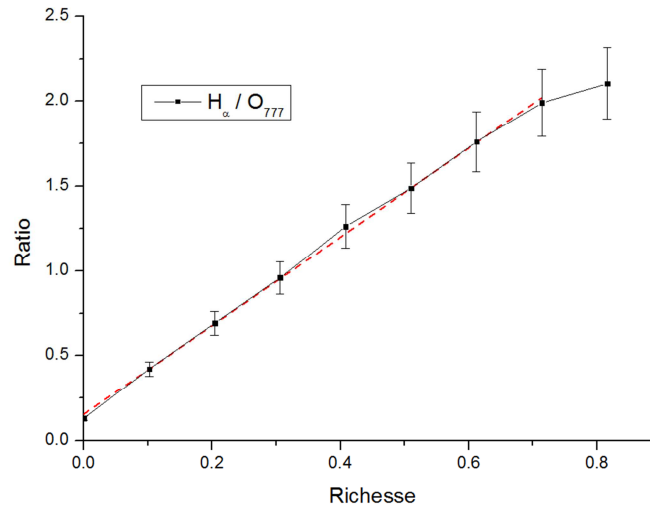


Figure 10 : Ratio de l'intensité des raies  $H_{\alpha}$  et  $O_{777}$  pour différentes valeurs de richesse

Sur la Figure 10, on peut observer une quasi-linéarité dans la relation entre richesse et ratio H/O jusqu'à une richesse de 0,7. Les points au-delà n'ont pas été considérés car le claquage était devenu instable.

## 4 Conclusion

De multiples diagnostics optiques ont été mis en place afin de caractériser le phénomène de claquage laser, le dépôt d'énergie dans le milieu ainsi que l'évolution et la propagation du plasma résultant ainsi que celle de l'onde de choc créée. Nous avons ainsi pu quantifier l'énergie absorbée par le plasma en fonction des paramètres laser, ainsi que la part dissipée dans l'onde de choc. L'étude de la spectroscopie d'émission du plasma fût utilisée pour mesurer l'évolution temporelle de la température, et pourrait permettre des mesures de richesse en présence d'un mélange combustible.

La comparaison entre simple et double-impulsion a également permis de mettre en évidence un dépôt d'énergie et une expansion du plasma bien plus singulière avec cette seconde configuration, le dépôt d'énergie de la seconde impulsion étant répartie aux extrémités du premier plasma.

## 5 Références

- [1] Phuoc T.X., "Laser-induced spark ignition fundamental and applications", **Optics and Lasers in Engineering**, **44**, 351:397 (2006),
- [2] Phuoc T.X., White F., "An optical and spectroscopic study of laser-induced sparks to determine available ignition energy", **Proceedings of the Combustion Institute** **29**, 1621-1628 (2002)
- [3] Taylor G., "The formation of a blast wave by a very intense explosion", **I. Theoretical discussion**, **Proc. R. Soc. Lond. A** **201**, 159-174 (1950)
- [4] Jones D.L., "Intermediate strength blast waves", **Phys. Fluids** **11**, 1664-1667 (1968)
- [5] Francesco Ferioli and Steven G. Buckley, "Measurements of Hydrocarbons using LIBS", **Combustion and Flame** **144**(3), 435-447 (2006)