



HAL
open science

Diagnosics et allumage laser en présence de combustible liquide

Robert George, Mikael Orain, Laurent Zimmer

► **To cite this version:**

Robert George, Mikael Orain, Laurent Zimmer. Diagnosics et allumage laser en présence de combustible liquide. laurent zimmer. Recueil des actes du 16e Congrès Francophone de Techniques Laser pour la Mécanique des Fluides,, Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay,, pp 269–276., 2018, 979–10–699–2816–9. hal-02097655v2

HAL Id: hal-02097655

<https://hal.science/hal-02097655v2>

Submitted on 6 Dec 2018

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.

Diagnostics et allumage laser en présence de combustible liquide.

Robert GEORGE, Mikaël ORAIN¹ et Laurent ZIMMER²

¹ DMAE/MH ONERA

Centre du Fauga-Mauzac F-31410 MAUZAC

²Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, 3, rue Joliot Curie, 91192 Gif-sur-Yvette cedex, France

Email auteur correspondant : laurent.zimmer@cnrs.fr

Dans cette étude, un laser pulsé est utilisé afin d'allumer un mélange gouttes/air. L'étude se concentre sur les premiers instants, notamment sur l'interaction entre le faisceau et les gouttes. Il est montré que les gouttes modifient fortement la création du plasma, tant en ce qui concerne son emplacement que sa géométrie. De plus, il est possible d'utiliser la diffusion de Mie des gouttes pour en déterminer leurs tailles et positions dans le volume du laser. Par ailleurs, une stratégie à 2 impulsions, séparées par un court laps de temps est évaluée en présence de gouttes. Il est montré que les gouttes influencent encore la seconde impulsion si les délais considérés sont inférieurs à 500 ns.

1 Introduction

Pour l'allumage ou le ré-allumage de chambre de combustion utilisant du combustible liquide reste un sujet important, de part la complexité des mécanismes et échelles en jeu. Généralement, l'allumage est décrit expérimentalement par une analyse statistique moyenne ([6]) des probabilités d'allumage en fonction de différents paramètres globaux de l'écoulement, telle la granuométrie moyenne ou la richesse locale. Cela ne permet pas forcément de bien différencier les succès des échecs d'allumage et l'utilisation de diagnostics laser permettrait de révéler certains mécanismes, notamment en ce qui concerne l'interaction entre l'étincelle et des gouttes. Parmi les nouvelles approches d'allumage, l'utilisation de laser pulsé a depuis un certain temps été envisagée. Il a été montré qu'il était possible d'allumer des mélanges diphasiques ([4]). Un avantage certain est qu'il est possible, entre autres, de positionner avec précision le dépôt d'énergie et donc d'initier la combustion dans des conditions plus favorables. Le temps exact aussi peut être contrôlé et cela peut s'avérer intéressant dans des systèmes cycliques. Une autre possibilité est d'utiliser plusieurs points d'allumage, soit spatialement ([7] par exemple), soit temporellement. L'idée dans ce second scénario est que la première permettant de créer un premier plasma et la seconde fournissant une plus grande quantité d'énergie au totale. Cette approche a déjà été proposée dans le cadre de combustible gazeux ([1]) mais l'effet de gouttes n'a jamais été quantifié. Ce travail se propose de comparer les propriétés des plasma induits dans des situations à énergie équivalente entre écoulement purement gazeux et écoulement diphasique.

2 Dispositif expérimental

Afin d'étudier les effets croisés entre une impulsion laser et des gouttes en vue de l'application d'une bougie d'allumage laser, une étude fondamentale est proposée. La génération de gouttes de dodécane est obtenue par un injecteur piezo-électrique (Lechler). Celui-ci est assisté par un débit co-axial d'air (4 l/min à 20°C et 1 bar) afin de convecter verticalement les gouttes vers le bas, sans avoir d'interactions avec les parois du brûleur (voir schéma complet figure 1). Une injection principale d'air est réalisée en quatre points de l'écoulement. L'injection d'air totale est de 20,38 l/mn (20°C - 1 atm), dont les 4 l/mn utilisés dans le piézo-électrique. Plusieurs débits d'injection de dodécane ont été utilisés mais seuls deux cas sont présentés ci-dessous (voir table 1). La granulométrie initiale est comprise entre 10 et 40 μm (voir figure 2). La vitesse moyenne est d'environ 1 m/s. Ces deux densités de gouttes sont utilisées pour quantifier l'influence de cette concentration sur les propriétés des plasmas générés.

Un système impulsional composé de deux laser (Nd:YAG - 532 nm - 8 ns) est focalisé par une lentille de focale $f = 100$ mm. Les deux laser peuvent être contrôlés indépendamment. L'énergie du

	Débit $C_{12}H_{26}$ (g/h)	Richesse	Fraction volumique
Spray 1	108	0,45	$0,5 \times 10^{-4}$
Spray 2	216	0,90	$1,0 \times 10^{-4}$

Table 1: Caractéristiques des deux injections considérées

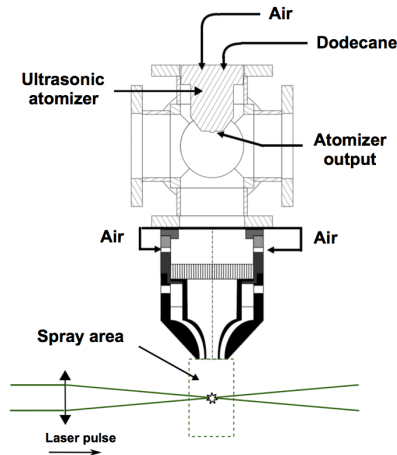


Figure 1: Représentation schématique du dispositif expérimental.

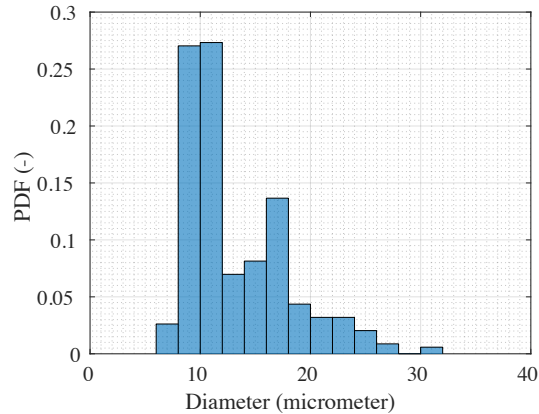


Figure 2: Granulométrie typique de l'injection en sortie de brûleur.

système laser avant et après focalisation est mesurée par deux photo-détecteurs (Ophir - PE25-SH). Lors de l'utilisation d'une double impulsion, seule l'énergie moyenne des deux faisceaux est obtenue car le temps de montée du détecteur est insuffisant pour pouvoir résoudre de telles variations temporelles. Le temps entre les deux impulsions est typiquement ajusté entre 200 ns et 700 ns.

Une caméra intensifiée est synchronisée avec l'impulsion laser afin de mesurer éventuellement le signal de diffusion de Mie des gouttes 1 nanoseconde avant la création du plasma. En effet, durant cette première nanoseconde, l'irradiance locale n'est pas suffisante pour créer un plasma et seule la diffusion de Mie existera. Si le plan focal de la caméra est placée derrière les gouttes, les images obtenues seront défocalisées et pourront faire apparaître des franges d'interférence (voir figure 3). La mesure de ces franges d'interférence peut donner une évaluation quantitative de la taille physique de chaque goutte ([3]). Outre ces franges d'interférence, il est possible de mesurer la position dans l'espace de ces gouttes en mesurant leur taille apparente ([2]). En effet, il existe une relation unique reliant la taille apparente et la position par rapport au plan focal de la caméra. Cependant, cette relation n'est plus unique si des gouttes se trouvent de part et d'autre du plan focal.

3 Résultats en impulsion unique

Dans un premier temps, il convient de quantifier l'influence de la phase dispersée sur le seuil d'irradiance nécessaire à l'obtention d'un plasma. Les données obtenues en présence de spray sont quasi-identiques à celles obtenues sans gouttes car le seuil de claquage est égal à $8,8 \pm 0,6$ mJ dans l'air et $8,6 \pm 0,6$ mJ dans le spray. La présence de gouttes ne semble affecter ni le seuil de claquage, ni l'évolution du taux d'absorption, pour les conditions considérées ici (comme le montrent les résultats de la figure 4).

Même si l'énergie ne semble pas varier, il est intéressant de considérer les propriétés géométriques globales du plasma créé. Pour cela, des images directes du plasma ont été prises à $t=100$ ns après l'arrivée de l'impulsion laser. En seuillant les images à 10% de l'intensité maximale de chaque image, on peut ensuite mesurer les caractéristiques géométriques du plasma, à savoir la position du barycentre, ainsi que la longueur et la largeur de la zone obtenue après ce seuillage. Pour ces mesures, on a considéré deux énergies laser incidentes de $17,5 \pm 1,5$ mJ et 42 ± 2 mJ, d'énergies absorbées respectives mesurées à $10 \pm 1,2$ mJ et $29 \pm 1,6$ mJ. Pour chacune de ces énergies, le claquage a été effectué dans un écoulement d'air ainsi que dans les deux configurations d'injection mentionnées précédemment (spray 1 et spray 2).

Pour une même énergie incidente (17,5 ou 42 mJ), on n'observe aucune différence dans la position

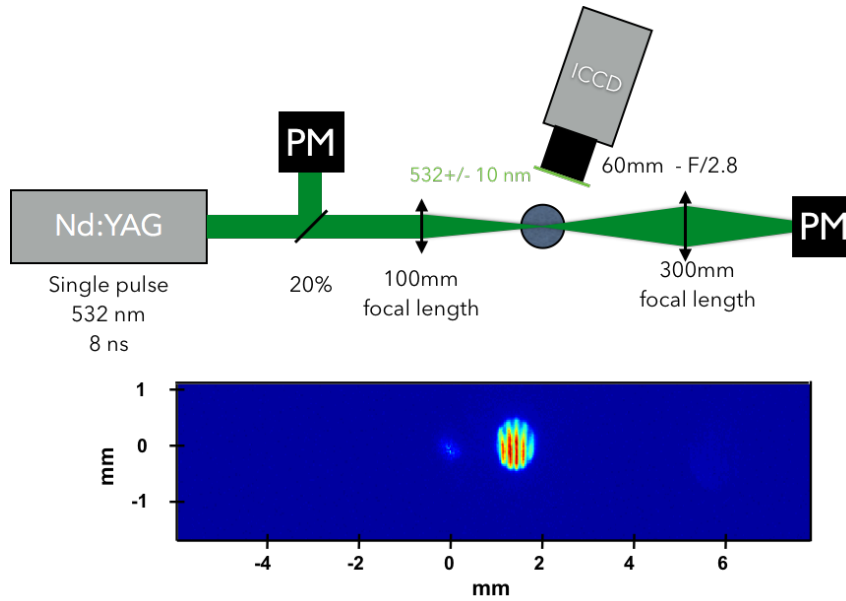


Figure 3: Génération du plasma et acquisition simultanée des images de diffusion de Mie.

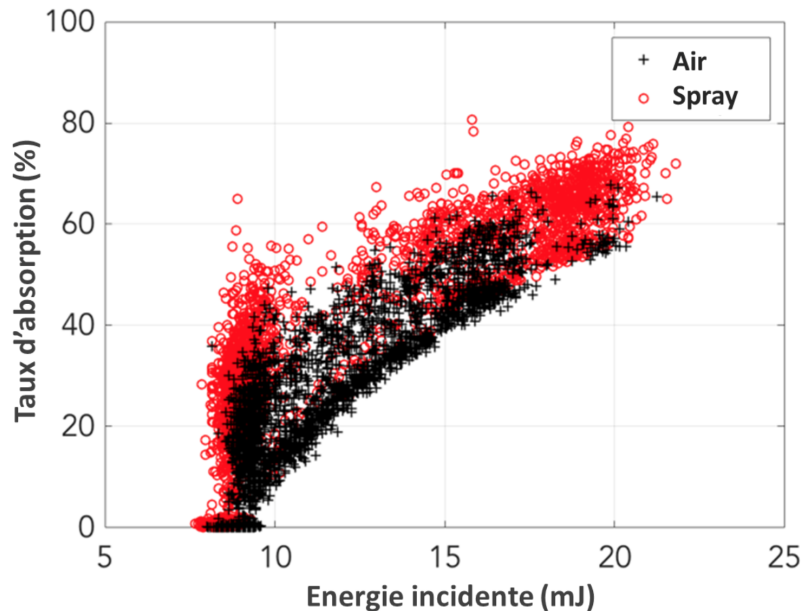


Figure 4: Evolution du taux d'absorption en fonction de l'énergie incidente en absence et en présence de gouttes (spray 1).

du plasma que celui-ci se forme dans l'air, ou dans un spray. On observe en revanche un décalage spatial lorsque l'on modifie l'énergie incidente, et donc l'énergie absorbée. Le décalage horizontal (axe laser) entre les deux énergies incidentes est d'environ 0,5 mm. Lorsque l'on augmente l'énergie, le centre du plasma va donc légèrement se rapprocher de la lentille de focalisation, quelque soit le milieu dans lequel le claquage s'effectue. Le décalage vertical est beaucoup plus faible (environ 40 μm , ce qui est de l'ordre de grandeur de la résolution spatiale de 51 μm), et semble correspondre à une légère inclinaison de la caméra de visualisation par rapport à l'axe du laser. On remarque cependant quelques événements isolés dans le cas d'un claquage dans un spray pour lesquels la position du plasma est fortement décalée. Ces événements correspondent à un claquage qui se produit dans une goutte (voir par exemple figure 7). En effet, le seuil de claquage y est beaucoup plus faible et il peut donc se produire hors de la zone du point focal.

L'étude de la largeur et la longueur du plasma obtenues pour les conditions détaillées précédemment montre la même tendance que pour la mesure du décalage spatial, à savoir pas de différences notables

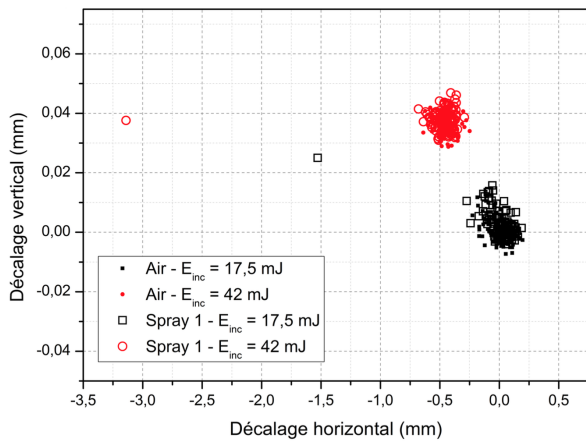


Figure 5: Caractéristiques des plasmas engendrés avec un 108 g/h.

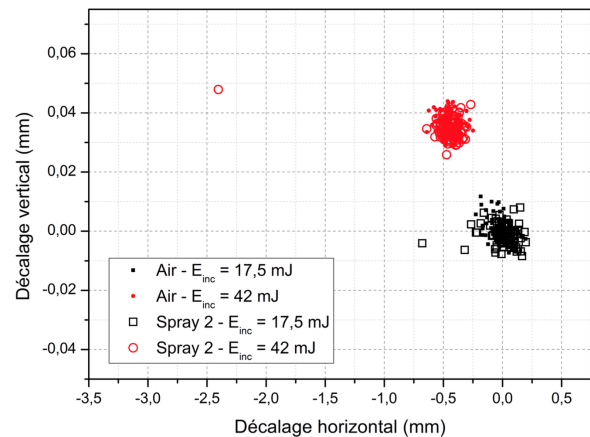
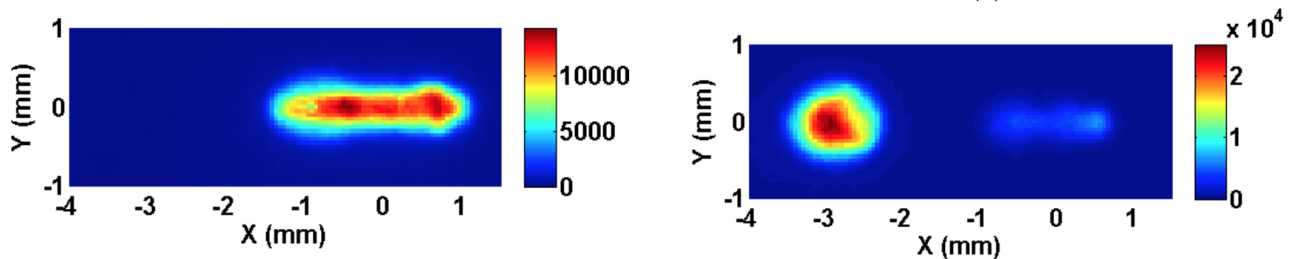


Figure 6: Caractéristiques des plasmas engendrés avec un 216 g/h.


 Figure 7: Images d'un claquage au niveau du point focal (a) et dans une goutte (b) ($E_{inc} = 17,5$ mJ - Spray 1)

à énergie fixe, que le claquage se produise dans l'air ou dans un spray. Il y a par ailleurs une forte dépendance de la taille du plasma vis-à-vis de l'énergie laser. Plus on augmente l'énergie, plus la taille du plasma augmente. A 17,5 mJ, la taille moyenne de la projection de l'émission du plasma est de $1,95 \pm 0,1 \times 0,72 \pm 0,03$ mm², alors qu'elle est de $2,65 \pm 0,1 \times 0,97 \pm 0,05$ mm² pour une énergie incidente de 42 mJ. Enfin, l'apparitions d'évènements isolés qui correspondent aux claquages dans une goutte. Pour ces évènements, la forme du plasma est proche d'une sphère (rapport longueur/largeur = 1), ce que l'on peut observer dans la figure 7.

Ainsi, pour les conditions de l'expérience, la présence d'un spray ne semble pas modifier le processus de claquage, et n'affecte que rarement la position ou les dimensions du plasma. On notera cependant que dans le cas du claquage dans un spray, il existe une probabilité non-nulle que celui-ci se produise dans une goutte si celle-ci se situe dans l'axe du faisceau laser. Une étude de l'évolution temporelle de la mesure des dimensions du plasma est permet de révéler un léger changement. En effet, si l'on étudie la distribution des mesures à $t=1600$ ns, on peut constater qu'il n'y a aucune différence entre les caractéristiques des plasmas en air et en air/gouttes. Cependant, si les mesures sont effectuées avec un délai de $t=5000$ ns, les dimensions du plasma sont bien plus dispersées dans le cas du spray que dans celui de l'air. Du plus, les dimensions moyennes du plasma à cet instant ($t=5000$ ns) sont de $2,7 \pm 0,2 \times 1,6 \pm 0,09$ mm² pour l'air, et de $3,0 \pm 0,5 \times 1,7 \pm 0,3$ mm² pour le spray. Cette dispersion provient de l'apparition de points très lumineux sur certaines images, à partir de 4 à 5 μ s. L'apparition de ces points lumineux semble correspondre à une émission provenant de l'excitation d'espèces moléculaires qui s'opère lorsque le plasma va interagir avec les gouttes de carburant, proches du point d'initiation du claquage, et initier des réactions de combustion. Gebel et al. [5] avaient étudié l'émission spectrale provenant du claquage d'un spray de kérosène, et identifiés l'émission des radicaux CN (370-390 nm) et C₂ (400-570 nm) comme étant majoritaire à partir de 5 μ s. Cet ordre de grandeur correspond à l'instant d'apparition des points lumineux sur les images. De par la nature de ces radicaux carbonés, ils ne peuvent apparaître qu'en présence de carburant. Ceci corrobore l'hypothèse que l'émission observée provient des réactions chimiques qui s'opèrent à proximité des gouttes de dodécane.

4 Résultats avec une double impulsion

En vue d'étudier l'impact de la présence de gouttes sur un plasma en configuration Double Pulse, on a fixé l'énergie des deux impulsions laser. L'énergie incidente de la première impulsion est fixée à 20 ± 1 mJ, pour une énergie absorbée de 13 ± 1 mJ. Le premier plasma de la configuration DP aura donc des caractéristiques similaires à celui étudié précédemment. L'énergie incidente de la deuxième impulsion est fixée à 42 ± 2 mJ. L'énergie incidente globale est donc de 62 ± 2 mJ. Le délai entre les impulsions est compris entre 200 et 700 ns.

Les expériences ont été effectuées dans l'air et en présence de gouttes (spray 1 uniquement). Pour chaque essai, on mesure l'énergie incidente et l'énergie absorbée totale, et on acquiert une image de l'émission spontanée du plasma à $t=100$ ns après la deuxième impulsion laser. Cette image permet de déterminer si la deuxième impulsion a effectivement permis la création d'un nouveau plasma en comparant l'intensité maximum détectée sur l'image, et une valeur de référence de 1500 coups (cette valeur, bien qu'arbitraire permettait d'obtenir des résultats fiables).

Pour les événements où un claquage est avéré, on peut alors estimer l'énergie déposée, ainsi que la position et les dimensions du plasma, en utilisant une méthode similaire à celle présentée pour le cas Simple Pulse.

On peut représenter l'évolution de la probabilité de claquage de la seconde impulsion en fonction du délai inter-impulsions, dans l'air et en présence de gouttes (spray 1). Chaque point représenté dans la figure 8 correspond à 100 mesures.

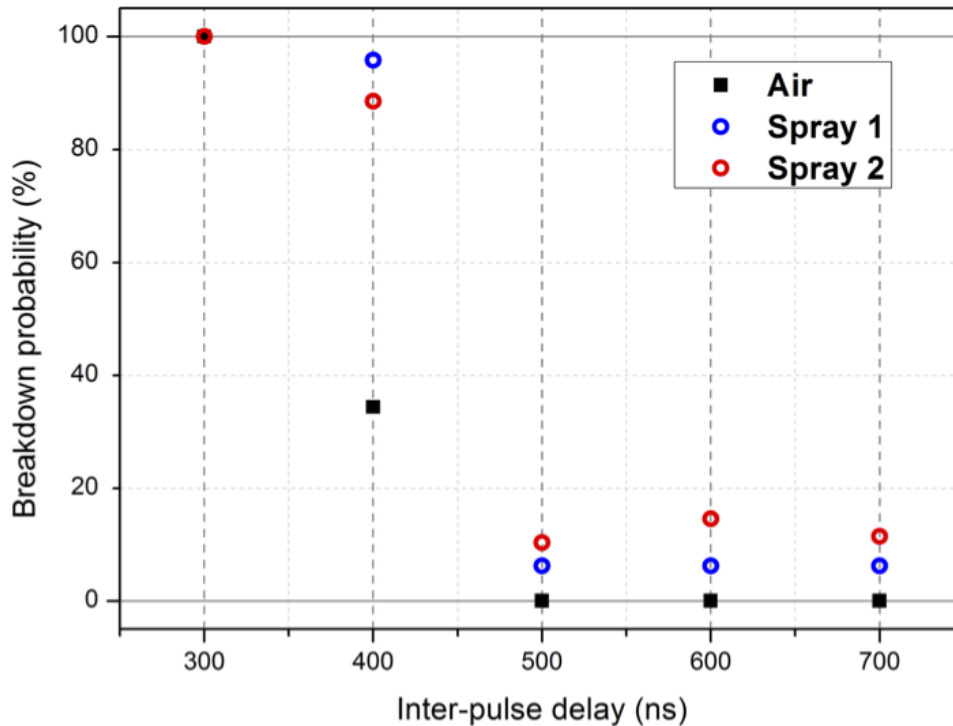


Figure 8: Probabilité d'obtenir un plasma en fonction du délai entre les deux impulsions.

On peut identifier 3 gammes de délais inter-impulsions Δt pour lesquelles on va observer une modification de la probabilité de claquage :

- pour $\Delta t < 340$ ns, la probabilité de claquage est de 100% dans l'air et dans le spray
- pour $340 \text{ ns} < \Delta t < 500$ ns, la probabilité de claquage chute fortement quel que soit l'environnement (air ou spray), et passe notamment de 100 à 0% pour une focalisation dans l'air
- pour $\Delta t > 500$ ns, la probabilité de claquage est nulle dans l'air, mais se stabilise aux alentours de 10% pour le claquage en présence de gouttes

Dans la direction orthogonale à la propagation du faisceau, aucune influence n'est observable entre les différents plasmas en fonction du délai. Dans la direction du faisceau laser, la position du plasma est beaucoup plus variable (voir figure 9). Alors que sa position varie peu pour des délais inférieurs à 300

ns, on peut noter une variation importante pour des délais plus élevés. Dans l'air, le plasma est décalé d'environ 1 mm dans la direction opposée à la lentille de focalisation pour des délais compris entre 340 et 460 ns. Dans le spray, le décalage se fait dans le sens opposé, puisque le plasma se déplace dans la direction de la lentille d'environ 0,8 mm pour la même gamme de délais interimpulsions. Pour des délais inférieurs à 500 ns, il semble donc que le claquage dans un spray se fasse plus en amont (en direction de la lentille) que dans l'air. Ce décalage n'était pas observé pour un claquage avec une seule impulsion. En revanche, pour des délais plus importants, la position du plasma est plus aléatoire et extrêmement dispersée.

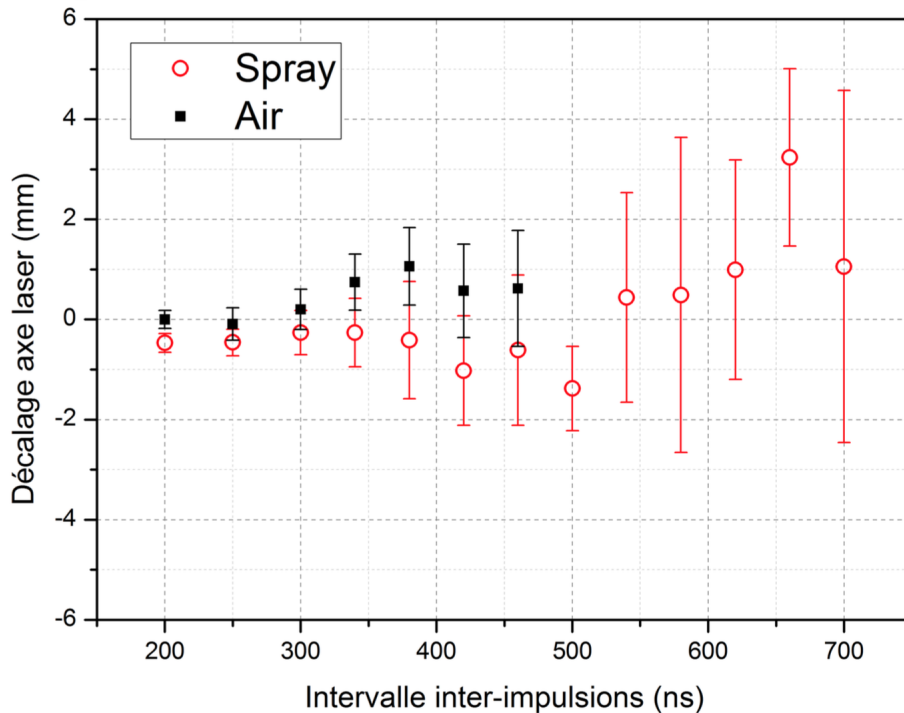


Figure 9: Décalage spatial du centre du plasma dans la direction de l'axe laser. Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 impulsions lasers. Les barres d'erreurs représentent la déviation standard sur ces 100 essais ($E_{1,inc} = 20 \text{ mJ}$ - $E_{2,inc} = 42 \text{ mJ}$)

Dans le cadre des gouttes et pour des délais supérieurs à 340 ns, le plasma se forme essentiellement au voisinage des gouttes et son émission spontanée initiale est de forme sphérique, alors qu'elle est généralement cylindrique en absence de gouttes. Des images instantanées montrent clairement cette tendance pour des délais de l'ordre de 500 ns et sont représentées dans la figure 10.

Une étude statistique à différents délais permet de mieux mettre en avant ce mécanisme. Les dimensions géométriques instantanées du plasma sont mesurées pour trois délais intervalles inter-impulsion et l'ensemble des mesures est représenté dans la figure 11. Ces mesures confirment clairement que pour $\Delta t > 500 \text{ ns}$, les claquages ne se produisent que dans le spray et plus précisément dans une goutte. La position du plasma ainsi que ses dimensions sont très aléatoires. La forme du plasma est quasi-sphérique, comme on peut le voir sur la figure 115.16) où le rapport Longueur/Largeur des dimensions du plasma dans ce domaine de délais inter-impulsions est proche de 1.

Des mesures effectuées par la caméra intensifiée montre que, dans certains cas, les franges d'interférence des gouttes ne sont plus visibles lors de la seconde impulsion. Ceci provient du fait que les gouttes sont potentiellement déformées par l'impulsion laser initiale, la fluence étant de l'ordre de 37 GW.cm^{-2} , supérieure à la fluence nécessaire à la déformation de gouttes (37 GW.cm^{-2} , [8])

5 Conclusions

Il est possible d'utiliser la diffusion de Mie d'un nuage de gouttes soumises à une impulsion laser focalisée juste avant l'obtention d'un claquage. Ce faisant, la taille et la position des gouttes interagissant

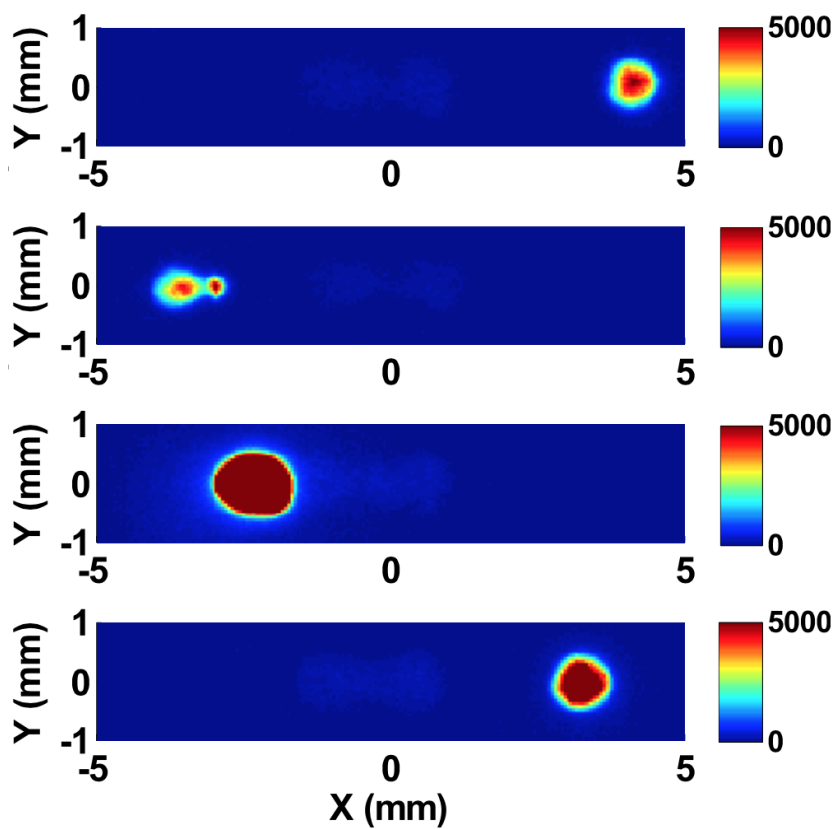


Figure 10: Exemple d'évènements de claquage dans le spray pour $\Delta t > 500$ ns.

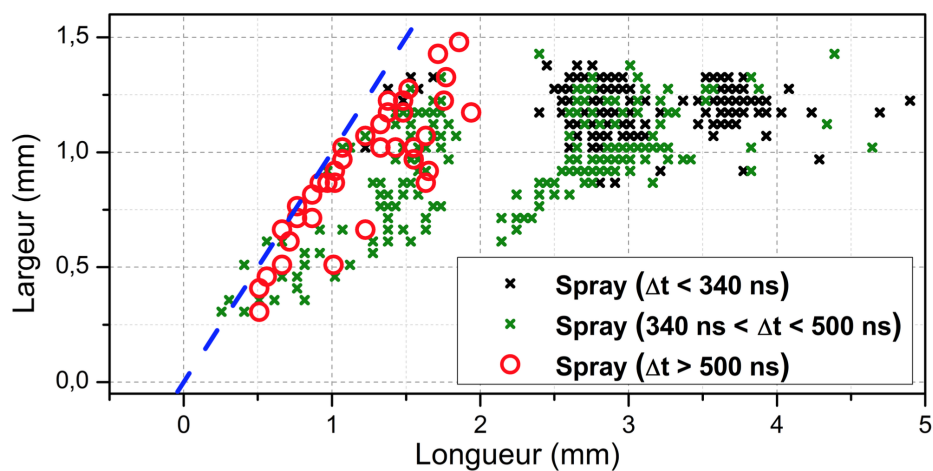


Figure 11: Dimensions du plasma dans le spray pour 3 gammes de délais inter-impulsions pour 560 mesures. Le courbe bleue représente un rapport Longueur/Largeur de 1.

avec l'impulsion lumineuse peuvent être mesurées. Ceci permet de calculer des statistiques conditionnées pour l'étude de l'allumage laser de sprays. La présence de goutte modifie légèrement les caractéristiques d'une impulsion unique. Cependant, la présence de gouttes a un fort impact lorsqu'une seconde impulsion lumineuse est utilisée avec des délais de l'ordre de 500 ns. Dans ce cas, le plasma a fortement tendance à se former dans les gouttes,

References

- [1] M. S. Bak, S. kyun Im, and M. A. Cappelli. Successive laser-induced breakdowns in atmospheric pressure air and premixed ethane–air mixtures. *Combustion and Flame*, 161(7):1744 – 1751, 2014.
- [2] N. Damaschke, H. Nobach, T. Nonn, N. Semidetnov, and C. Tropea. Multi-dimensional particle sizing techniques. *Experiments in Fluids*, 39(2):336–350, 2005.
- [3] N. Damaschke, H. Nobach, and C. Tropea. Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics. *Experiments in Fluids*, 32(2):143–152, 2002.
- [4] H. El-Rabii, G. Gaborel, J. P. Lapios, D. Thevenin, J. C. Rolon, and J. P. Martin. Laser spark ignition of two-phase monodisperse mixtures. *Optics Communications*, 256(4-6):495–506, 2005.
- [5] G. C. Gebel, W. Meier, T. Mosbach, and M. Aigner. Experimental study of the ignition process of kerosene droplets by laser-induced breakdown. In *24th ICDERS*, 2013.
- [6] T. Marchione, S. F. Ahmed, and E. Mastorakos. Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple sparks. *Combustion and Flame*, 156(1):166–180, 2009.
- [7] T. X. Phuoc. Single-point versus multi-point laser ignition: experimental measurements of combustion times and pressures. *Combustion and Flame*, 122(4):508–510, 2000.
- [8] R. G. Pinnick, P. Chylek, M. Jarzembski, E. Creegan, V. Srivastava, G. Fernandez, P. Pendleton, and A. Biswas. Aerosol-induced laser breakdown thresholds : wavelength dependence. *Applied Optics*, 27(5):987–996, 1988.