



**HAL**  
open science

# Développement de nouvelles stratégies d'allumage laser : application à la propulsion aéronautique et/ou spatiale

Robert George

## ► To cite this version:

Robert George. Développement de nouvelles stratégies d'allumage laser : application à la propulsion aéronautique et/ou spatiale. Autre. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLC025 . tel-01560450

**HAL Id: tel-01560450**

**<https://theses.hal.science/tel-01560450v1>**

Submitted on 11 Jul 2017

**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.

NNT : 2017SACLC025

THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY

PRÉPARÉE À

CENTRALESUPÉLEC

ECOLE DOCTORALE N°579

SMEMAG | Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences

Spécialité : Energétique

Présentée par

**Robert GEORGE**

**Développement de nouvelles stratégies d'allumage laser : application  
à la propulsion aéronautique et/ou spatiale**

Thèse présentée et soutenue à Châtenay-Malabry, le 2 Mai 2017

Composition du Jury :

M. Bruno RENOU	INSA de Rouen	Rapporteur
M. Marc BELLENOUE	Université de Poitiers	Rapporteur
M. Olivier MUSSET	Université de Bourgogne	Président du jury
M. Geoff DEARDEN	University of Liverpool	Examineur
M. Patrick DUCHAINE	SAFRAN Helicopter Engine	Examineur
M. Marc MASSOT	École Polytechnique	Directeur de thèse
M. Mikaël ORAIN	ONERA	Encadrant de thèse
M. Laurent ZIMMER	CNRS	Encadrant de thèse



---

# Sommaire

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art des techniques d'allumage laser</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	6
1.2 Description des différents processus physiques permettant l'allumage par laser . . . . .	6
1.2.1 Allumage sans claquage laser . . . . .	7
1.2.1.1 L'allumage thermique . . . . .	7
1.2.1.2 L'allumage photochimique . . . . .	9
1.2.2 Allumage avec claquage laser . . . . .	11
1.2.2.1 L'allumage par claquage résonant . . . . .	11
1.2.2.2 L'allumage par claquage non-résonant . . . . .	12
1.3 Description de l'allumage par claquage non-résonant . . . . .	13
1.3.1 Claquage et formation du plasma . . . . .	13
1.3.2 Seuil de claquage . . . . .	15
1.3.2.1 Effet de la pression . . . . .	16
1.3.2.2 Effet du volume focal . . . . .	17
1.3.2.3 Effet de la température . . . . .	18
1.3.2.4 Effet de la longueur d'onde . . . . .	19
1.3.2.5 Effet de la durée d'impulsion laser . . . . .	20
1.3.2.6 Effet de la présence de particules/gouttes . . . . .	21
1.3.3 Du claquage à l'allumage . . . . .	22
1.3.3.1 Rayon critique et énergie minimum d'allumage . . . . .	23
1.3.3.2 Paramètres influant sur l'énergie d'allumage . . . . .	24
1.3.4 Cas de l'allumage diphasique . . . . .	28
1.4 État de l'art des différentes architectures d'allumeurs laser . . . . .	33
1.4.1 L'allumage laser dans l'industrie automobile (moteurs à essence) . . . . .	33
1.4.2 L'allumage laser dans l'aéronautique . . . . .	34
1.4.3 Les configurations actuelles d'allumeur laser . . . . .	35
1.4.3.1 Système complet miniaturisé . . . . .	35

1.4.3.2	Transmission des impulsions laser par fibre optique . . . . .	37
1.4.3.3	Pompage par fibre d'une tête laser miniaturisé . . . . .	38
1.4.3.4	Système comportant une fibre dopée pour l'amplification laser . . . . .	40
1.4.4	Stratégies et perspectives d'amélioration . . . . .	40
1.4.4.1	Allumage multi-points . . . . .	41
1.4.4.2	Allumage en cavité . . . . .	44
1.4.4.3	Ré-injection de l'énergie non-déposée . . . . .	46
1.4.4.4	Pré-chauffage laser . . . . .	47
1.4.4.5	Dépôt d'énergie par rayonnement micro-ondes . . . . .	48
1.4.4.6	Allumage par train d'impulsions . . . . .	49
1.4.4.7	Allumage double-impulsion . . . . .	51
1.5	Conclusion . . . . .	56
<b>2</b>	<b>Diagnosics et montages expérimentaux</b>	<b>57</b>
2.1	Introduction . . . . .	58
2.2	Montage de caractérisation du plasma dans l'air . . . . .	58
2.2.1	Processus de création du plasma . . . . .	58
2.2.2	Mesures d'énergie . . . . .	59
2.2.3	Visualisation du plasma . . . . .	60
2.2.3.1	Collection de l'émission . . . . .	60
2.2.3.2	Protocole de traitement . . . . .	62
2.2.4	Strioscopie . . . . .	62
2.2.4.1	Principe de la strioscopie . . . . .	62
2.2.4.2	Montage de strioscopie . . . . .	63
2.2.4.3	Protocole de traitement . . . . .	64
2.3	Spectroscopie de l'émission du plasma . . . . .	66
2.3.1	Montage expérimental pour les mesures spectroscopiques . . . . .	66
2.3.2	Injection du mélange air/kérosène . . . . .	67
2.3.3	Collection du spectre d'émission . . . . .	67
2.3.4	Protocole de traitement . . . . .	68
2.3.5	Mesures de température . . . . .	69
2.3.5.1	Équilibre thermodynamique . . . . .	70
2.3.5.2	Relation de Boltzmann . . . . .	72
2.3.6	Mesures de la densité électronique . . . . .	73

2.3.6.1	Les élargissement spectraux . . . . .	73
2.3.6.2	Mesure de l'élargissement Stark . . . . .	75
2.3.6.3	Incertitude de mesure sur la densité électronique . . . . .	75
2.4	Montage de caractérisation du plasma en diphasique . . . . .	75
2.4.1	Montage expérimental . . . . .	75
2.4.2	Création du spray . . . . .	76
2.4.3	Processus de création du plasma . . . . .	78
2.4.4	Mesures d'énergie . . . . .	78
2.4.5	Visualisation du plasma . . . . .	78
2.5	Synchronisation . . . . .	79
<b>3</b>	<b>Caractérisation du claquage en impulsion unique</b>	<b>81</b>
3.1	Introduction . . . . .	81
3.2	Caractérisation de l'absorption du plasma . . . . .	82
3.2.1	Seuil de claquage . . . . .	82
3.2.2	Évolution du taux d'absorption . . . . .	84
3.3	Propagation spatiale du plasma . . . . .	86
3.3.1	Observation du dépôt d'énergie . . . . .	86
3.3.2	Évolution spatio-temporelle du plasma . . . . .	88
3.4	Propagation de l'onde de choc induite . . . . .	90
3.4.1	Visualisation de l'onde de choc . . . . .	91
3.4.2	Les modèles de propagation . . . . .	93
3.4.3	Quantification de l'énergie dépensée dans l'onde de choc . . . . .	95
3.5	Spectroscopie d'émission du plasma . . . . .	101
3.5.1	Évolution temporelle de l'émission spectrale . . . . .	101
3.5.2	Mesures de la température du plasma . . . . .	105
3.5.2.1	Choix des raies spectrales . . . . .	105
3.5.2.2	Évolution temporelle de la température du plasma . . . . .	108
3.5.2.3	Fit de la décroissance de la température . . . . .	109
3.5.3	Évolution temporelle de la densité électronique . . . . .	111
3.6	Pertes radiatives d'un plasma induit par laser . . . . .	114
3.7	Conclusion . . . . .	117
<b>4</b>	<b>Caractérisation du claquage en double-impulsion</b>	<b>119</b>
4.1	Introduction . . . . .	119

4.2	Caractérisation de l'absorption du second plasma . . . . .	120
4.2.1	Influence du délai inter-impulsions . . . . .	120
4.2.2	Influence des énergies incidentes . . . . .	125
4.3	Propagation spatiale du plasma . . . . .	126
4.3.1	Observation du dépôt d'énergie . . . . .	126
4.3.2	Évolution spatio-temporelle du plasma . . . . .	129
4.4	Propagation de l'onde de choc induite . . . . .	135
4.4.1	Visualisation de l'onde de choc . . . . .	135
4.4.2	Géométrie du noyau de gaz chaud . . . . .	138
4.5	Spectroscopie d'émission d'un plasma en double-impulsion . . . . .	140
4.5.1	Mesures de température du plasma . . . . .	140
4.5.2	Mesures de la densité électronique . . . . .	142
4.6	Conclusion . . . . .	143
<b>5</b>	<b>Étude du claquage en milieu diphasique</b>	<b>145</b>
5.1	Introduction . . . . .	145
5.2	Caractérisation en impulsion unique . . . . .	146
5.2.1	Seuil de claquage en milieu diphasique . . . . .	146
5.2.2	Visualisation du plasma . . . . .	147
5.2.2.1	Position et taille du dépôt d'énergie . . . . .	147
5.2.2.2	Expansion du plasma . . . . .	149
5.3	Influence du spray sur le claquage en double-impulsion . . . . .	151
5.3.1	Influence du délai sur le taux de claquage et l'absorption . . . . .	152
5.3.2	Influence du délai sur la position du plasma . . . . .	154
5.3.3	Influence du délai sur les dimensions du plasma . . . . .	156
5.4	Analyse . . . . .	159
5.4.1	Hypothèse 1 : le premier plasma affecte la propagation de la deuxième impulsion laser . . . . .	160
5.4.2	Hypothèse 2 : la configuration du spray est modifiée par la première impulsion . . . . .	160
5.5	Conclusion . . . . .	162
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>165</b>
	<b>Annexe A : Étude d'une bougie aéronautique</b>	<b>169</b>
	<b>Annexe B : Instrument de mesure spectroscopique</b>	<b>177</b>

Annexe C : Défocalisation du faisceau incident par le plasma

181





---

# Introduction

Les problématiques de pollution ont pris de plus en plus d'ampleur ces dernières années avec le réchauffement dû à l'effet de serre et ses effets néfastes sur l'écosystème planétaire. Dans la plupart des pays, cette prise de conscience a mené à la mise en place de normes anti-pollution de plus en plus drastiques. Les accords de Kyoto en 1991, de Copenhague en 2009 et de Paris en 2015 ont vu de nombreux états s'engager à réduire les émissions de plusieurs gaz à effet de serre ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NO}_x$ , HFC, etc.). L'engagement politique fût suivi d'un fort effort de recherche et de développement dans les énergies renouvelables, telles que le solaire ou l'éolien.

Pour les industriels des secteurs automobile et aéronautique, malgré le développement récent de systèmes électriques et hybrides, l'utilisation des énergies fossiles dans les moteurs est encore une nécessité. Ils ont donc besoin d'investir de plus en plus dans le développement de moteurs diminuant la consommation et les émissions polluantes, tout en conservant, dans la mesure du possible, les performances actuelles.

Dans le cadre des chambres aéronautiques, le développement de nouveaux systèmes d'injection destinés à réduire les émissions polluantes des moteurs entraîne, pour les motoristes, un accroissement des difficultés rencontrées lors de la certification et du dimensionnement de leurs moteurs. L'une des contraintes les plus cruciales concerne les phases critiques d'allumage ou de ré-allumage en altitude (moteur d'hélicoptère et d'avions), où les conditions de pression (entre 0,3 et 0,7 bar) et de température ( $-40\text{ }^\circ\text{C}$ ) sont particulièrement drastiques, et dégradent fortement la pulvérisation et l'évaporation du carburant liquide.

L'un des leviers de développement les plus susceptibles de répondre à ces difficultés est le système d'allumage, car c'est l'un des éléments du moteur qui impose le plus de contraintes. A l'heure actuelle, la bougie électrique est toujours le système le plus utilisé. Il dispose cependant de plusieurs inconvénients, parmi lesquels : la présence de hautes tensions, les perturbations éventuellement générées par la présence d'un fort champ électrique, et notamment le positionnement spatial du point d'allumage, limité à la proximité de la paroi. De plus, les marges de développement sont très faibles sur cette technologie, et elle ne permet pas de répondre aux demandes futures. Des systèmes alternatifs sont donc envisagés, parmi lesquels l'allumage par claquage laser.

Ce système repose sur la création d'une étincelle (plasma) au point de focalisation d'un faisceau laser impulsif, permettant l'allumage du carburant. Ce processus de claquage optique fût découvert et décrit par Meyerand et al. [1,2] dès 1963. Cependant, ce genre de système ne permet pas, à l'heure

actuelle d'obtenir des performances telles qu'elles justifieraient le coût élevé d'un tel dispositif, sachant que le prix d'une bougie et de son alimentation électrique actuellement en usage dans les moteurs aéronautiques est de l'ordre de quelques milliers d'euros. Il faut également prendre en compte les problèmes de compacité, de stabilité et de durabilité que l'utilisation d'un laser suffisamment puissant pour cette application engendrerait.

De nombreux chercheurs se sont donc attachés à mieux comprendre le phénomène de claquage laser. Ainsi, Phuoc et White [3] ont mené une étude exhaustive sur la distribution de l'énergie laser dans les différents phénomènes de déperdition d'énergie lors de la création et de l'extension du plasma. Celle-ci a permis notamment de quantifier l'énergie réellement utilisée pour chauffer le milieu. Bien que complète, cette étude est restée dans le cadre d'un plasma d'air, et ne permet donc pas de faire le lien entre claquage laser et allumage d'un carburant.

D'un autre côté, des recherches expérimentales ont eu pour but de tester des configurations laser différentes pour chercher à optimiser l'allumage dans des conditions se rapprochant de celles d'un moteur en altitude. Oldenburg et Early [4] ont ainsi mis au point une configuration à double impulsion laser qui a sensiblement amélioré la probabilité d'allumage d'un spray de kérosène froid dans une chambre aéronautique. Malgré ces résultats encourageants, ils n'ont pas fourni d'explication théorique ou de données expérimentales qui expliqueraient ces performances. De plus, leur étude ne donne pas de piste permettant d'optimiser cette configuration. La validation de cette stratégie nécessiterait donc une meilleure compréhension et caractérisation des phénomènes physiques liés à cette méthode d'allumage, ce qui est l'objectif de cette étude.

Dans le premier chapitre de ce rapport, le choix de cette stratégie d'allumage par double-impulsion est justifié par un état de l'art exhaustif sur l'allumage laser. Dans un premier temps, on a décrit les différents processus physiques intervenant dans le claquage et l'allumage par laser ainsi que les paramètres clés qui allaient influencer sur la réussite ou l'échec du processus d'allumage. Dans un second temps, une analyse des différentes configurations d'allumeurs laser envisagées pour une application industrielle et des stratégies actuellement étudiées pour optimiser son efficacité est présentée. Dans le cadre d'un allumage diphasique à froid, la configuration en double-impulsion présente des résultats encourageants.

Le second chapitre décrit le dispositif expérimental mis en place pour créer l'étincelle laser et l'écoulement diphasique, ainsi que les diagnostics (mesure d'énergie, observation de l'onde de choc par strioscopie et du plasma par imagerie intensifiée, spectroscopie d'émission) permettant de caractériser la création et l'expansion de l'étincelle laser dans les configurations considérées.

Dans le troisième chapitre, nous présentons une caractérisation du plasma induit par laser pour une configuration en impulsion unique et pour plusieurs énergies incidentes de référence. On a notamment cherché à déterminer les dimensions géométriques du dépôt d'énergie ainsi que l'expansion spatiale du plasma et de l'onde de choc induite. On a également cherché à quantifier l'énergie dissipée dans l'onde de choc grâce à des modèles analytiques de sa propagation.

Dans le quatrième chapitre, on effectue une caractérisation similaire sur une configuration en double-impulsion. On a cherché à comparer les deux configurations, en modifiant notamment les énergies

---

incidentes des deux impulsions laser ainsi que le délai temporel qui les sépare, ceci afin d'identifier les différences qui pourraient amener à une modification de la dynamique de l'allumage.

Enfin, dans le cinquième chapitre, on cherche à identifier l'impact des gouttes sur la création et l'expansion du plasma. L'étude est menée en impulsion unique et en double-impulsion afin de pouvoir comparer les deux configurations.



# CHAPITRE 1

---

## État de l'art des techniques d'allumage laser

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>6</b>
<b>1.2</b>	<b>Description des différents processus physiques permettant l'allumage par laser</b>	<b>6</b>
1.2.1	Allumage sans claquage laser	7
1.2.1.1	L'allumage thermique	7
1.2.1.2	L'allumage photochimique	9
1.2.2	Allumage avec claquage laser	11
1.2.2.1	L'allumage par claquage résonant	11
1.2.2.2	L'allumage par claquage non-résonant	12
<b>1.3</b>	<b>Description de l'allumage par claquage non-résonant</b>	<b>13</b>
1.3.1	Claquage et formation du plasma	13
1.3.2	Seuil de claquage	15
1.3.2.1	Effet de la pression	16
1.3.2.2	Effet du volume focal	17
1.3.2.3	Effet de la température	18
1.3.2.4	Effet de la longueur d'onde	19
1.3.2.5	Effet de la durée d'impulsion laser	20
1.3.2.6	Effet de la présence de particules/gouttes	21
1.3.3	Du claquage à l'allumage	22
1.3.3.1	Rayon critique et énergie minimum d'allumage	23
1.3.3.2	Paramètres influant sur l'énergie d'allumage	24
1.3.4	Cas de l'allumage diphasique	28
<b>1.4</b>	<b>État de l'art des différentes architectures d'allumeurs laser</b>	<b>33</b>
1.4.1	L'allumage laser dans l'industrie automobile (moteurs à essence)	33
1.4.2	L'allumage laser dans l'aéronautique	34
1.4.3	Les configurations actuelles d'allumeur laser	35
1.4.3.1	Système complet miniaturisé	35
1.4.3.2	Transmission des impulsions laser par fibre optique	37
1.4.3.3	Pompage par fibre d'une tête laser miniaturisé	38
1.4.3.4	Système comportant une fibre dopée pour l'amplification laser	40
1.4.4	Stratégies et perspectives d'amélioration	40
1.4.4.1	Allumage multi-points	41
1.4.4.2	Allumage en cavité	44
1.4.4.3	Ré-injection de l'énergie non-déposée	46
1.4.4.4	Pré-chauffage laser	47

1.4.4.5	Dépôt d'énergie par rayonnement micro-ondes . . . . .	48
1.4.4.6	Allumage par train d'impulsions . . . . .	49
1.4.4.7	Allumage double-impulsion . . . . .	51
<b>1.5</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>56</b>

---

## 1.1 Introduction

L'idée d'utiliser un laser comme procédé d'allumage n'est pas nouvelle puisque seulement quelques années après l'invention du laser, plusieurs chercheurs et inventeurs avaient déjà identifié les bénéfices potentiels d'un allumage pour lequel l'énergie serait déposée par un faisceau laser [5–8]. Le pointage temporel et spatial du faisceau, qui permet un contrôle et une mesure aisée de l'énergie déposée dans le milieu, ainsi que l'absence d'électrodes intrusives, sont des avantages intrinsèques à ce procédé par rapport au système classique d'allumage par bougie. Dès lors, nombreuses sont les études à s'y être intéressé [9–12]. Cependant, bien que l'allumage par laser soit maintenant régulièrement utilisé en laboratoire pour l'étude expérimentale de l'allumage, il n'existe pas, à l'heure actuelle, de système d'allumage laser commercial qui ait réussi à satisfaire les besoins de l'industrie aéronautique.

En vue de mieux comprendre les enjeux concernant l'allumage par laser, ce premier chapitre aura pour objectif de donner une vue d'ensemble des avancées théoriques et techniques de ces dernières décennies :

- dans un premier temps, on cherchera à décrire les différents processus physiques permettant l'initiation d'un allumage par laser
- on détaillera ensuite l'influence des paramètres laser et des caractéristiques de l'environnement sur l'efficacité du dépôt d'énergie et sur la probabilité d'un allumage en résultant
- enfin, la dernière partie portera sur les configurations d'allumeurs laser actuellement en développement ainsi que les stratégies et perspectives d'améliorations

## 1.2 Description des différents processus physiques permettant l'allumage par laser

Dans la littérature, quatre processus d'interaction laser/matière permettant un dépôt d'énergie suffisamment efficace pour initier un allumage ont été identifiés :

1. l'allumage thermique
2. l'allumage photochimique
3. l'allumage par claquage résonant
4. l'allumage par claquage non-résonant

Chacun de ces procédés permet des dépôts d'énergies aux propriétés (durée, efficacité et volume de dépôt) différentes, mais demande également des caractéristiques laser (longueur d'onde, durée d'impulsion, etc.) qui lui sont propres, ce qui va maintenant être détaillé.

## 1.2.1 Allumage sans claquage laser

### 1.2.1.1 L'allumage thermique

Un allumage thermique par laser se produit lorsque le milieu cible est capable d'absorber le rayonnement laser incident, sans générer de claquage optique. Un rayonnement infrarouge ( $\lambda > 1 \mu\text{m}$ ) est donc généralement utilisé et permet d'exciter les niveaux rotationnels et/ou vibrationnels d'un élément précis – gaz ou solide – contenu dans le milieu ciblé. L'allumage effectif se produit lorsque le milieu atteint une température suffisante pour s'auto-allumer. Dans la littérature, différents intermédiaires ont pu jouer le rôle d'absorbant du faisceau laser incident.

Le  $\text{SF}_6$  (hexafluorure de soufre) a par exemple souvent été utilisé pour allumer différents mélanges car il possède un taux d'absorption très élevé autour de  $10,6 \mu\text{m}$  ce qui le rend particulièrement efficace couplé à un laser  $\text{CO}_2$ . Hill et Laguna [13] ont ainsi étudié l'allumage d'un mélange  $\text{SF}_6/\text{O}_2/\text{CH}_4$  par laser  $\text{CO}_2$ , pour différentes valeurs de concentration, de pression (de 0,1 à 0,27 bar) et de durée d'impulsion laser (250 et 850 ns). Hill [14] a poursuivi ces travaux et étudié l'utilisation de deux sources tirées d'un laser  $\text{CO}_2$ , une première pour chauffer le milieu, et une deuxième pour initier l'allumage, ainsi que son effet sur les délais d'allumage. Le même procédé a également été utilisé pour mettre en évidence une détonation lors d'un allumage thermique par laser à haute énergie, et a conduit à la mesure d'une valeur de seuil d'allumage par déflagration ( $E_{1thr} = 1,5 \text{ J}$ ) puis d'une seconde ( $E_{2thr} = 16,5 \text{ J}$ ) à partir de laquelle la propagation de la flamme devient une détonation [15]. Les intensités laser nécessaires pour allumer de tels mélanges sont de l'ordre du  $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$  soit une puissance de  $0,1 - 1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour les durées d'impulsions étudiées.

Trott [16] a également étudié l'allumage de nombreux mélanges carburant/oxygène (éthylène, méthyl fluoride, méthanol, ethanol, dimethyl ether, p-dioxane, n-propyl nitrate (NPN) et iso-propyl nitrate (IPN)) à basse pression (de l'ordre de 0,12 bar) en utilisant un laser  $\text{CO}_2$  dont la longueur d'onde pouvait être adaptée aux bandes d'absorption de chacun des carburants utilisés. Avec une impulsion d'une durée de 100 ns, les intensités laser nécessaires pour chauffer le milieu jusqu'à l'auto-allumage restent comprises entre 1 et  $5 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$  (de l'ordre de  $10 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ).

L'ozone  $\text{O}_3$  peut également être utilisé comme absorbant. Raffel et al. [17,18] ont fait une telle étude en utilisant l'impulsion laser d'un laser  $\text{CO}_2$  à une longueur d'onde de  $9,552 \mu\text{m}$ . Il a été montré que pour un mélange  $\text{O}_2/\text{O}_3$  à pression comprise entre 0,35 et 0,70 bar et une concentration en ozone allant de 20 à 50%, une puissance de l'ordre de quelques  $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$  permettait l'initiation d'une flamme de décomposition de l' $\text{O}_3$ . Arnold et al. [19] ont utilisé des caractéristiques laser similaires pour mesurer les énergies minimum d'allumage des mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{O}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}/\text{O}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}/\text{O}_2$ , et ont obtenu, à faible pression ( $< 1 \text{ bar}$ ), des densités d'énergie allant de 0,1 à  $0,6 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$  nécessaires pour initier la combustion.

L'allumage thermique par absorption du rayonnement laser par des intermédiaires non pas gazeux, mais solides, a également été étudié. Homan et al. [20] ont mesuré les énergies d'allumage de mélanges  $\text{CH}_4/\text{air}$  et  $\text{C}_3\text{H}_8/\text{air}$  en chauffant des particules d'aluminium de diamètre compris en 20 et  $80 \mu\text{m}$  par un laser néodyme à  $1,06 \mu\text{m}$  et fournissant une impulsion ayant une énergie de 1 J et une durée de 0,5 ms. Dans des conditions de température et de pression ambiantes, et pour des richesses allant de 0,5



à 2,1, l'énergie libérée par une particule d'aluminium assez volumineuse pour allumer le mélange était de l'ordre du mJ. Une taille minimum de particule a été mesurée pour plusieurs valeurs de richesse, en dessous de laquelle la particule brûlait complètement sans avoir allumé le mélange.

Early et Lester [21] ont également mis au point une méthode d'allumage se basant sur l'absorption du rayonnement par une surface solide (Fig.1.1). La méthode consiste à focaliser le faisceau laser (24) sur un point précis de la plaque (30-34) constituée d'un matériau absorbant à la longueur d'onde choisie. La montée en température du matériau en question produit alors un jet de particules chaudes (40) qui allume alors le mélange carburant/air utilisé (44) en le chauffant à une température suffisante pour initier la combustion. Des tests d'allumage de sprays de Jet A ont été effectués avec succès en utilisant plusieurs configurations d'impulsions : un laser impulsionnel de longueur d'onde  $2,94 \mu\text{m}$  très énergétique délivrant 400 mJ sur une durée de  $120 \mu\text{s}$  et une surface d'environ  $0,8 \text{ mm}^2$ , et un laser Nd :YAG à courtes impulsions (12 ns), de longueur d'onde  $1,064 \mu\text{m}$  et d'énergie plus faible (100 mJ) mais mieux focalisé, la surface du point focal étant d'environ  $0,008 \text{ mm}^2$ . On obtient donc des flux respectifs de  $50 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$  ( $40 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) et  $1250 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$  ( $100 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ). Plusieurs cibles solides (aluminium, magnésium, graphite) furent utilisées avec succès. Cependant, l'étude n'a pas cherché à déterminer les valeurs minimum d'énergie d'allumage par ce procédé.

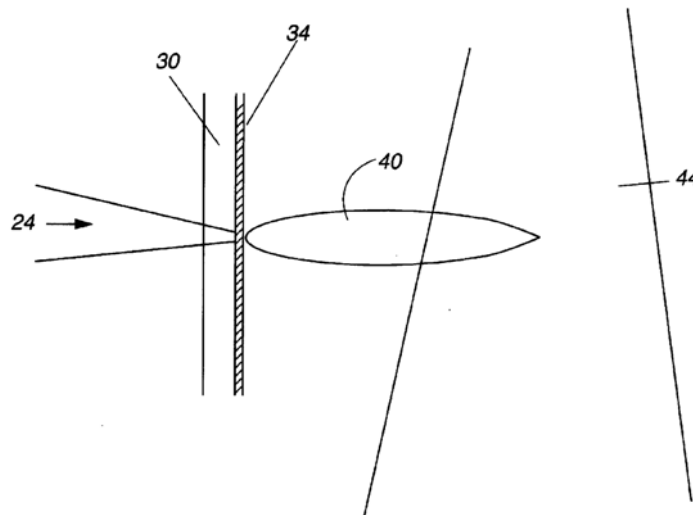


FIGURE 1.1 – Schéma d'une méthode d'allumage par ablation laser [21]

L'allumage par ablation laser peut s'appliquer à d'autres configurations laser ainsi qu'à de nombreux mélanges carburant/air. Li et al. [22] ont par exemple étudié l'allumage thermique d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  enrichi en oxygène par ablation laser d'une surface en tantale pour des impulsions lumineuses à 1064 nm et de durée 10 ns. Ils ont montré que cette technique demandait une énergie par impulsion de l'ordre de 2-4 mJ, et donc inférieure à l'allumage laser par claquage (voir paragraphes suivants) dans les mêmes conditions.

Manfletti et Kroupa [23] ont testé l'allumage par ablation laser d'un mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  avec des impulsions à 1064 nm d'une dizaine de nanosecondes sur une cible en cuivre. Les énergies minimum d'allumage ont été mesurées à 14,5 mJ pour le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et 61,7 mJ pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ .

## Synthèse

Bien que l'allumage thermique par laser offre des avantages par rapport à la méthode classique d'allumage par bougie électrique, tel que l'absence d'une électrode intrusive, plusieurs facteurs viennent limiter son efficacité.

Tout d'abord, il est souvent nécessaire d'utiliser un intermédiaire pour des carburants dont l'absorption à la longueur d'onde laser utilisée est faible ou nulle. Sous certaines conditions, des gaz inertes absorbants, tels que le SF<sub>6</sub>, SiF<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, ou CH<sub>3</sub>F, peuvent être utilisés, mais Trott [16] rapporte que leur présence peut compliquer l'évolution des réactions chimiques opérant lors de l'allumage.

De plus, dans le cas où l'écoulement estensemencé par un gaz absorbant ou par des particules solides, l'allumage thermique n'est pas localisé en un point et la zone de dépôt de l'énergie suit la forme du faisceau. L'énergie nécessaire pour allumer le milieu peut donc être bien plus élevée, puisqu'une zone plus étendue doit être chauffée et l'allumage thermique prend généralement un temps assez long, ce qui est particulièrement handicapant pour l'allumage d'écoulements.

On ajoutera que dans le cas particulier de l'allumage thermique par ablation, la surface chauffée doit être fréquemment changée puisque le matériau est peu à peu consommé, ce qui peut rajouter des contraintes en termes de maintenance du système d'allumage embarqué, et de coût selon la nature du matériau ablaté.

Enfin, les sources infrarouges utilisées sont généralement imposantes et peuvent poser des problèmes d'encombrement dans le cas où l'on souhaiterait utiliser cette technologie de manière industrielle dans un système d'allumage embarqué.

### 1.2.1.2 L'allumage photochimique

Dans le cas de l'allumage photochimique, les photons présents dans le faisceau laser incident doivent être capables de dissocier directement la molécule ciblée. Pour cela, il est nécessaire que les photons soient assez énergétiques, ce qui privilégie l'utilisation de sources laser dans l'ultra-violet (UV). Si une quantité assez importante de radicaux est créée par dissociation, une réaction chimique pourra alors être initiée et conduire à l'allumage du milieu.

Dès 1965, Norrish [24] a étudié l'effet photochimique sur plusieurs mélanges C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> dans lesquels du dioxyde d'azote (NO<sub>2</sub>) a été ajouté en utilisant une lampe flash de plusieurs milliers de Joules. La photo-dissociation des mélanges permet l'apparition d'oxygène atomique puis de radicaux comme OH, CH, C<sub>2</sub>, CN ou C<sub>3</sub>. Des expériences d'allumage photochimique sur des composés gazeux tels que le sulfure d'hydrogène (H<sub>2</sub>S), la phosphine (PH<sub>3</sub>), ou l'ammoniac (NH<sub>3</sub>) ont également été rapportées [25–27]. Dans l'ensemble des cas présentés, une forte concentration du radical OH précédait l'allumage et l'apparition des autres radicaux. Norrish explique qu'OH est l'agent nécessaire commun à l'initiation et au développement de l'allumage.

Des travaux sur l'allumage photochimique de mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>/air ont été conduits par Lavid et al. [28, 29]. L'oxygène moléculaire est dissocié par le rayonnement laser ultra-violet focalisé afin de produire de l'oxygène atomique. Dans un premier temps [28], deux sources pulsées de durées

respectives de 6 et 10 ns et de longueurs d'onde 157 nm ( $F_2$ ) et 193 nm (ArF) ont été utilisées, mais seule la première a permis l'allumage du mélange pour les intensités lumineuses disponibles. Pour le laser  $F_2$  et une intensité laser fixée à  $36 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$  (soit un flux de l'ordre de  $3,6 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ), l'allumage était possible entre 0,1 et 0,3 bar pour un mélange  $H_2/O_2$ , et entre 0,6 et 0,8 bar pour un mélange  $H_2/\text{air}$  selon la richesse du mélange (comprise entre 0,4 et 1,8). La présence d'une concentration initiale importante d'oxygène est favorable, puisque le mélange  $H_2/O_2$  reste plus facile à allumer que le mélange  $H_2/\text{air}$ , notamment pour des richesses faibles comprises entre 0,6 et 0,8. Les auteurs mentionnent qu'une concentration d'oxygène atomique de l'ordre de  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  était nécessaire pour initier l'allumage. Lors d'une deuxième expérience avec un laser ArF à 193 nm [29], délivrant des impulsions de 17 ns, une valeur comprise entre  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  a été mesurée pour la concentration d'oxygène atomique, mais pour des températures initiales plus élevées, comprises entre 673 K et 773 K et à faible richesse (comprise entre 0,2 et 1). L'énergie minimum d'allumage incidente reste comprise entre 125 mJ à 673 K et 20 mJ à 773 K, ce qui correspond à des flux respectifs de l'ordre de  $22 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$  ( $1,3 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) et  $4 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$  ( $0,2 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ).

La photo-dissociation de l'ozone a également été l'objet d'une étude de Lucas et Brown [30] où le rayonnement ultraviolet à 248 nm d'un laser KrF non focalisé sous la forme d'impulsions de durée 17 ns et d'énergie 350 mJ est absorbé par l'ozone qui en se photo-dissociant produit alors de l'oxygène atomique et moléculaire. La concentration d'oxygène atomique mesurée pour initier l'allumage d'un mélange  $H_2/O_2/O_3$  est alors de  $1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour une température initiale de 300 K, et descendait à  $0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  à 370 K. Des concentrations 2 à 3 fois plus élevées sont nécessaires pour des hydrocarbures (propane et méthane).

Chou et Zukowski [31] ont travaillé sur l'allumage de mélanges  $H_2/O_2$ ,  $H_2/\text{air}$  et  $CH_4/O_2$  via la dissociation de molécules de  $NH_3$  présentes dans le mélange par un laser ArF opérant à une longueur d'onde de 193 nm. L'expérience, effectuée à température et pression ambiantes, a permis de mettre en évidence la faible dépendance à la richesse de l'énergie minimum d'allumage pour un mélange  $H_2/O_2/NH_3$  dont la richesse était comprise entre 0,35 et 3. Des densités d'énergie minimum respectives de 137, 190 et  $380 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour les mélanges  $H_2/O_2$ ,  $H_2/\text{air}$  et  $CH_4/O_2$  ont été mesurées. Les concentrations de radicaux H et  $NH_2$  comprises entre  $1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ( $H_2/O_2$ ) et  $3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ( $CH_4/O_2$ ) ont été mesurées.

### Synthèse

L'allumage laser photochimique présente plusieurs avantages, notamment celui de sa faible énergie minimum d'allumage qui, théoriquement, pourrait être de l'ordre du mJ. En effet, cette méthode permet l'allumage si une quantité suffisante de radicaux a été atteinte pour un volume donné, généralement de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . L'allumage est également moins dépendant de la richesse qu'un allumage classique par bougie, thermique ou par claquage laser pour les mélanges étudiés.

Cependant, en pratique, cette méthode d'allumage requiert un laser dont la longueur d'onde est accordable sur la longueur d'onde d'absorption de la molécule cible pour que la dissociation puisse se produire. Un laser accordable dans l'UV est donc nécessaire, mais ce type d'équipement, en termes de coût, d'encombrement et de robustesse, ne permet pas une application sur un foyer de combustion réaliste de type aéronautique.

### 1.2.2 Allumage avec claquage laser

Le principe de l'allumage par étincelle induite par laser repose sur la création d'un plasma résultant du claquage optique qui se produit lorsque la densité d'énergie locale dépasse un certain seuil (Fig. 1.2). Il est donc souvent nécessaire de fortement focaliser des impulsions laser courtes pour obtenir une densité suffisante. Le plasma ainsi créé devient optiquement opaque et l'énergie de l'impulsion laser est alors absorbée, permettant alors la création d'un noyau de flamme initiant l'allumage.

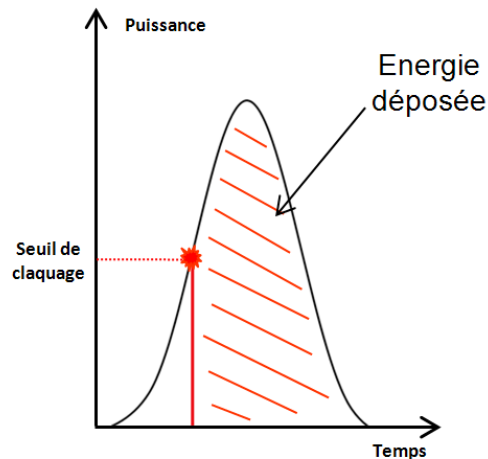


FIGURE 1.2 – Profil temporel du dépôt d'énergie d'une impulsion laser

Ce processus de claquage optique fût découvert et décrit par Meyerand et al. [1, 2] peu de temps après l'invention du laser. Il intervient dans deux méthodes d'allumage que sont l'allumage par claquage résonant et l'allumage par claquage non-résonant.

#### 1.2.2.1 L'allumage par claquage résonant

L'allumage par claquage laser résonant a été le sujet de travaux de la part de Forch et Miziolek [32–34] sur des mélanges  $H_2/O_2$  et  $D_2/O_2$ . On notera que ce sont les seuls travaux sur le sujet recensés dans la littérature.

Le principe physique de ce type d'allumage est le résultat de plusieurs processus. Dans un premier temps, un faisceau laser dissocie les molécules du mélange à allumer par absorption multi-photonique semblable au processus d'allumage photochimique. Des radicaux (en l'occurrence l'oxygène et l'hydrogène atomiques) sont ainsi créés puis excités de manière résonante et ionisés par le faisceau laser, toujours par absorption multi-photonique. Des électrons sont alors libérés et, grâce au phénomène de Bremsstrahlung inverse, arrivent à absorber le rayonnement incident, ce qui conduit à la création d'un plasma, puis d'un noyau de flamme initiant ainsi l'allumage. Ces processus d'absorption seront expliqués plus en détail dans des parties ultérieures.

L'excitation résonante des atomes d'oxygène et d'hydrogène s'effectue grâce à l'absorption à deux photons pour des longueurs d'onde respectives de 225,6 nm et 243 nm (Fig. 1.3). Lorsque le laser est accordé sur l'une de ces résonances, l'absorption multi-photonique est extrêmement efficace et domine alors le processus d'ionisation et de claquage. La résonance à 225,6 nm a été exploitée pour

allumer un mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  en utilisant un laser à 1064 nm et un laser à colorant à 286,30 nm [32]. Pour une richesse comprise entre 0,5 et 1,5, des énergies inférieures à 1 mJ par impulsion suffisent pour allumer le mélange. La richesse à 0,6 a même permis de descendre à une énergie de 0,3 mJ par impulsion. En utilisant cette fois-ci la résonance de l'hydrogène et du deutérium à 243,07 nm et 243 nm respectivement, il a également été montré qu'une énergie de 0,5 mJ par impulsion suffisait pour allumer des mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et  $\text{D}_2/\text{O}_2$  pour une richesse de 0,7 [33].

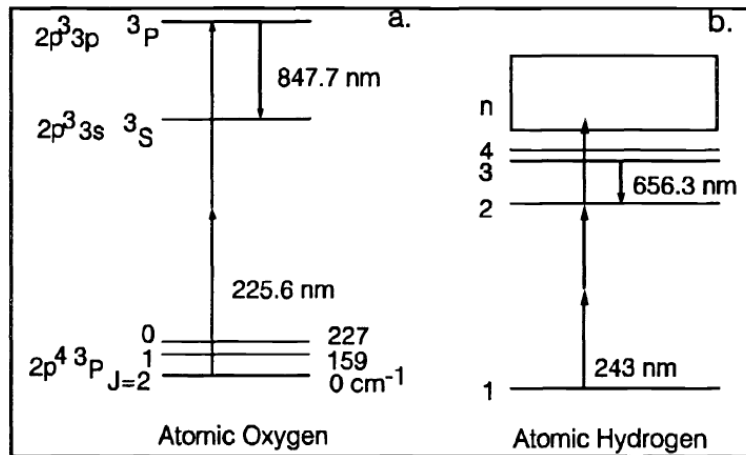


FIGURE 1.3 – Diagramme d'énergie simplifié de l'atome d'oxygène (a) et d'hydrogène (b) [33]

### Synthèse

Bien que l'allumage par claquage résonant soit très performant d'un point de vue de l'énergie minimum à déposer pour allumer le milieu, ce procédé requiert un contrôle très précis de la longueur d'onde laser. Les contraintes observées pour l'allumage photochimique pèsent donc également sur cette technique, et de la même manière, il n'existe pas de laser compact accordable dans l'UV qui puisse, à l'heure actuelle, être utilisé sur un foyer de combustion réaliste.

#### 1.2.2.2 L'allumage par claquage non-résonant

Dans le cadre de l'allumage par claquage non-résonant, l'excitation des molécules par absorption multi-photonique ne se fait pas de manière résonante. L'énergie nécessaire pour allumer un mélange est alors plus importante, mais on dispose d'une plus grande liberté sur le choix de la longueur d'onde laser.

L'allumage laser par claquage non-résonant est, dans la littérature, le mode d'allumage novateur le plus étudié et le plus prometteur [9, 35–38]. On va donc maintenant détailler les processus physiques inhérents à cette méthode.

## 1.3 Description de l'allumage par claquage non-résonant

### 1.3.1 Claquage et formation du plasma

De nombreuses études théoriques et expérimentales [9, 35–56] ont étudié en détail le claquage optique, les deux phénomènes physiques qui interviennent dans l'absorption du faisceau laser et la formation du plasma, ainsi que les différents paramètres qui peuvent modifier les processus physiques mis en jeu.

Le premier processus à considérer est l'ionisation multi-photonique. Il consiste en l'absorption simultanée d'un ou plusieurs photons par un atome ou une molécule, permettant alors l'ionisation de l'atome ou de la molécule considérée, et donc l'émission d'un électron (Fig.1.4). Ce processus peut se décrire par la relation :

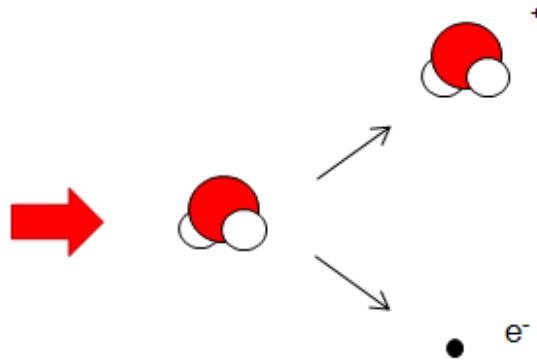


FIGURE 1.4 – Schéma du processus d'ionisation multi-photonique

où  $N$  est le nombre de photons et  $h\nu$  l'énergie d'un photon laser ( $h=6,626 \times 10^{-34}$  J·s et  $\nu$  la fréquence du laser en Hz). L'ionisation ne peut avoir lieu que si l'énergie absorbée ( $Nh\nu$ ) est supérieure à l'énergie d'ionisation. Ce phénomène dépend donc de la longueur d'onde considérée, mais également de la molécule ou atome ciblé. L'ionisation multi-photonique est alors d'autant plus importante que l'énergie d'ionisation est faible et la longueur d'onde courte, car le nombre de photons nécessaires est alors réduit.

Le second phénomène est l'ionisation par cascade électronique, et nécessite la présence d'électrons initiaux pour pouvoir se produire. Ces électrons sont capables d'absorber le rayonnement incident quelque soit sa longueur d'onde, et de le transformer en énergie cinétique. C'est ce phénomène, que l'on appelle Bremsstrahlung inverse, qui permet l'accélération des électrons. Par collision, ces électrons plus énergétiques sont alors capables d'ioniser les autres molécules, permettant la création de nouveaux électrons qui pourront alors également être accélérés par Bremsstrahlung inverse (Fig. 1.5). On peut décrire ce processus par la relation :

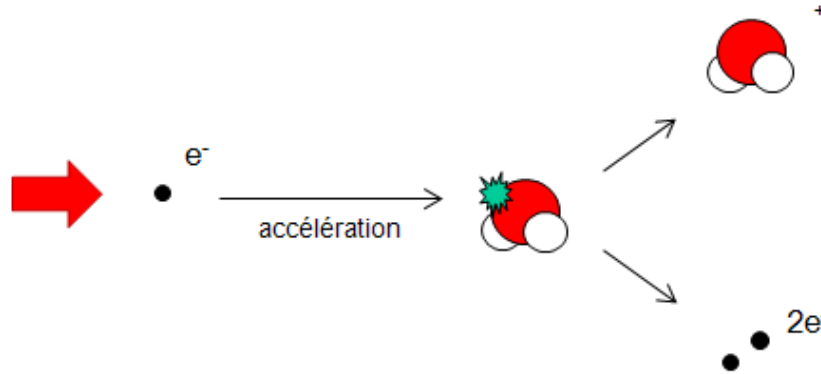


FIGURE 1.5 – Schéma du processus de cascade électronique

On a alors une cascade électronique. Si l'énergie est suffisante, le gaz est complètement ionisé et un plasma se forme suite à l'absorption du rayonnement laser. Toujours grâce au Bremsstrahlung inverse, ce plasma absorbe alors très efficacement les photons incidents et l'énergie sera alors transférée aux électrons libres présents dans le plasma. Selon les travaux de Bradley et al. [35], ce phénomène est très rapide, et la majorité de l'énergie est transféré en 10 ns pour une impulsion laser de 15 ns. La température et la pression peuvent atteindre des valeurs très élevées, aux alentours de  $10^6$  K et  $10^3$  atm respectivement [35,36]. Une onde de choc est alors créée, laquelle s'accompagne d'une extension spatiale du plasma. Kawahara et al. [53] ont mesuré cette extension lors de la création d'un plasma dans l'air pour différentes énergies incidentes (Fig.1.6).

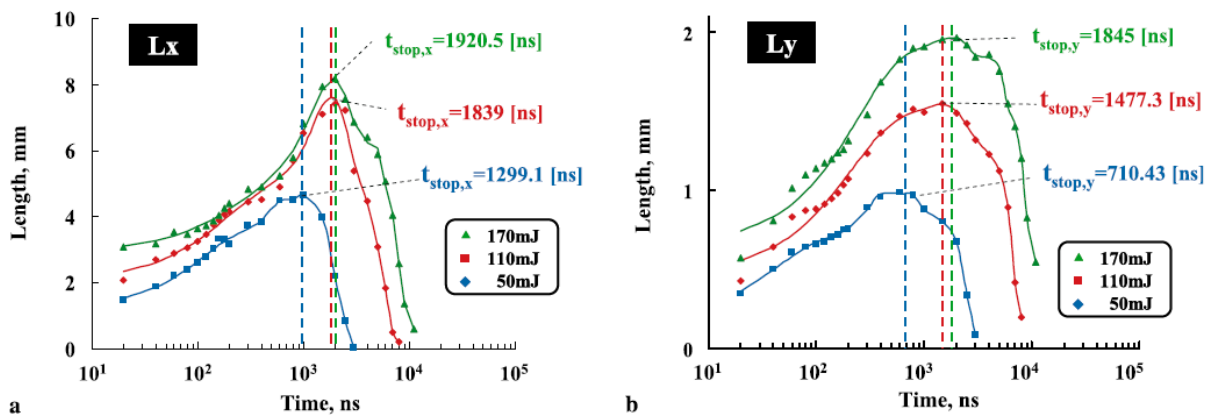


FIGURE 1.6 – Évolution temporelle de la longueur du plasma (a) et du diamètre du plasma (b) pour différentes énergies d'impulsion laser [53]

### 1.3.2 Seuil de claquage

Dans la littérature, la cascade électronique est souvent le phénomène prépondérant [51, 53, 54]. Cependant, les électrons initiaux à partir desquels la cascade électronique se développe peuvent être générés par ionisation multi-photonique, ce qui nécessite une très forte irradiancance. Afin d'obtenir une telle densité d'énergie, les lasers fréquemment utilisés fournissent des impulsions de quelques nano-secondes dont le faisceau est ensuite focalisé dans un volume restreint. Cependant, en fonction des conditions expérimentales, les deux phénomènes à prendre en compte peuvent être plus ou moins en compétition. En effet, la cascade électronique est un phénomène qui dépend fortement de la pression et de la durée d'impulsion laser. Un temps caractéristique  $\tau_{in}$  est nécessaire pour qu'une collision puisse se produire (Fig. 1.7). Pour que ce phénomène ne soit pas minoritaire, la durée du dépôt d'énergie (et donc la durée d'impulsion laser) doit être supérieure à cette durée caractéristique, elle-même dépendante de la pression du milieu.

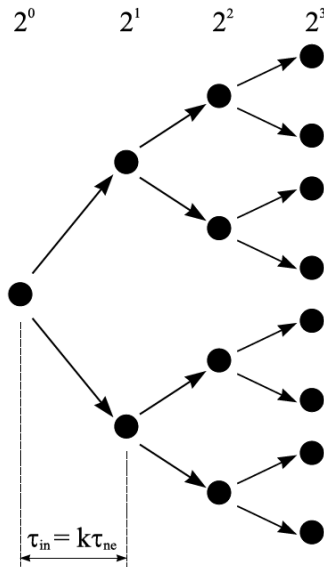


FIGURE 1.7 – Schéma de la production d'électrons en cascade [37]

Morgan [42] a ainsi défini un critère pour déterminer le phénomène prépondérant. Ainsi, l'ionisation multi-photonique est majoritaire pour un produit  $\tau P < 10^{-7}$  Torr.s et la cascade électronique est majoritaire pour  $\tau P > 10^{-7}$  Torr.s, avec  $\tau$  la durée de l'impulsion laser, et  $P$ , la pression du gaz. Phuoc [36] a quant à lui proposé un critère de transition inférieur de deux ordres de grandeur, soit  $10^{-9}$  Torr.s. Cette différence entre ces valeurs théorique n'a pas été expliquée.

Quelque soit le phénomène prépondérant, le seuil de claquage correspond à l'irradiance nécessaire pour qu'un plasma soit créé. Ce phénomène peut être détecté par plusieurs méthodes (visualisation lumineuse [54, 55], détection de l'onde acoustique résultante [55], baisse de la transmission du faisceau laser à travers le plasma [55]). En pratique, on définit le seuil de claquage comme l'irradiance ou l'énergie nécessaire pour laquelle la probabilité de claquage est de 50% [57].

Plusieurs études [35, 36] avancent un seuil de claquage de l'ordre de  $10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup> pour une longueur d'onde de 1064 nm. Il a cependant été montré que de nombreux paramètres expérimentaux influent sur la valeur de ce seuil de claquage.



### 1.3.2.1 Effet de la pression

La pression est un facteur important dans la mesure de l'énergie de claquage [11, 35, 38, 54]. En effet, à pression croissante, le procédé d'ionisation multi-photonique devient plus efficace puisque pour un certain volume focal, le nombre d'espèces est plus important, ce qui améliore la probabilité que plusieurs photons puissent entrer en collision avec les molécules et les ioniser. Le processus de cascade électronique est également favorisé à haute pression, la plus grande concentration d'espèces augmentant la probabilité de collision entre les électrons et les atomes et molécules du milieu. La plus grande efficacité de ces deux processus se traduit par une baisse du seuil de claquage (Fig. 1.8 et 1.9).

La relation empirique entre le seuil de claquage  $I_{seuil}$  et la pression  $P$  est alors la suivante :

$$I_{seuil} \propto \frac{1}{Pn} \quad (1.3)$$

Comme le montre le tableau 1.1, le coefficient  $n$  est un facteur expérimental variant en fonction de la longueur d'onde laser, puisque le seuil diminue plus rapidement pour les longueurs d'onde élevées, et des espèces présentes dans le milieu [36]. Pour de très courtes impulsions laser, lorsque les électrons sont majoritairement créés par l'ionisation multi-photonique, la dépendance en pression est cependant plus faible car ce processus ne repose pas sur les collisions électrons/ions, contrairement à l'avalanche électronique, comme l'ont montré Morgan [42], ainsi que Gamal et Harith [43].

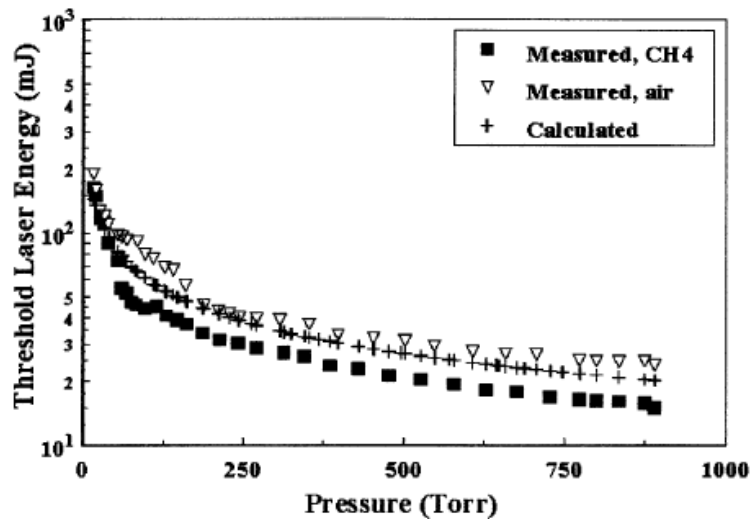


FIGURE 1.8 – Évolution du seuil de claquage dans le méthane et l'air en fonction de la pression (< 1 bar) [11]

Longueur d'onde	n(Air)	n(CH <sub>4</sub> )	n(H <sub>2</sub> )	n(N <sub>2</sub> )	n(O <sub>2</sub> )
1064 nm	0,65	0,55	0,78	0,67	0,55
532 nm	0,40	0,40	0,69	0,40	0,40

Tableau 1.1 – Mesures du coefficient  $n$  pour plusieurs espèces et longueurs d'onde laser [36]

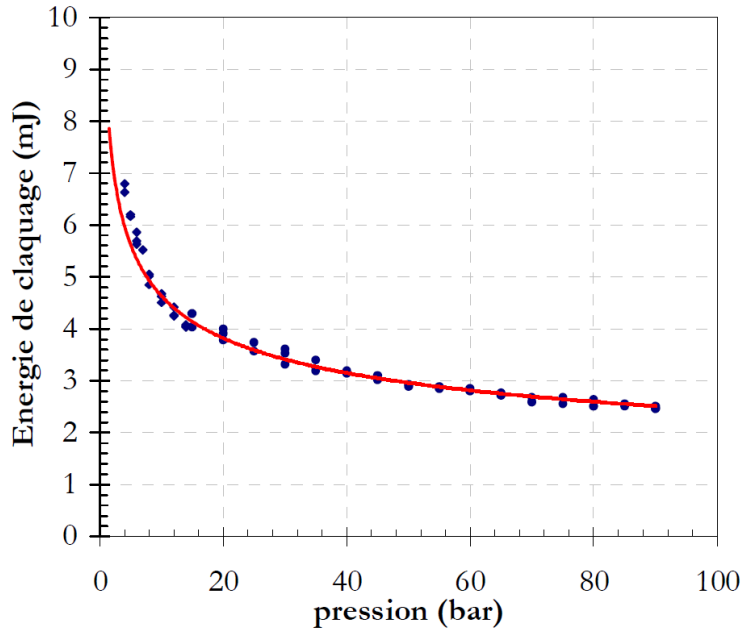


FIGURE 1.9 – Évolution du seuil de claquage dans l'air en fonction de la pression ( $> 1$  bar) [38]

Cette dépendance en pression est donc favorable pour l'allumage automobile, puisque la phase de compression va fortement augmenter la pression dans la chambre où se produira le claquage. À l'inverse, lors d'un allumage aéronautique en altitude (basse pression), le processus de claquage nécessitera plus d'énergie.

### 1.3.2.2 Effet du volume focal

Le volume focal correspond au volume dans lequel le faisceau est concentré au niveau du point focal de la lentille et où l'énergie sera transférée au milieu. La prise en compte de ce paramètre est importante, puisqu'à énergie constante, réduire le volume focal revient à augmenter la densité d'énergie. Ce volume focal est fonction aussi bien des paramètres laser (longueur d'onde, qualité de faisceau, diamètre de faisceau) que des paramètres du système optique focaliseur (aberrations, distance focale) [37].

Si l'on considère un faisceau laser monomode de longueur d'onde  $\lambda$  (en m), de diamètre initial  $D$  (en m), focalisé par une lentille de focale  $f$  (en m), le rayon du faisceau au point focal  $r$  évolue selon la relation suivante :

$$r = \frac{2\lambda f}{\pi D} \quad (1.4)$$

Ainsi, comme l'illustre la figure 1.10, la focale du système optique utilisé intervient directement dans l'énergie minimum de claquage. Une focale longue augmente la taille du faisceau au point focal ce qui correspond à une baisse de l'irradiance, et donc, à une énergie de seuil plus importante. La présence d'aberrations va également dégrader la qualité de focalisation du faisceau, ce qui se traduit également par un seuil de claquage plus élevé [37].

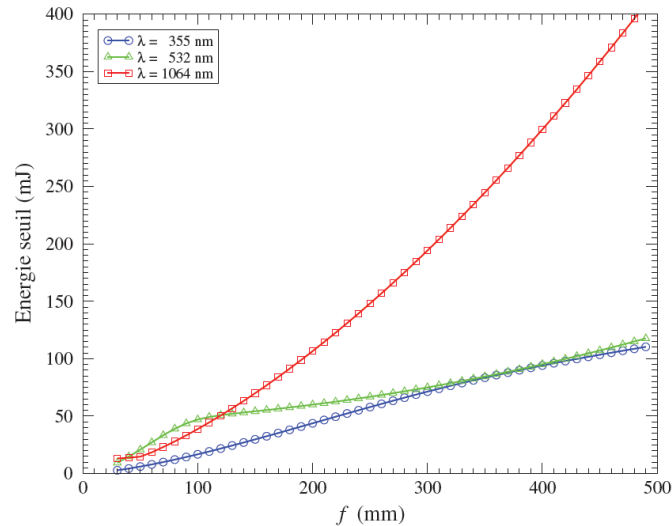


FIGURE 1.10 – Évolution du seuil de claquage dans l'air en fonction de la distance focale [37]

### 1.3.2.3 Effet de la température

Plusieurs études sur le claquage optique dans l'air rapportent une augmentation du seuil de claquage lorsque la température augmente. Kiefer et al. [58] ont ainsi mis au point une méthode de calcul de la température d'un milieu en mesurant à quelle énergie d'impulsion le claquage a lieu. Beduneau et al. [52] ont quant à eux mesuré l'énergie de claquage pour différentes configurations optiques (longueurs focales de 50, 100 et 300 mm) et pour des températures comprises entre 20 °C et 700 °C (Fig. 1.11). Les auteurs indiquent que l'augmentation du seuil de claquage avec la température s'explique par une densité d'espèces décroissante pour les températures croissantes. Au vu des gammes de températures que l'on retrouve dans les moteurs automobile et aéronautique, le processus de claquage est défavorisé pour le premier (températures élevées), et favorisé pour le second (basses températures en altitude).

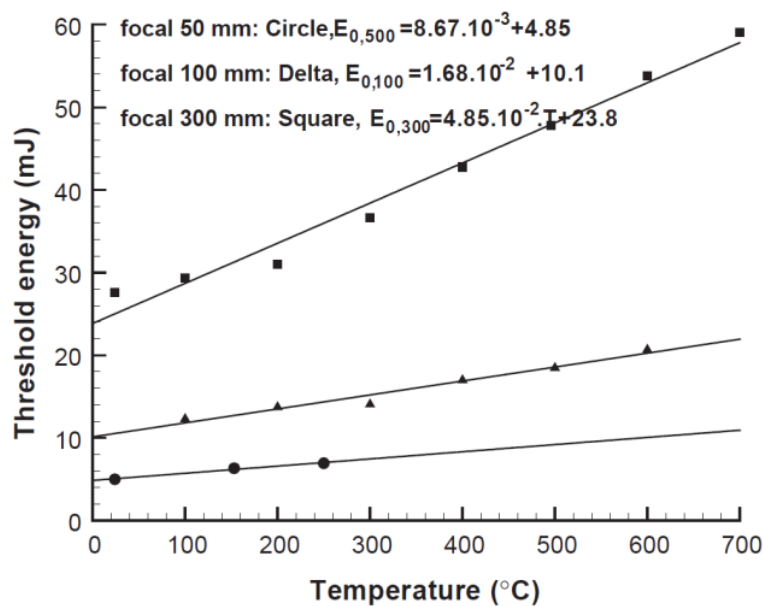


FIGURE 1.11 – Évolution en fonction de la température de l'énergie de claquage pour différentes longueurs focales [52]

### 1.3.2.4 Effet de la longueur d'onde

Plusieurs études ont noté une dépendance du seuil de claquage vis-à-vis de la longueur d'onde, avec une décroissance de ce seuil pour les longueurs d'onde décroissantes [38]. Cependant, comme vu précédemment (Eq. 1.4), la longueur d'onde influe directement sur la taille du volume focal, et pour un système optique inchangé, modifier la longueur d'onde modifie également le volume dans lequel l'énergie est concentrée. Schwarz et al. [54] ont ainsi divisé le diamètre du faisceau incident par deux pour faire en sorte que cette dépendance soit annulée, et que seule la longueur d'onde ait une incidence sur le seuil, sans que le volume focal ne soit modifié. Une augmentation du seuil a alors été notée lorsque la longueur d'onde diminue de 1064 nm à 532 nm (Fig. 1.12).

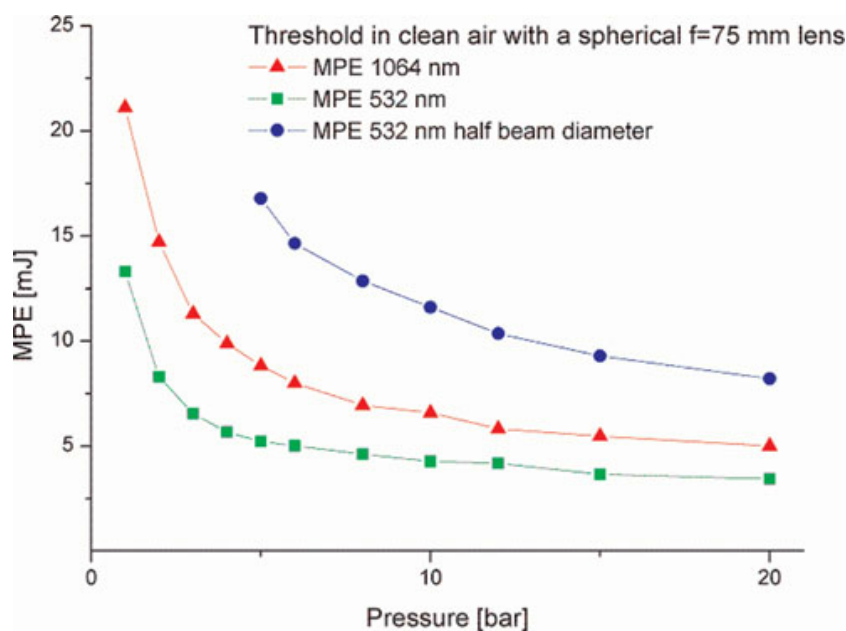


FIGURE 1.12 – Évolution en fonction de la pression de l'énergie de claquage pour différentes longueurs d'onde laser [54]

Cependant, la relation entre le seuil de claquage et la longueur d'onde est plus complexe que cela, et tient compte de la compétition entre les deux processus d'absorption photonique que sont l'ionisation multi-photonique et la cascade électronique.

Alors que la cascade électronique possède une dépendance en  $1/\lambda^2$ , directement liée au modèle d'absorption par Bremsstrahlung inverse [35, 36], et est donc favorisée pour les longueurs d'onde élevées, l'ionisation multi-photonique est liée à la longueur d'onde incidente par le nombre de photons nécessaires à l'ionisation d'une molécule. Avec une longueur d'onde décroissante, et donc des photons plus énergétiques, le nombre  $N$  de photons à absorber simultanément diminue, et la probabilité d'ionisation augmente. Ceci résulte en une baisse de l'énergie de claquage par palier, chaque transition correspondant au passage d'une ionisation à  $N$  photons à une ionisation à  $N-1$  photons, comme cela a été mis en évidence dans la thèse de Rabii [37] (Fig. 1.13).

La dépendance en longueur d'onde sera alors fonction de la prépondérance d'un phénomène d'absorption photonique par rapport à l'autre, et donc aussi bien de la pression que de la durée d'impulsion laser. De plus, comme cela a été remarqué précédemment, la longueur d'onde a également une influence

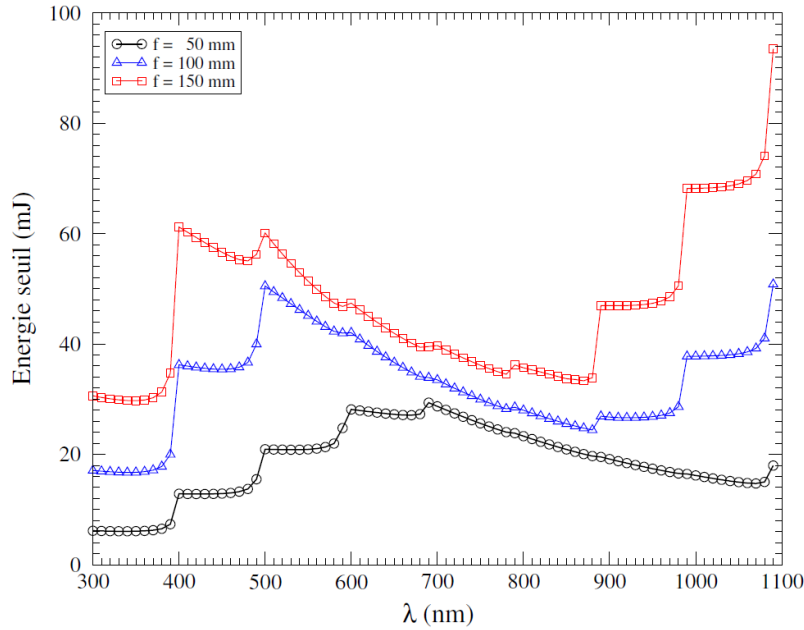


FIGURE 1.13 – Évolution l'énergie de seuil en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs longueurs focales [37]

indirecte sur le seuil de claquage via un effet sur le volume focal.

### 1.3.2.5 Effet de la durée d'impulsion laser

Comme expliqué précédemment, la durée de l'impulsion laser impacte directement l'efficacité de la cascade électronique. Pour de courtes impulsions, ce processus est moins efficace, ce qui conduit à une augmentation de la puissance seuil du claquage (Fig.1.14) [42]. Des expériences de claquage dans l'air pour des impulsions ultra-courtes comprises entre 100 fs et 1 ns réalisées par Koga et al [55] mettent également ce point en évidence, et la puissance seuil évolue respectivement de  $7,89 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  à  $1,75 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  lorsque la durée d'impulsion augmente. Cependant, l'énergie de claquage décroît pour de courtes impulsions laser et Koga et al [55] obtiennent une énergie de claquage de 3,70 mJ pour une impulsion de 1 ns et de 0,32 mJ pour une impulsion de 100 fs (Tableau 1.2).

Durée de l'impulsion	Seuil de claquage (exp.)	Seuil de claquage (sim.)	Intensité de claquage (exp.)
100 fs	0,32 mJ	0,13 mJ	$7,89 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$
1 ps	1,54 mJ	0,326 mJ	$1,71 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$
1 ns	3,70 mJ	6,52 mJ	$1,75 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

Tableau 1.2 – Valeurs de seuil de claquage (expérimentales et simulées) pour différentes durées d'impulsion laser ( $\lambda=800 \text{ nm}$ ) [55]

Ces résultats expérimentaux corroborent le modèle théorique présenté par Niemz [49], qui prévoit une évolution de la puissance seuil en  $P_{th} \propto \tau^{x-1}$  et de l'énergie de seuil en  $E_{th} \propto \tau^{1-x}$  où  $\tau$  est la durée d'impulsion laser, et  $x$  est un facteur compris entre 0 et 1. Niemz mentionne une valeur de

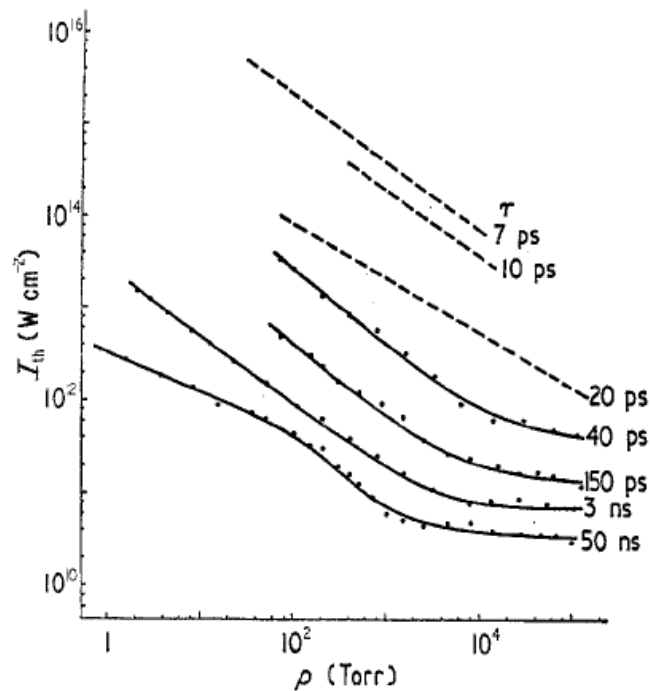


FIGURE 1.14 – Évolution en fonction de la pression du seuil de claquage dans l'argon d'un faisceau laser à  $1,06 \mu\text{m}$  pour plusieurs durées d'impulsions laser [42]

$x \sim 0,5$  pour des impulsions dont la durée va de la picoseconde à la microseconde.

### 1.3.2.6 Effet de la présence de particules/gouttes

Dans le cadre d'un claquage laser où la cascade électronique serait le phénomène prépondérant, il a été théorisé que la présence de particules permettrait une baisse du seuil de claquage [59], l'explosion de ces particules augmentant la densité d'espèces présentes, et améliorant ainsi l'absorption photonique du faisceau incident.

Par exemple, Lencioni [41] a montré que le claquage dans de l'air pour des impulsions laser de 100 ns à  $1,06 \mu\text{m}$  était favorisé par la présence de particules de carbone, avec une baisse du seuil de claquage pour des tailles de particules croissantes. Il note que la présence d'une seule particule de carbone de  $50 \mu\text{m}$  dans le faisceau laser diminue le seuil d'un facteur 50, avec une puissance seuil de  $5 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Une étude similaire effectuée par Pinnick et al. [46] a déterminé cette fois-ci l'impact de la présence de gouttes sur le seuil de claquage. De manière similaire aux particules solides, l'augmentation de la densité d'espèces favorise l'absorption par Bremsstrahlung inverse et permet de diminuer considérablement le seuil de claquage de plusieurs ordres de grandeurs. Pour une longueur d'onde de  $1064 \text{ nm}$  et une durée d'impulsion de 8-9 ns, le seuil de claquage, initialement de l'ordre de quelques  $10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  dans l'air pur, diminue en présence de gouttes (d'une taille caractéristique de  $50 \mu\text{m}$ ) pour atteindre des valeurs comprises entre  $0,42 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  et  $3 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  selon l'espèce considérée (eau, méthanol, carbone, bromoform).

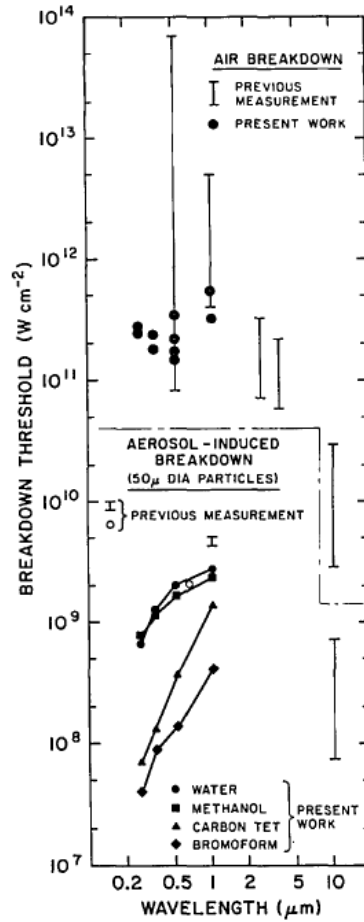


FIGURE 1.15 – Évolution du seuil de claquage dans l'air pur et en présence de gouttes pour plusieurs espèces et longueurs d'onde laser [46]

Cependant, les études présentées dans cette partie considèrent uniquement le cas où le claquage se produit directement dans une goutte. En conditions réalistes (spray de carburant), un aspect statistique important, dépendant des caractéristiques du spray, va intervenir, car le claquage peut également être initié dans l'air entourant les gouttes. De plus, la présence de gouttes peut gêner la propagation du faisceau laser, par déviation ou diffusion.

### 1.3.3 Du claquage à l'allumage

Le plasma résultant du claquage, dont le processus est décrit dans la partie précédente, est ensuite capable d'initier un allumage si certaines conditions sont respectées. Pour qu'un allumage puisse se produire, l'énergie déposée dans le milieu via l'absorption de l'énergie contenue dans le faisceau laser par le plasma doit être supérieure à un certain seuil, qui peut varier en fonction de plusieurs conditions expérimentales (combustible, richesse, température, ...).

### 1.3.3.1 Rayon critique et énergie minimum d'allumage

Dans le cadre d'un dépôt ponctuel d'énergie, l'initiation des premières réactions chimiques en produisant une hausse plus ou moins localisée de la température n'est pas une condition suffisante pour obtenir un front de flamme qui puisse se propager et s'auto-entretenir. Ronney [9] et Champion et al. [60] ont ainsi expliqué que le noyau de flamme devait réussir à atteindre une taille critique pour que les pertes énergétiques à la surface du noyau soient compensées par les réactions chimiques exothermiques des espèces consommées au sein du noyau. Dans le cadre du modèle théorique développé par Champion et al. [60], il a été mis en évidence un rayon critique  $r_c$  du noyau de flamme. Pour un noyau sphérique dont le rayon serait inférieur à cette valeur, le manque de réactifs consommés conduit à un refroidissement et un effondrement du noyau de flamme conduisant à son extinction. Pour un noyau de rayon supérieur, les réactions chimiques fournissent une énergie supérieure aux pertes thermiques à la surface du noyau, et lui permettent de se développer pour conduire à l'allumage de la flamme (Fig.1.16). Notons cependant que cette taille caractéristique ne correspond pas nécessairement au volume dans lequel l'énergie doit être déposée, mais à la taille que doit atteindre le noyau de flamme qui se sera développé à partir de ce dépôt d'énergie.

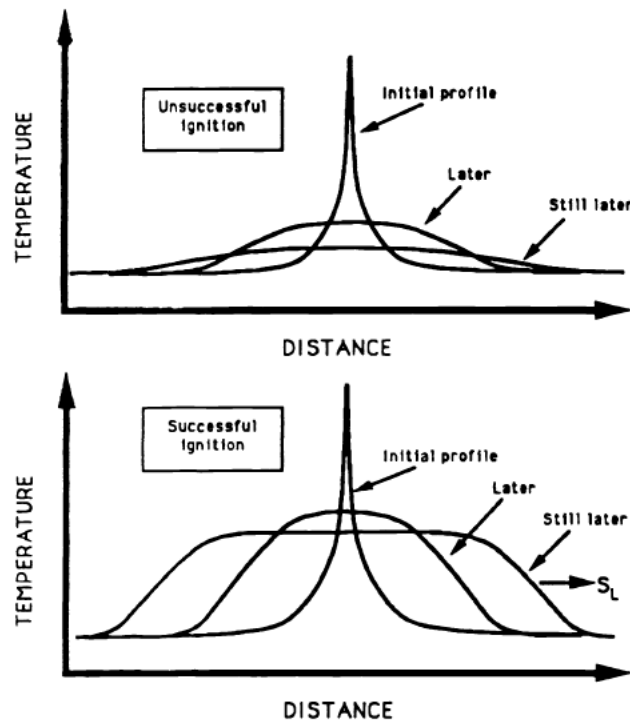


FIGURE 1.16 – Diagramme schématisé d'un allumage raté (en haut) et d'un allumage réussi (en bas) [9]

Cette notion de rayon critique est primordiale car elle permet de définir ce que l'on appelle l'énergie minimum d'allumage ou *Minimum Ignition Energy* (MIE), qui correspond à la quantité d'énergie à déposer dans un volume sphérique de rayon  $r_c$  (en m) pour l'amener d'une température initiale  $T_0$  (en K) jusqu'à la température d'allumage spontanée  $T_{ign}$  (en K). L'expression théorique de cette MIE est donc :



$$E_{MIE} = \frac{4}{3}\pi r_c \rho C_p (T_{ign} - T_0) \quad (1.5)$$

Où  $E_{MIE}$  est l'énergie minimum d'allumage (en J),  $\rho$  est la densité massique (en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et  $C_p$  est la capacité thermique à pression constante (en  $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). D'après cette relation, de nombreux paramètres influent directement sur la valeur de cette énergie minimum d'allumage. Des calculs théoriques effectués par Frendi et Sibulkin [61] ont montré l'importance des paramètres extérieurs et de l'environnement dans lequel le noyau de flamme est créé. Dans des conditions optimales, notamment en termes de taille de noyau et de temps d'allumage, et pour un mélange stœchiométrique de méthane/air à  $P = 1 \text{ atm}$  et  $T = 298 \text{ K}$ , leur calcul théorique prévoit une énergie minimum de  $5 \mu\text{J}$ . Ce calcul est environ deux ordres de grandeur plus faible que les résultats expérimentaux présentés par Lewis et von Elbe [62] qui ont mesuré une MIE de  $0,35 \text{ mJ}$ . Cette différence s'explique par la non-prise en compte de la méthode du dépôt dans le cadre théorique. En l'occurrence, l'utilisation d'une bougie à arc électrique par Lewis et von Elbe introduit des pertes thermiques, et le dépôt d'énergie n'est pas « idéal » en termes de taille de noyau, dépendant de la distance inter-électrodes, et de temps d'allumage. Le calcul effectué ensuite dans des conditions non-optimales, mais en adéquation avec les contraintes expérimentales donne un résultat de  $0,3 \text{ mJ}$ , proche de la valeur indiquée par Lewis et von Elbe.

Sur cette base, de nombreux auteurs [10–12, 35–38, 57, 63–76] ont ensuite réalisé des études pour déterminer la MIE et étudier le phénomène d'allumage laser par claquage non-résonant en fonction de plusieurs conditions expérimentales.

### 1.3.3.2 Paramètres influant sur l'énergie d'allumage

Dans la littérature, la valeur expérimentale de l'énergie minimum d'allumage est mesurée comme étant la valeur minimale de l'énergie de l'impulsion laser à déposer dans le milieu pour provoquer un allumage. D'autres études ne raisonnent pas en termes d'énergie d'allumage déposée, mais d'énergie d'allumage incidente, et seule l'énergie totale de l'impulsion laser, et non pas l'énergie déposée, est mesurée. On parle alors de MPE (Minimum Pulse Energy).

La principale différence entre ces deux définitions réside dans la notion d'efficacité du dépôt d'énergie. Si l'on considère un allumage laser où le plasma est peu absorbant avant le claquage, et fortement absorbant après le claquage, on obtient la relation simplifiée suivante :

$$E_{pulse} = E_f + E_d \quad (1.6)$$

où  $E_f$  correspond à l'énergie « perdue » avant le claquage et  $E_d$  l'énergie déposée dans le milieu après le claquage. Ainsi, pour deux impulsions laser identiques d'énergie  $E_{pulse}$ , l'énergie déposée  $E_d$  peut être différente car le dépôt d'énergie peut être plus ou moins efficace.

Le seuil de claquage intervient directement dans l'efficacité du dépôt d'énergie (Fig. 1.17). En effet, si l'énergie de l'impulsion laser est proche du seuil de claquage, la part de l'énergie « perdue »  $E_f$  est plus importante que dans la situation où le seuil de claquage est largement dépassé. On a donc un dépôt d'énergie plus efficace dans ce dernier cas.

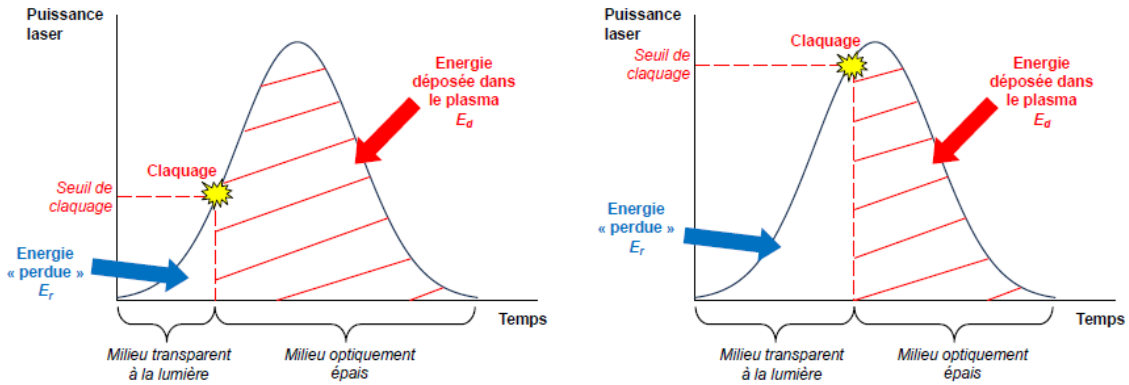


FIGURE 1.17 – Représentation schématique d'un dépôt d'énergie par allumage avec une puissance laser (a) bien supérieure au seuil de claquage et (b) proche du seuil de claquage [63]

Ainsi, tous les paramètres influant sur le seuil de claquage (volume focal, longueur d'onde, durée d'impulsion, pression, ...) auront également un effet indirect sur l'efficacité du dépôt d'énergie. De plus, l'absorption de l'énergie laser post-claquage est principalement due au phénomène de Bremsstrahlung inverse. Les paramètres favorisant ce processus (haute pression, longueur d'onde élevée) devraient donc également permettre d'améliorer l'efficacité du dépôt d'énergie.

Ceci permet de comprendre la grande diversité de résultats que l'on obtient parfois dans la littérature concernant la valeur de la MPE, les caractéristiques de l'impulsion laser et du système optique focalisant le faisceau étant souvent très différentes d'une expérience à l'autre. Il est donc plus pertinent de comparer des mesures d'énergie absorbée, et donc de MIE.

### Détermination de l'énergie d'allumage

Parmi les études concernant la mesure expérimentale de la MIE via un allumage laser, on peut citer les travaux de Phuoc et White [11] sur l'allumage d'un mélange méthane/air dans des conditions standards de température (298 K) et de pression (1 atm). L'énergie minimum d'allumage a alors été mesurée aux alentours de 3 - 4 mJ pour un mélange CH<sub>4</sub>/air stœchiométrique. Ce résultat est un ordre de grandeur plus élevé que la mesure de Lewis et von Elbe pour un allumage par bougie électrique [62].

Phuoc et White ont ensuite mené une étude optique et spectroscopique d'une étincelle laser dans l'air pour déterminer quelle proportion de l'énergie absorbée par le plasma était effectivement utilisée pour l'allumage [3]. Il en ressort que pour des énergies déposées comprises entre 15 et 50 mJ, entre 70% et 51% de l'énergie est utilisée pour former et propager l'onde de choc, les pertes par rayonnement seraient comprises entre 22% et 34% et seulement 7% à 8% de l'énergie totale sert à chauffer le milieu par des processus collisionnels (Fig. 1.18). En ne prenant en compte dans la MIE que l'énergie véritablement utilisée pour chauffer le milieu, on retrouve alors une valeur proche de celle proposée par Lewis et Von Elbe [62].

Slope $\alpha$	0.396	0.426	0.447	0.458	0.479	0.484
Spark energy (mJ), $E_{\text{sprk}}$	15.0	22.0	30.0	35.0	44.0	50.0
Shock energy (mJ), $E_{\text{shock}}$	10.6	15.0	19.2	21.8	27.1	28.6
Remaining energy (mJ), $E_{\text{ign}}$	1.05	1.48	2.64	2.97	3.21	4.29
$E_{\text{shock}}/E_{\text{sprk}}$ (%)	70.0	68.0	64.0	62.0	61.6	57.0
Bremsstrahlung loss (mJ)	2.30	3.45	4.65	4.77	5.62	5.99
Black body loss (mJ)	1.04	2.06	3.49	5.44	8.05	11.1
Convective loss ( $\mu\text{J}$ )	10.0	13.0	16.0	17.0	19.0	20.0
$E_{\text{loss}}/E_{\text{sprk}}$ (%)	93.0	93.0	91.0	92.0	92.7	91.4
$E_{\text{ign}}/E_{\text{sprk}}$ (%)	7	7	9	8	7.3	8.6

FIGURE 1.18 – Répartition de l'énergie dans le processus de création d'une étincelle laser [3]

Ces résultats ont été corroborés par Bradley et al. [35] qui ont également montré que la majorité de l'énergie déposée était utilisée pour former et propager l'onde de choc résultante. Cette onde de choc, bien qu'elle dissipe une majorité de l'énergie du plasma, joue cependant un rôle dans la dynamique des gaz et l'expansion du noyau de flamme, et peut permettre une initiation plus rapide de la combustion [35].

Dans la littérature, la MIE est mesurée comme étant la quantité d'énergie absorbée par le milieu conduisant à une probabilité d'allumage de 50% [77]. Cette définition expérimentale permet de pouvoir comparer efficacement les différents résultats présentés pour une multitude de critères divers.

### Effet de la richesse

De nombreux travaux ont étudié l'influence de la richesse sur la valeur de l'énergie minimum d'allumage. Il a été montré que ce paramètre impactait directement la valeur du rayon critique d'allumage, et donc la MIE [38]. Beduneau et al [67] ainsi que Phuoc et al. [11] ont mesuré l'énergie minimum d'allumage pour une large gamme de richesses d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  à pression atmosphérique, et mis en évidence une plage de richesse optimale (de 0,8 à 1,6) pour laquelle cette MIE est minimale (de l'ordre de 4-7 mJ) ainsi qu'une augmentation rapide de cette MIE de part et d'autre de cette valeur (Fig. 1.19).

### Effet de la température

Alors que le seuil de claquage est plus élevé pour des températures croissantes, une température initiale élevée favorise l'allumage, moins d'énergie étant nécessaire pour atteindre la température d'auto-allumage (cf. définition théorique de l'énergie d'allumage Eq. 1.5). Weinrotter et al. [70] ont ainsi mesuré pour différentes températures comprises entre 150 °C et 400 °C l'énergie minimum d'allumage pour des mélanges pauvres (richesse comprise entre 0,32 et 0,83) de méthane/air à une pression de 32 bar (Fig. 1.20).

### Effet de la vitesse d'écoulement et de la turbulence

La vitesse d'écoulement dans un mélange laminaire ainsi que les fluctuations de vitesse dans un écoulement turbulent sont deux phénomènes qui vont entraîner une augmentation de la MIE, en introduisant des pertes thermiques plus importantes à la surface du noyau de flamme lors de son développement.

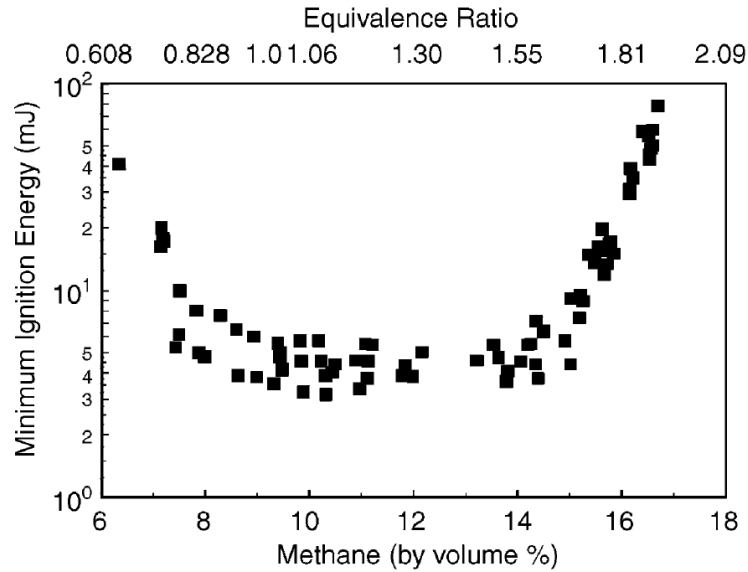


FIGURE 1.19 – Évolution de la MIE d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  à température et pression ambiantes en fonction de la richesse [11]

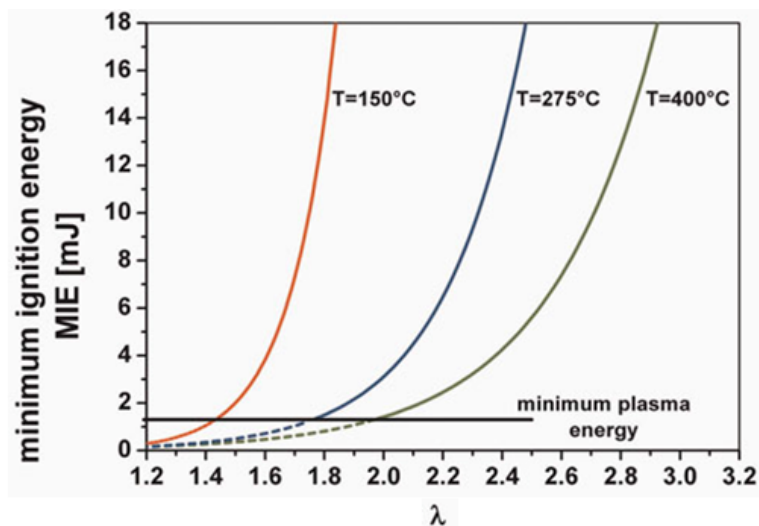


FIGURE 1.20 – Représentation de la dépendance en richesse et température de l'énergie d'allumage [70]

Beduneau et al. [67] ont ainsi mesuré l'évolution de la MIE pour des écoulements d'air de 0,67, 1,67 et 3,33  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$  avec un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  à température et pression ambiantes, et observé cette augmentation de la MIE (Fig. 1.21) Dans le cadre d'un écoulement turbulent, Cardin et al. [63], suite aux travaux de Shy et al. [78] concernant l'allumage par bougie électrique, ont mis en évidence un phénomène de transition selon le niveau de turbulence pour l'allumage laser, comme l'illustre la Figure 1.22. Ainsi, pour de faibles valeurs de turbulence  $\bar{u}'$ , la MIE est quasiment constante et n'augmente que très légèrement. A partir d'une certaine valeur, dite de transition, de  $\bar{u}'$ , la MIE augmente fortement. Il a également été montré que cette transition était observée pour des valeurs différentes de  $\bar{u}'$  selon la richesse.

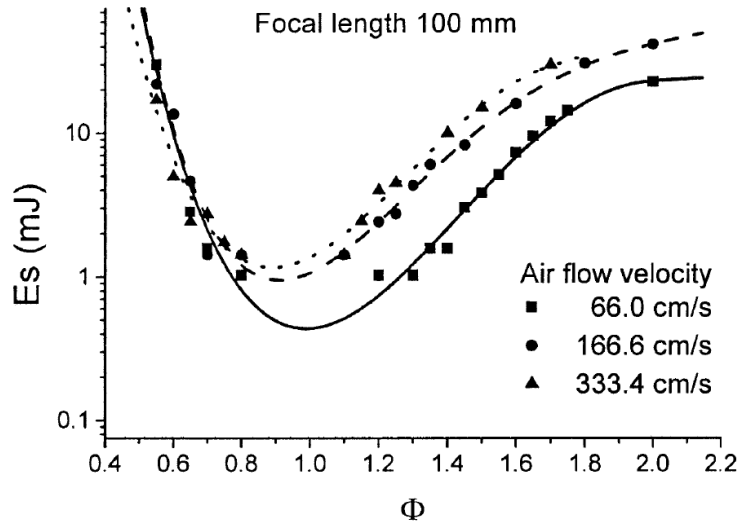


FIGURE 1.21 – Évolution de la MIE d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  à température et pression ambiantes en fonction de la richesse pour différentes vitesses d'écoulement [67]

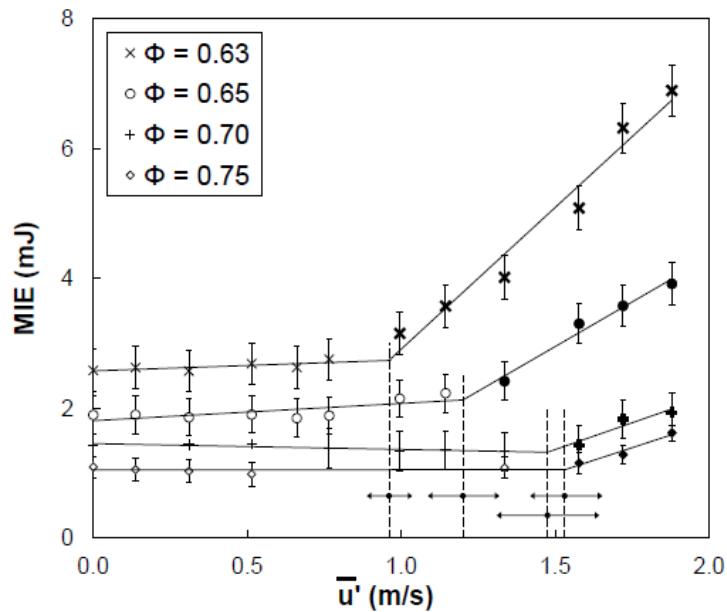


FIGURE 1.22 – Évolution de la MIE en fonction de la fluctuation de vitesse  $\bar{u}'$  et pour différentes valeurs de richesse [63]

### 1.3.4 Cas de l'allumage diphasique

Dans la littérature, une très grande majorité des travaux concernant l'allumage laser ne s'intéresse qu'aux mélanges combustible/air en phase gazeuse. Cependant, comme c'est le cas pour les moteurs aéronautiques, le combustible est souvent stocké et injecté dans la chambre de combustion sous forme liquide pour pallier les problèmes d'encombrement. L'étude de l'allumage d'un mélange composé d'une phase gazeuse (air) et d'une phase liquide (combustible) est alors nécessaire car il possède des caractéristiques propres qui vont induire des contraintes supplémentaires.

Tout d'abord, bien que le seuil de claquage pour créer un plasma dans une goutte unique soit inférieur de plusieurs ordres de grandeurs comparé à celui dans un milieu gazeux, la présence d'un aérosol de gouttes et donc d'un écoulement ne garantit pas que le faisceau laser soit focalisé dans la phase liquide, et que le seuil de claquage soit donc plus faible. Dans les quelques études [37, 75, 76] qui traitent de l'allumage laser d'un mélange diphasique, les intensités utilisées pour obtenir un plasma restent comparables à celles que l'on peut trouver dans les expériences sur l'allumage laser de mélanges gazeux. On notera que la diffusion du faisceau par le spray de carburant peut atténuer l'énergie de l'impulsion, et donc introduire des pertes supplémentaires qu'il faudra compenser.

Il est également nécessaire de prendre en compte le phénomène d'évaporation des gouttes. Ce phénomène, très gourmand en énergie, est nécessaire afin que la phase liquide passe à l'état gazeux, se mélange à l'air et réagissent avec lui, initiant la combustion. Dans le cas d'un allumage, que ce soit laser ou par arc électrique, une partie importante de l'énergie sera donc utilisée pour vaporiser les gouttes de carburant. L'allumage laser d'un mélange diphasique requiert donc des impulsions encore plus énergétiques.

Enfin, l'injection du carburant liquide produira inévitablement des écoulements et des turbulences qui introduiront des pertes thermiques supplémentaires qu'il faudra compenser en déposant une plus grande quantité d'énergie.

Dans cette optique, les travaux effectués par El-Rabii et al. [37, 79] avaient pour objectif d'étudier l'allumage de brouillards de n-heptane et de JP4 à l'aide d'impulsions laser à 1064 nm (durée : 6 ns, énergie  $\sim 40$  mJ). Le réglage des débits d'air et de carburant déterminait la richesse globale, ainsi que les caractéristiques du brouillard, telles que le diamètre des gouttes, leur distribution en taille ainsi que la vitesse de l'écoulement (Fig. 1.23). Pour les deux mélanges, les énergies laser incidentes permettant un allumage restaient comprises entre 16 et 29 mJ, alors que les énergies minimums d'allumage calculées étaient de l'ordre du mJ (Fig. 1.23).

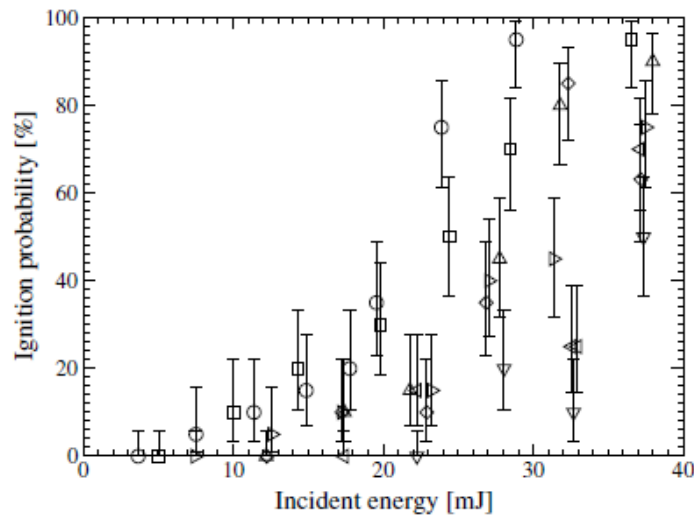
Cette différence peut s'expliquer par différents facteurs :

- Dans un premier temps, l'atténuation de l'intensité du faisceau par le nuage de gouttes a été calculée : 2 à 11% de l'énergie peut être perdue par ce phénomène dans les conditions de l'expérience (distance parcourue par le faisceau dans le brouillard : 5 mm).
- De plus, la majorité de l'énergie n'est pas utilisée pour chauffer le milieu, comme l'ont montré Phuoc et White [3] (cf. paragraphe antérieur) qui ont calculé qu'environ 8% de l'énergie déposée est véritablement utilisée pour l'allumage, la majorité étant consommée par l'onde de choc et les pertes radiatives

L'énergie dissipée par l'onde de choc n'est cependant pas entièrement perdue, et contribue dans un premier temps à une expansion plus rapide du noyau de flamme, comme l'ont expliqué Bradley et al. [35]. Dans le cadre de l'allumage diphasique, Gebel et al. [80] ont également mis en évidence une interaction entre l'onde de choc et les gouttes de combustible comprises dans un rayon de quelques millimètres (Fig. 1.24) autour du plasma à partir duquel l'onde de choc est créée. Les gouttes sont fragmentées par la puissance de l'onde de choc et des gouttes secondaires forment alors un brouillard ultra-fin s'évaporant bien plus facilement, ce qui permet au plasma d'être rapidement entouré d'un

Composition of the different mixtures of JP4/air

	Flowrate of air (kg h <sup>-1</sup> )	Flowrate of JP4 (kg h <sup>-1</sup> )	Calculated MIE (mJ)	Attenuation (%)
Mixture 1	1.03	$4.5 \times 10^{-2}$	0.9	3
Mixture 2	1.03	$9.0 \times 10^{-2}$	0.3	6
Mixture 3	1.03	$1.4 \times 10^{-1}$	0.2	9
Mixture 4	1.03	$1.8 \times 10^{-1}$	0.1	11
Mixture 5	3.10	$9.0 \times 10^{-2}$	1.7	2
Mixture 6	3.10	$1.4 \times 10^{-1}$	0.9	3
Mixture 7	3.10	$1.8 \times 10^{-1}$	0.6	4



Ignition probability versus incident energy for JP4/air mixtures. Mixture 1 (○), mixture 2 (□), mixture 3 (◇), mixture 4 (△), mixture 5 (▽), mixture 6 (◁), and mixture 7 (▷).

FIGURE 1.23 – Mesures de probabilité d'allumage de plusieurs mélanges de JP4/air [37, 79]

mélange gazeux. Cependant, il est difficile de quantifier correctement l'impact de l'onde de choc sur l'évolution du noyau de flamme suite à cette « fragmentation » des gouttes de carburant.

En plus d'une augmentation de l'énergie d'allumage, l'étude d'El-Rabii a également mis en évidence le caractère stochastique de l'allumage. Comme on peut le voir sur la courbe de la Figure 1.23, qui présente la probabilité d'allumage en fonction de l'énergie incidente, on remarque un domaine d'énergie très étendu entre la réussite des premiers allumages (aux alentours de la dizaine de mJ) correspondant à une probabilité de quelques %, et un allumage plus régulier pour des énergies à partir de 30 mJ, pour lesquelles on obtient des probabilités de l'ordre de 90%. El-Rabii attribue le côté aléatoire de l'allumage au caractère multimode du faisceau laser. On peut également supposer que la présence d'un aérosol et donc d'un milieu hétérogène et instationnaire puisse également influencer sur la probabilité d'allumage.

Lawes et al. [75] ont étudié l'allumage d'un brouillard d'iso-octane pour une pression de 100 kPa et une température de 270 K, à l'aide d'un laser à 1064 nm (impulsion de 15 ns). Les deux énergies laser incidentes étudiées (240 et 32 mJ) correspondent à l'énergie laser incidente minimale pour allumer le

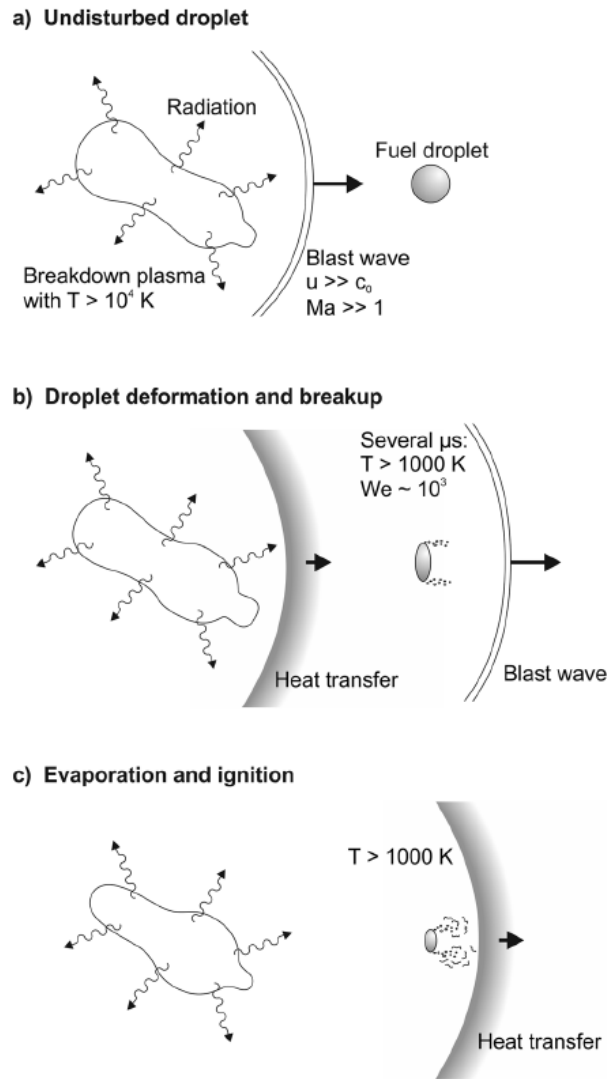


FIGURE 1.24 – Schéma décrivant l'interaction entre onde de choc et goutte [66]

mélange possédant différentes richesses globales comprises entre 0,75 et 1,4.

$\phi_{ov}$	$E$ , mJ	$D_{10}$ , $\mu\text{m}$	$E_{focus}$ , mJ	$\eta_{focus}$	$G_{focus}$ , $\text{GW cm}^{-2}$	$*t$ , S
0.75	240	17.4	110	625	693	$1.4 \times 10^{-2}$
1.0	240	17	110	528	604	$3.0 \times 10^{-3}$
1.4	240	24.2	110	475	546	$1.3 \times 10^{-3}$
1.0	32	17	13	0.8	71	$6.2 \times 10^{-3}$
1.4	32	24.2	13	0.7	65	$6.2 \times 10^{-3}$
**1.0	240					$1.7 \times 10^{-3}$

\*Time taken,  $t$ , to reach an area of  $1500 \text{ mm}^2$ .

\*\*Gas phase propane air ignition.

FIGURE 1.25 – Calcul des énergies déposées, ainsi que de la densité de gouttes et de l'irradiance au point focal en fonction des paramètres de l'expérience [75]

Des calculs et mesures de dépôt d'énergie, de densité de gouttes et d'irradiance ont été effectués pour différentes configurations (Fig. 1.25). Pour les impulsions laser de 240 mJ, l'allumage peut être



initié sur une large zone suivant l'axe du laser dans laquelle le claquage est possible, car l'irradiance est supérieure au seuil de claquage dans une goutte (de l'ordre du  $\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ). Lawes définit cette zone comme le volume d'allumage. Il a ainsi calculé le nombre de gouttes présentes dans cette zone, et donc susceptibles d'initier le claquage laser. Pour les impulsions de 32 mJ, la zone d'allumage est restreinte à un unique point proche du point focal, et le calcul du nombre de gouttes présentes donne un résultat légèrement inférieur à 1. L'auteur a alors conclu que, dans cette dernière configuration, l'énergie minimum d'allumage est limitée par la probabilité qu'une goutte de combustible se trouve dans la zone d'allumage, et ainsi mis en évidence l'importance de la distribution spatiale de l'irradiance dans le cas de l'allumage d'un aérosol. Il a cependant été noté que le seuil de claquage minimum (en  $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) calculé est environ 25 fois plus élevé pour l'allumage à faible énergie (32 mJ) que pour celui à haute énergie (240 mJ) (Fig. 1.26), sans que l'auteur n'ait réussi à déterminer si la différence était due au phénomène de claquage ou à une erreur de calcul ou de modélisation.

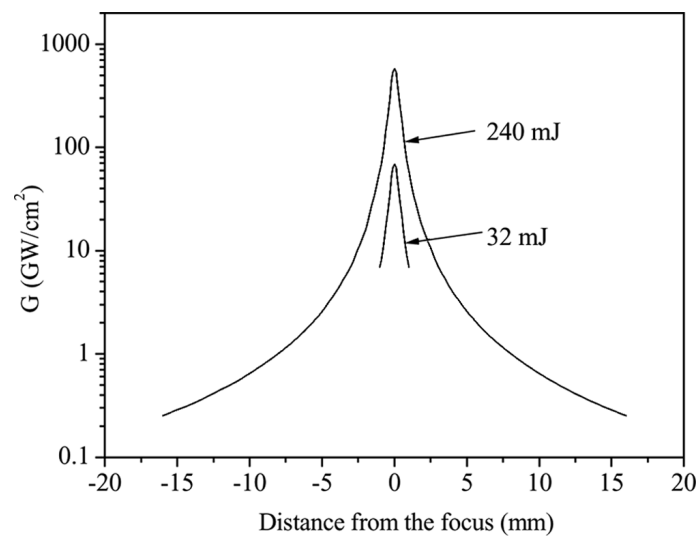


FIGURE 1.26 – Calcul de la distribution spatiale de l'irradiance laser autour du point focal ( $\phi=1$ ). Le calcul est restreint à la zone d'allumage mesurée expérimentalement [75]

L'étude met également en évidence le phénomène d'atténuation de l'intensité du faisceau lorsque ce dernier traverse l'aérosol. En effet, en configuration riche ( $\phi = 1,4$ ), alors que la densité de gouttes est de plus en plus importante, l'irradiance au niveau du point focal diminue du fait de l'atténuation de l'intensité du faisceau par les gouttes de carburant avant d'atteindre le volume d'allumage. Ainsi, le volume d'allumage décroît avec la richesse et le nombre de gouttes présentes dans ce volume diminue.

### Synthèse sur l'allumage par claquage non-résonant

L'allumage laser par claquage non-résonant est, parmi les quatre solutions d'allumage laser proposées, la solution la plus prometteuse. Tout d'abord, le libre choix de la longueur d'onde permet de s'affranchir de nombreuses contraintes technologiques, en se dirigeant vers des architectures laser compactes et permettant de délivrer l'énergie nécessaire à l'initiation de la combustion dans des environnements semblables à ceux d'un moteur aéronautique. C'est notamment le seul procédé capable de chauffer efficacement le milieu. Il s'agit là d'un paramètre essentiel dans le cadre de l'allumage d'un mélange diphasique pour lequel il est nécessaire, au préalable, d'évaporer partiellement les gouttes de carburant.

Cependant, ce procédé nécessite une puissance instantanée élevée pour pouvoir créer le plasma nécessaire au dépôt d'énergie. Malgré tout, parmi les différents types d'allumage laser proposés, l'utilisation du claquage non-résonant est la direction la plus susceptible de répondre aux besoins exprimés par l'industrie automobile ou aérospatiale.

## 1.4 État de l'art des différentes architectures d'allumeurs laser

### 1.4.1 L'allumage laser dans l'industrie automobile (moteurs à essence)

Les principales problématiques qui se posent aujourd'hui dans la conception des moteurs automobiles concernent aussi bien la performance et l'efficacité des moteurs en termes énergétiques (consommation de carburant) que environnementaux (rejet d'espèces nocives, dont les oxydes d'azote  $\text{NO}_X$ ). Dans son article présentant le statut actuel de l'allumage laser dans le cadre de moteurs à combustion interne, Morsy [81] explique que les prochaines phases de développement vont vers des moteurs fonctionnant dans des régimes appauvris et à plus forte pression pour améliorer leur rendement. Ces axes de recherches nécessiteront alors des énergies d'allumage plus élevées. Dans le cadre de l'utilisation d'une bougie électrique conventionnelle, une telle démarche demanderait un système fournissant de plus fortes tensions pour pouvoir fonctionner. Cependant, l'augmentation de l'énergie aurait un effet néfaste sur la durée de vie des bougies, suite à une accélération du processus d'érosion (Fig. 1.27).

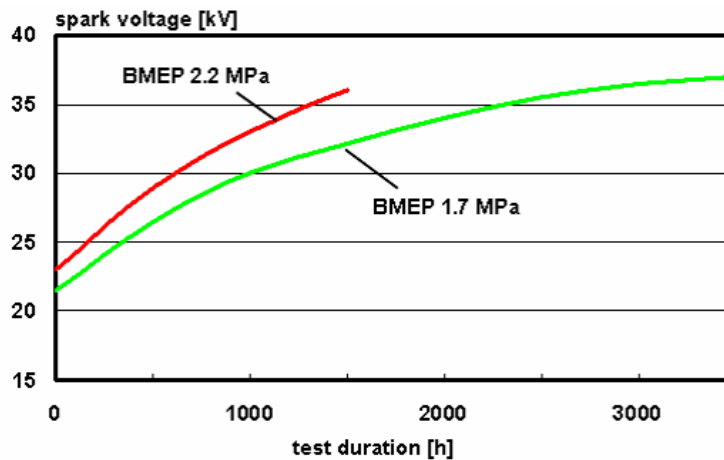


FIGURE 1.27 – Durée de vie effective d'une bougie électrique en fonction de la pression [82]

Au cœur de cette stratégie de développement, l'allumage laser propose alors plusieurs avantages [9, 38, 81–83], notamment l'absence d'électrodes intrusives susceptibles de perturber la combustion, et qui sont sources de pertes thermiques importantes, mais également la possibilité d'allumer des mélanges plus pauvres.

Ainsi, les réglementations de plus en plus drastiques imposées aux constructeurs ont poussé ces derniers à investir dans la recherche de nouvelles technologies d'allumage, dont l'allumage laser. Le développement de cette technologie est donc bien plus avancé dans le domaine automobile. Cependant, les systèmes d'allumeur laser actuellement en développement pour l'automobile ne répondent pas exactement aux contraintes que l'on pourrait retrouver dans l'aéronautique ou le spatial (allumage diphasique, à froid et à basse pression, nécessitant des énergies plus élevées).

Malgré ces différences, les recherches en cours fourniront une base sur laquelle il sera nécessaire de s'appuyer pour le développement de prototypes fonctionnels dans le domaine aérospatial.

### 1.4.2 L'allumage laser dans l'aéronautique

Dans le cadre de la propulsion aéronautique, les contraintes diffèrent puisque, contrairement au moteur automobile à combustion interne, la combustion n'est pas cyclique et l'allumage ne déterminera pas directement le mode de combustion utilisé par la suite. En revanche, il conditionne fortement le volume et la physionomie du foyer de combustion. Le développement de nouvelles technologies d'allumage est donc nécessaire pour les motoristes, notamment lorsque l'on cherche à initier la combustion dans des conditions « hostiles », comme en altitude où les conditions de pression et de température sont défavorables.

L'allumage laser appliqué à une chambre aéronautique n'est donc pas avantageux pour les mêmes raisons que dans le domaine automobile. Ainsi, Ronney [9] avance que l'avantage majeur de ce procédé repose dans le contrôle plus précis aussi bien temporel que spatial de l'allumage. Il serait alors envisageable de réduire les pertes thermiques occasionnées par la proximité des parois en positionnant le point d'allumage plus au centre de la chambre de combustion, ou encore d'initier l'allumage à une position optimale en terme d'énergie ou rapidité de la propagation de flamme. Ce dernier point est essentiel, car dans le cas d'une combustion diphasique telle qu'elle se déroule dans un moteur aéronautique, l'hétérogénéité de l'écoulement et des conditions locales de température, de pression et de richesse entraîne la présence de zones plus ou moins favorables à l'allumage, comme l'ont montré Marchione et al. [84] qui avaient mesuré les probabilités d'allumage au sein d'une chambre de combustion à différentes positions (Fig. 1.28) avec un allumeur à arc électrique.

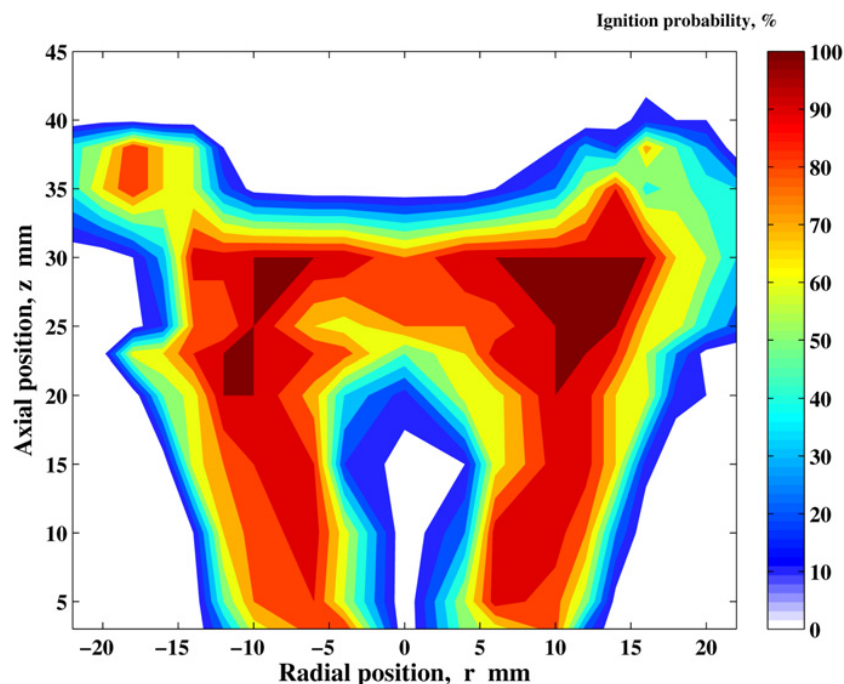


FIGURE 1.28 – Carte des probabilités d'allumage d'un système d'injection à swirl [84]

On remarque facilement que les zones favorables ne sont pas proches des parois, mais le plus souvent dans une position plus centrale, et sont donc inaccessibles à une bougie électrique. Ce point a également

été soulevé dans les études menées par Moesl et al. [76] et Letty et al. [85] sur l'allumage laser d'un injecteur swirlé.

L'allumage laser pourrait donc se révéler plus efficace et plus fiable, et permettre aux futurs moteurs de démarrer dans des conditions défavorables en étendant le domaine d'allumage vers les basses pressions et basses températures, ainsi que pour des régimes de rotation moteur plus élevés.

### 1.4.3 Les configurations actuelles d'allumeur laser

Bien que de nombreuses expériences aient montré les avantages potentiels de l'allumage laser par rapport à l'allumage par bougie électrique, le transfert de cette technologie sur un prototype fonctionnel pour un usage industriel est loin d'être effectif. Les futurs systèmes laser devront être capables de délivrer des impulsions très énergétiques, et répondre à de nombreuses contraintes en termes de température, de vibrations, de coût et d'encombrement. Plusieurs architectures d'allumeurs laser ont été étudiées pour répondre à ces problématiques.

#### 1.4.3.1 Système complet miniaturisé

Cette approche a donné lieu à la création d'un prototype par Kroupa et al. [86]. Cette équipe a mis au point un laser Nd :YAG à Q-switch passif pompé par diode capable de délivrer des impulsions de 25 mJ et d'une durée de 3 ns avec un taux de répétition allant jusqu'à 150 Hz, ce qui permettrait de suivre la cadence d'un moteur (typiquement entre 1000 et 6000 tours par minute, ce qui équivaut à une fréquence comprise entre 16 et 100 Hz). Le laser a été monté directement sur un moteur à combustion interne (automobile) et est assez robuste pour résister aux variations thermiques et chocs mécaniques que l'on peut retrouver dans un tel environnement. Cependant, il a été noté que le réajustement nécessaire d'un élément optique pour rester au point optimal de fonctionnement du laser pouvait entraîner un désalignement, sans que la fréquence à laquelle ce réajustement doit être fait ne soit précisée. Sur de longues durées, ce désalignement pourrait empêcher le laser de fonctionner.



FIGURE 1.29 – Dimensions du laser HiPoLas ( $L = 145$  mm -  $D = 60$  mm) en comparaison avec une bougie électrique classique

Dans la suite de ces travaux, le laser HiPoLas (Fig. 1.29) a été développé par la société CTR. Il peut

délivrer des impulsions de 2,5 ns pour une énergie allant jusqu'à 30 mJ. Barbosa et al. [87] ont comparé ce produit avec une bougie électrique conventionnelle pour un dispositif semblable à une chambre de combustion d'une turbine à gaz. Pour un mélange  $C_3H_8$  /air d'une richesse de 0,65, l'allumeur laser parvient à allumer plus rapidement la chambre (36 ms pour une énergie de 30 mJ) comparé à la bougie électrique (40 ms pour une énergie de 1,48 J). Des allumages réussis sont possibles pour des énergies plus faibles (9 mJ pour le laser, 170 mJ pour la bougie électrique) mais l'allumage est plus lent, et des ratés d'allumages sont susceptibles de se produire plus fréquemment. Ce prototype a par ailleurs été choisi pour la poursuite des recherches sur l'allumage de lanceurs spatiaux, avec un partenariat entre CTR et ASL (Airbus Safran Launchers), en vue d'une industrialisation [88].

Ce même laser a été utilisé pour des essais d'allumages sur un propulseur cryogénique par Manfretti et al. [23] pour un mélange liquide LOX/GH<sub>2</sub> à basse pression en condition d'altitude. La probabilité d'allumage est alors de seulement 33%, et des tests supplémentaires avec un laser YAG Quantel délivrant des impulsions plus énergétiques ont montré qu'une énergie minimum de 66 mJ était nécessaire pour que la probabilité d'allumage atteigne 100%. En comparaison, les énergies minimum de l'allumage par ablation (cf. chapitre sur l'allumage thermique [23]) ont été mesurées à 14,5 mJ pour le mélange H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> et 61,7 mJ pour le mélange CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> grâce au même laser YAG Quantel.

Kroupa et al. [89] ont ensuite développé et testé deux prototypes de laser miniaturisé (Fig. 1.30) délivrant des impulsions de durées respectives 1,8 ns et 2 ns et d'énergies respectives 45 mJ et 35 mJ utilisant deux systèmes de refroidissement différents, un refroidissement liquide (eau) et un refroidissement Peltier. Le premier système a été bridé à 45 mJ (pour un maximum de 55 mJ) afin de ne pas endommager le revêtement du cristal laser. Le système était alimenté avec une tension standard de 28 V, et pouvait fonctionner dans des conditions extrêmes d'accélération (100 G). Des tests effectués sur un mélange air/kérosène n'ont cependant pas été concluants, et nécessiteraient des énergies plus importantes.



(a)

(b)

FIGURE 1.30 – Prototypes d'allumeurs laser [89] :

(1)  $E=45$  mJ /  $\tau = 1,8$  ns(2)  $E=35$  mJ /  $\tau = 2$  ns

### 1.4.3.2 Transmission des impulsions laser par fibre optique

Pour ne pas se heurter au problème de désalignement des optiques généré par des contraintes externes (vibrations, . . .), l'utilisation de fibres optiques est une solution envisageable pour transporter le faisceau laser jusqu'à la chambre de combustion [90]. Dans le cadre de l'allumage de plusieurs cylindres pour un moteur automobile, un unique laser produisant les impulsions serait alors suffisant, ces dernières étant ensuite transportées par plusieurs fibres (Fig. 1.31). Cependant, ce procédé se heurte à divers problèmes, notamment les seuils d'endommagement des fibres optiques ainsi que la dégradation de la qualité du faisceau par la fibre, rendant difficile la focalisation du laser en sortie de fibre pour l'initiation d'un claquage optique.

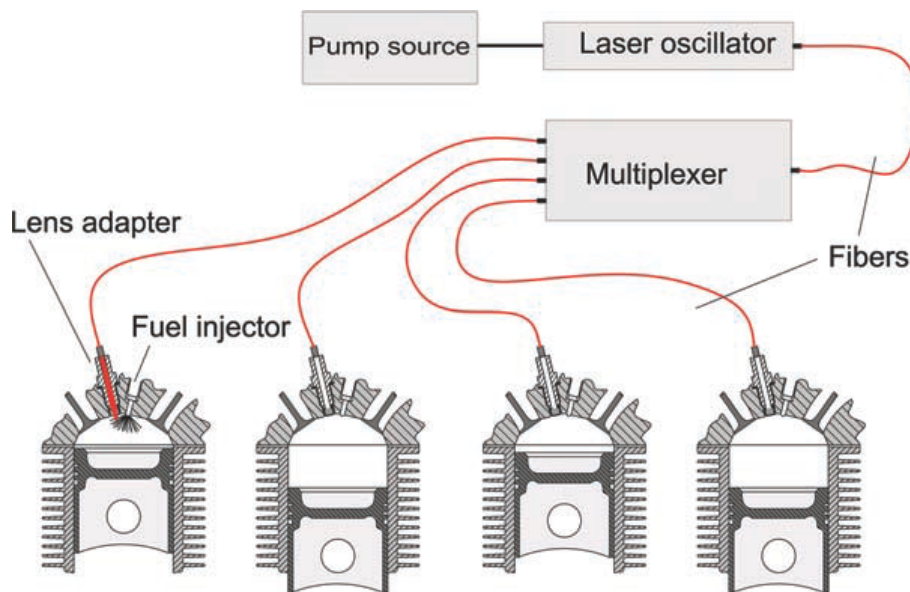


FIGURE 1.31 – Schéma d'un système délivrant des impulsions laser via des fibres optiques [83]

La première étude réussie sur l'utilisation de fibres optiques pour transporter une impulsion capable de produire un claquage optique dans un gaz a été effectuée par Yalin et al. dès 2005 [91]. Les auteurs sont parvenus à obtenir en sortie de fibres creuses (longueur : 1 mètre) des intensités laser légèrement inférieures à  $2 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Une fois focalisé, le faisceau atteint des densités d'énergie capable de produire un claquage optique dans l'air ambiant avec une probabilité de 98%. Une fibre semblable de longueur égale à 2 m a été utilisée pour transporter des impulsions de 8 ns et d'énergie 35 mJ et conduit à une même probabilité de claquage optique dans l'air [92]. Il a été noté qu'une légère courbure de la fibre n'affecte que très peu les performances en sortie. Dans le cadre d'un allumage appliqué à l'automobile, la pression chambre plus importante faciliterait le claquage, et les auteurs affirment que ce système pourrait être capable d'assurer une probabilité d'allumage de 100%.

Mullett et al. [93] ont examiné trois types de fibres différentes (saut d'indice en silice multi-mode, saphir, cristal photonique) pour des tailles de cœur allant de  $35 \mu\text{m}$  à  $600 \mu\text{m}$ , et avec une impulsion laser de 15 ns possédant une énergie jusqu'à 20 mJ. La fibre à saut d'indice en silice multi-mode donne les meilleurs résultats en termes de qualité de faisceau, transmission, seuils de dommage et résistance aux vibrations, et a ensuite été testée sur moteur, mais le taux de ratés d'allumage reste élevé. Seulement 35 % des essais conduisent à une combustion pour la fibre de  $600 \mu\text{m}$  et le taux

descend à 8% pour la fibre de 400  $\mu\text{m}$ .

L'utilisation de fibres Kagome pour l'allumage laser a été étudiée pour la première fois en 2012 par Beaudou et al. [94]. Leur avantage principal est qu'elles disposent d'un seuil de dommage plus élevé que les fibres classiques, leur permettant de guider des impulsions laser à l'énergie plus importante. Des fibres de longueur inférieure ou égale à 1 mètre ont été testées, et délivrent en sortie des impulsions de 4 mJ et de durée 9 ns. Après focalisation, l'irradiance approche du  $\text{TW} \cdot \text{cm}^{-2}$ , et permet l'initiation d'un claquage optique, ainsi que l'allumage d'un jet de butane dans l'air.

Cependant, comme l'a expliqué Yalin dans son rapport sur l'état actuel de cette technologie de transmission des impulsions par fibre [90], le coût et la durabilité de telles fibres restent des problèmes importants en vue d'une utilisation pratique.

### 1.4.3.3 Pompage par fibre d'une tête laser miniaturisé

L'axe de recherches le plus prometteur à l'heure actuelle est le développement de têtes laser compactes dont l'énergie de pompe serait transportée par fibre optique. Ce procédé permet de réduire l'encombrement d'une tête laser en séparant le système de pompe de l'oscillateur.

En 2007, Kofler et al. [95] ont développé une telle architecture et proposé un système laser Nd :YAG couplé à un absorbant saturable en  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG pour le Q-switch passif. L'énergie de pompe est amenée par fibre optique. Ce prototype expérimental parvient à délivrer des impulsions de 1,5 ns atteignant une énergie de 6 mJ, suffisante pour obtenir un claquage optique dans l'air. Cependant, aucun test d'allumage n'a été effectué, et des recherches supplémentaires concernant la taille du système ainsi que sa résistance aux vibrations et chocs thermiques ont été jugées nécessaires.

En 2010, McIntyre et al. [96] ont développé un prototype laser fonctionnant sur le même principe et délivrant des impulsions de 8 mJ et de durée 2,5 ns. Cependant, la faible qualité de faisceau ( $M^2=5,5$ ) limite l'intensité au point focal à  $225 \text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Cette valeur permet néanmoins de créer un plasma dans l'air. Des tests d'allumage ont été effectués avec succès sur un cylindre automobile pour du gaz naturel, et un mélange de gaz naturel (80%) et d'hydrogène (20%), avec des richesses comprises en 0,7 et 0,9. L'étude s'est ensuite portée sur l'émission de polluants, mais aucune comparaison expérimentale n'a été faite avec un allumage classique.

Ce système a également été repris et optimisé par Tsunekane et al. [97] tant au niveau des performances que de la taille du système (Fig. 1.32). Des impulsions de 600 ps et 2,7 mJ ont pu être générées, et la bonne qualité de faisceau ( $M^2=1,2$ ) permet d'obtenir une intensité de  $5 \text{TW} \cdot \text{cm}^{-2}$  au point focal. En modifiant la durée de pompe, le système est également capable de délivrer un train de 5 impulsions séparées par un intervalle temporel de 100  $\mu\text{s}$  les unes des autres pour un total de 13 mJ. Des tests d'allumage sur un mélange  $\text{C}_3\text{H}_8$ /air dans une chambre à volume constant et à température et pression ambiante ont ensuite été effectués. Le système laser a alors été comparé avec une bougie électrique classique. Pour un mélange stœchiométrique, 100 % des allumages étaient réussis pour les deux systèmes, le laser ne délivrant qu'une seule impulsion. Pour des mélanges plus pauvres, on observe une dégradation plus rapide de l'allumage laser que de l'allumage par bougie classique. Cependant, l'utilisation de plusieurs impulsions successives permet d'allumer des mélanges pauvres, impossibles à allumer avec la bougie électrique utilisée (Fig. 1.33). La piste d'un allumage laser à impulsions multiples

est détaillée dans un paragraphe ultérieur de ce manuscrit.

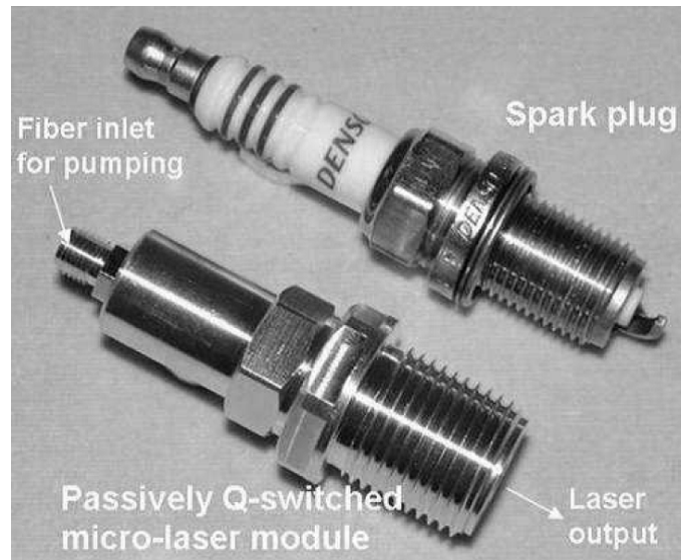


FIGURE 1.32 – Comparaison entre une bougie électrique et le prototype d'une bougie optique [97]

C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> +Air		Ignition probability (%)					Spark Plug
		Laser					
ER	A/F	1 pulse (3.0mJ)	2 pulses (5.6mJ)	3 pulses (8.1mJ)	4 pulses (10.6mJ)	5 pulses (13.0mJ)	
1.00	15.2	100	100	100	100	100	100
0.97	15.7	0	50	100	100	100	33
0.93	16.3	-	0	100	60	100	0
0.88	17.2	-	-	22	0	100	-
0.84	18.1	-	-	-	0	0	-

FIGURE 1.33 – Performances comparatives entre le prototype d'allumeur laser et une bougie électrique sur un mélange propane/air [97]

L'architecture a ensuite été modifiée pour que le laser puisse délivrer trois faisceaux séparés spatialement (environ 10 mm), chacun d'entre eux étant capables d'initier un claquage dans l'air [98, 99] (Fig. 1.34). Chacune des impulsions a une durée de l'ordre de la nanoseconde, et possède une énergie de 2,6 mJ pour une puissance de 2,8 MW. Ce prototype peut atteindre une fréquence de 100 Hz. Ce procédé d'allumage multi-points est censé permettre d'allumer plus rapidement le mélange présent dans la chambre de combustion (cf. paragraphe sur l'allumage multi-points). Des essais récents [100] ont montré qu'il était possible d'allumer un moteur en conditions réelles (sur véhicule) grâce à un tel prototype délivrant un train de 4 impulsions (4 x 2,4 mJ), avec des performances supérieures à celles d'une bougie classique (35 mJ) pour l'allumage de mélanges pauvres. Cependant, il n'est pas fait mention d'études concernant la durabilité d'un tel prototype.





FIGURE 1.34 – Prototype d'allumeur laser multi-points [98]

#### 1.4.3.4 Système comportant une fibre dopée pour l'amplification laser

Un laser fibré a été testé pour la première fois par Yalin [90] en vue d'une application pour l'allumage laser. Ce type de laser présente des avantages en termes de coût, de qualité de faisceau, de robustesse et de compacité. Un laser fibré impulsionnel (durée de 0,7 ns et énergie de 2,4 mJ) a alors réussi à provoquer un claquage optique dans l'air ambiant. Cependant, cette quantité d'énergie est encore trop faible pour l'allumage d'un moteur automobile.

Un prototype de laser hybride partiellement fibré a également été développé puis testé sur le banc de combustion MERCATO (alimenté en kérosène liquide) à l'ONERA dans le cadre de la thèse de Guillaume Tison effectuée au LOMA [101] (Fig. 1.35). L'architecture consiste en trois parties : un premier micro-laser fournit des impulsions nanosecondes de faible énergie, une partie fibrée pré-amplifie et s'assure du transport de l'impulsion laser jusqu'à une dernière partie amplificatrice. Les impulsions de 1,3 ns sont parvenues à fournir une énergie allant jusqu'à 10 mJ environ. Même si la probabilité de claquage est de 100%, l'énergie déposée reste inférieure à l'énergie d'allumage mesurée par un premier laser Minilite de la société Continuum (énergie : 50 mJ, durée d'impulsion : 5 ns) dans la configuration testée qui est celle d'une chambre de combustion pour turbine d'hélicoptère, et seulement 25% des essais avec un débit d'air de 20 g/s pour une température de 293 K et à pression ambiante ont conduit à un allumage réussi. Des essais en configurations multi-impulsions se sont ensuite révélés plus concluants (cf. paragraphe train d'impulsions).

#### 1.4.4 Stratégies et perspectives d'amélioration

Le développement actuel d'architectures lasers, que ce soit dans la miniaturisation ou dans l'utilisation de fibre optiques, est souvent limité par la forte énergie ou puissance demandée pour pouvoir initier un allumage. Ainsi, même si les énergies délivrées par les systèmes décrits dans la partie précédentes sont suffisantes pour le domaine automobile, les contraintes associées à l'allumage d'une turbine aéronautique (air et carburant froids, basse pression) nécessiteront des énergies bien plus élevées.

En parallèle de la recherche sur de nouvelles architectures lasers ou de nouvelles fibres optiques,

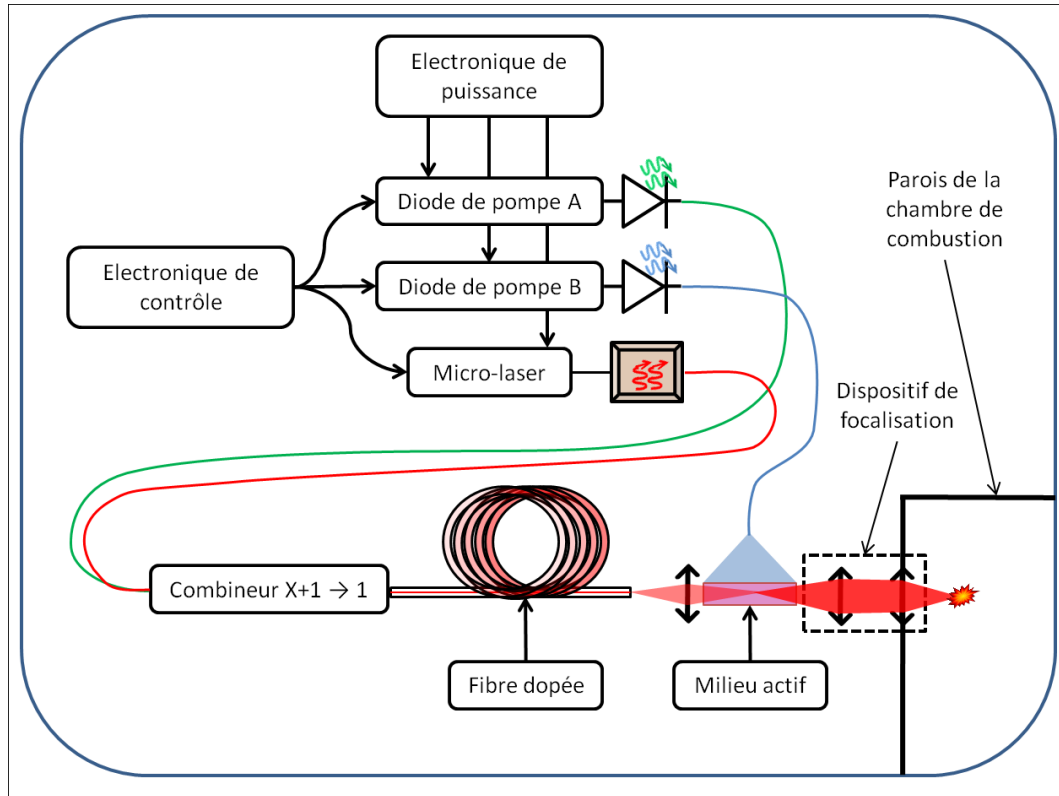


FIGURE 1.35 – Architecture d'un laser partiellement fibré pour l'allumage [101]

des stratégies supplémentaires ont donc été étudiées en vue d'optimiser le dépôt d'énergie, mais aussi le délai d'allumage, ce qui pourrait permettre d'en améliorer l'efficacité ainsi que de relaxer certaines contraintes pesant sur le développement de ces nouveaux prototypes d'allumeurs laser. Ces nouvelles approches sont maintenant détaillées.

#### 1.4.4.1 Allumage multi-points

Dès 1994, Ronney [9] a avancé que l'allumage laser multi-points, qui consiste à créer plusieurs foyers d'allumage simultanément, pourrait permettre d'initier plus rapidement la combustion d'un mélange mais aussi d'améliorer significativement l'efficacité du processus dans deux cas précis :

1. La combustion d'un mélange pauvre pour lequel la propagation lente du noyau de flamme par un procédé « mono-point » limite l'efficacité de l'allumage.
2. L'allumage d'un écoulement turbulent, dans lequel l'utilisation d'un procédé multi-pulse pourrait accélérer suffisamment l'initiation de la combustion pour éviter à la flamme d'être « soufflée ».

Alors que le premier cas concerne principalement l'allumage automobile dans lequel un temps d'allumage rapide est nécessaire pour obtenir une vitesse de cycle moteur acceptable, le deuxième cas pourrait éventuellement être appliqué à la propulsion aéronautique.

Cependant, il faudra attendre l'étude de Phuoc [102] en 2000 pour avoir les premiers résultats expérimentaux concernant l'allumage laser multi-points. Ses travaux portent sur l'étude de l'allumage

de mélange H<sub>2</sub>/air (richesse comprise entre 0,36 et 4,10) et CH<sub>4</sub>/air (richesse comprise entre 0,77 et 1,68) à température et pression ambiantes. Les pressions et temps de combustion ont été mesurés pour deux configurations : un allumage laser mono-point d'énergie 18,5 mJ, et un allumage laser en deux points espacés de 37,5 mm où chacune des impulsions délivre 9,25 mJ. Les impulsions de 5,5 ns proviennent d'un laser Nd :YAG de longueur d'onde 1064 nm. La pression mesurée correspond au maximum de pression enregistré à la paroi de la chambre, et le temps de combustion à l'instant auquel cette pression est mesurée. On observe alors une diminution significative du délai d'allumage, quelque soit la richesse ou le mélange considéré (Fig. 1.36).

$\phi$	Combustion Time (ms)			
	CH <sub>4</sub> -Air		H <sub>2</sub> -Air	
	Single	Two	Single	Two
0.36			59.	30.
0.58			14.	9.20
0.77	115.0	75.0	3.7	3.10
0.89	66.00	48.0		
1.00	42.00	27.0	2.3	2.10
1.29	24.00	16.2		
1.51	27.00	21.0	2.45	2.10
1.68	65.00	50.0		
2.65			4.55	3.6
4.10			18.5	11.0

FIGURE 1.36 – Mesures des délais d'allumage pour plusieurs configurations [102]

Weinrotter et al. [103] ont ensuite étudié l'allumage multi-points d'un mélange H<sub>2</sub>/air avec une configuration laser similaire, mais à pression (10 bar) et température (473 K) plus élevées et pour une richesse de 0,25. Dans un premier temps, les auteurs ont comparé le temps d'allumage (défini comme précédemment par la mesure d'un pic de pression) d'un allumage mono-point et à deux points. L'énergie déposée à chaque point focal est de 8 mJ, ce qui correspond à une énergie totale de 16 mJ pour l'allumage à deux points et les plasmas résultants sont espacés de 184 mm. L'étude montre que le temps de combustion diminue de 50% et que le pic de pression est plus élevé de 7 % pour le cas de l'allumage à deux points.

Afin de simplifier le système permettant la création de plusieurs plasmas en vu d'un allumage, une solution potentielle est l'utilisation d'une optique diffractive (Fig. 1.37). Weinrotter et al. [103] ont utilisé une lentille diffractive permettant de focaliser le faisceau en trois points différents. Les trois points focaux sont espacés de 5 mm les uns des autres. Cependant, bien que l'énergie totale soit bien plus importante (36 mJ, ce qui équivaut à 12 mJ par point focal), l'allumage ne se révèle pas plus rapide, et est même ralenti par la présence de ces multiples points d'allumage. Il a été supposé qu'à cause de la trop grande proximité des plasmas, les ondes de chocs résultantes se perturbent entre elles d'où un ralentissement du processus.

Une autre technique permettant de générer un claquage multi-points serait l'utilisation d'un Modulateur spatial de Lumière (ou SLM pour Spatial Light Modulator en anglais), utilisé par Lyon et

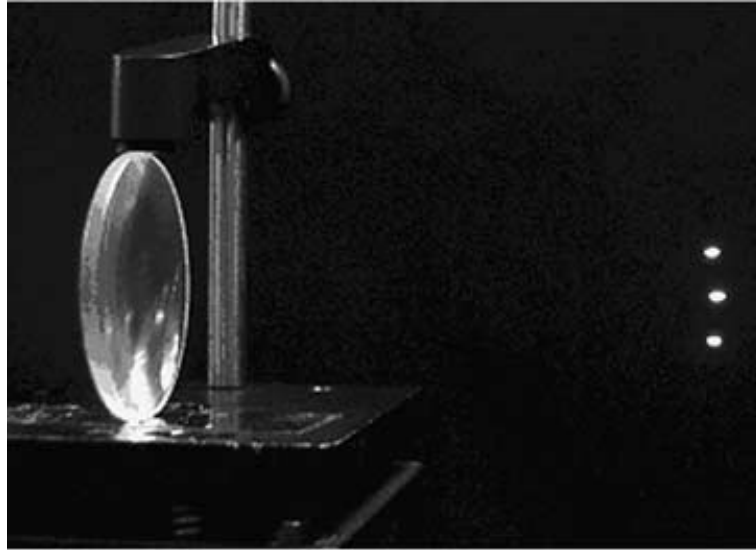


FIGURE 1.37 – Claquage multi-points grâce à une lentille diffractive (distance inter-points de 5 mm) [103]

al. [104]. Ce système permet la diffraction d'un unique faisceau grâce à un hologramme généré numériquement. En modifiant les caractéristiques de l'hologramme, il est possible de modifier le nombre et la position des plasmas créés par claquage optique. Sur la figure 1.38, on peut observer des exemples de configurations que Lyon et al. ont pu obtenir avec un unique faisceau laser ( $\lambda = 1064$  nm,  $\tau = 10$  ns,  $E = 60$  mJ).

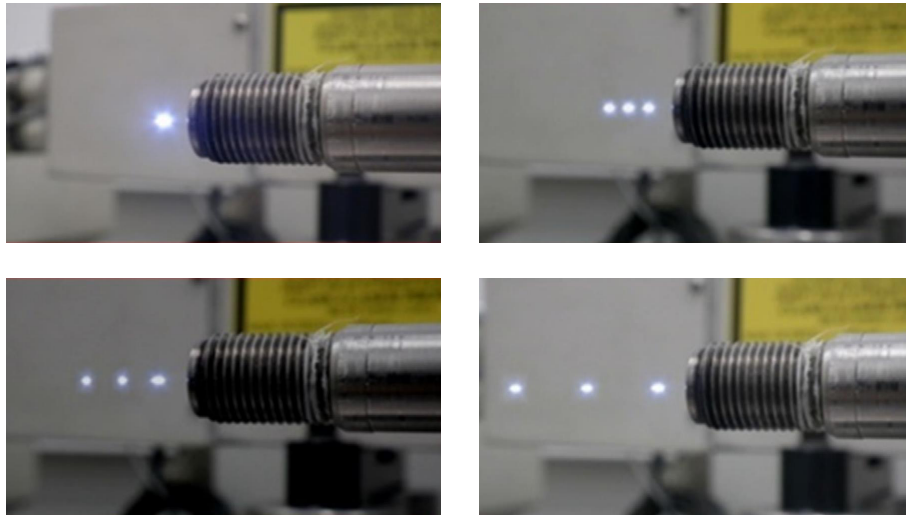


FIGURE 1.38 – Claquage multi-points obtenu grâce à un SLM [104]

S'il a donc été mis en évidence que l'allumage multi-points permettait effectivement de réduire le temps d'allumage, il a aussi été montré que l'espacement de ces points d'allumage avait son importance. On peut également supposer que le positionnement des points d'allumage, notamment dans le cadre d'un allumage hétérogène comme l'allumage diphasique, affectera les performances de l'allumage multi-points, mais le manque d'études sur le sujet ne permet pas d'avoir une confirmation expérimentale.

#### 1.4.4.2 Allumage en cavité

L'un des points critiques de l'allumage laser concerne l'optimisation du dépôt d'énergie. Or, Morsy [105] a montré qu'une partie importante de l'énergie incidente (entre 30 et 70% pour des énergies incidentes comprises entre 10 et 115 mJ) n'est pas déposée dans le plasma mais transmise pour ensuite être diffusée par la paroi de la chambre de combustion. Il a alors proposé une méthode alternative consistant à stopper le faisceau au sein d'une cavité dans laquelle le plasma est créé et l'énergie déposée avec une plus grande efficacité.

Les premières expériences concernant l'allumage par cavité ont été effectuées par Morsy [105] sur un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  avec un laser Nd :YAG à 532 nm délivrant des impulsions de durée 7 ns et d'énergie pouvant atteindre 360 mJ. Deux cavités coniques (I et II) de diamètres différents ont été testées, la plus petite (I) nécessitant entre 40 et 55 mJ d'énergie laser pour réussir un allumage à 100% pour des richesses respectives de 1 et 0,7, alors que la cavité plus large (II) réclame une énergie entre 80 et 110 mJ.

Cependant, même si le dépôt d'énergie est supposé plus efficace, l'allumage au sein d'une cavité annule un avantage important que possède l'allumage laser c'est-à-dire la possibilité d'allumer loin de la paroi de la chambre, et donc de limiter les pertes thermiques par quenching des réactions chimiques, ainsi que de pouvoir choisir la position optimale d'allumage. De plus, il n'est pas fait mention de la dégradation de la cavité que pourrait causer la proximité du claquage optique.

Ce dispositif ainsi que la même source laser ont ensuite été utilisés dans le cadre d'un allumage multi-points [106] d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{Air}$ . Cette fois-ci, le faisceau est focalisé pour créer un premier point d'allumage, l'énergie non-absorbée étant ensuite récupérée par une cavité, créant ainsi un deuxième point d'allumage (fig. 1.39). Cette technique a l'avantage de pouvoir créer deux points d'allumage avec un unique faisceau laser. L'énergie incidente minimale permettant d'initier simultanément un allumage en ces deux points est de 60 et 80 mJ pour des richesses respectives de 1 et 0,7. Une durée d'allumage réduite de 28 à 45% est observée par rapport à un allumage laser simple.

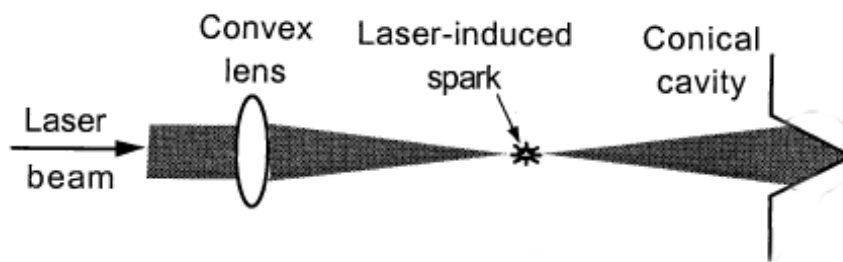


FIGURE 1.39 – Allumage à deux points + cavité [106]. Un second claquage (non identifié sur la figure) se produit également au sein de la cavité conique.

Différentes configurations avec ou sans focalisation laser et pouvant utiliser une ou plusieurs cavités ont ensuite été mises au point [107, 108]. En 2003, Morsy et Chung [107] ont ainsi étudié l'allumage d'un mélange  $\text{H}_2/\text{Air}$  à une richesse de 0,3 en utilisant deux cavités coniques ce qui permet d'obtenir trois points d'allumage pour lequel un plasma se crée et initie un noyau de flamme (Fig. 1.40). Les énergies laser sont comprises entre 80 et 130 mJ. De telles distances sont incompatibles avec les

contraintes d'encombrement dans un moteur, et nécessiterait de développer des solutions alternatives.

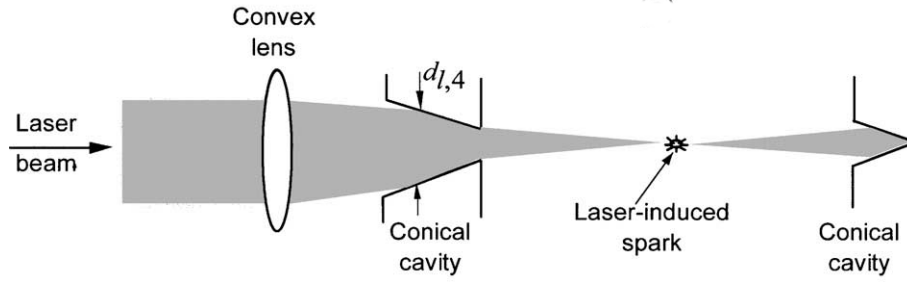


FIGURE 1.40 – Allumage à trois points + deux cavités [107]. Deux claquages (non identifiés sur la figure) se produisent également au sein des deux cavités coniques.

Ryu et Chung [108] ont repris la même base, et étudié 4 configurations différentes (Fig. 40) pour l'allumage d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  avec une énergie de 80 mJ par impulsion :

- le cas 1 correspond à un allumage par cavité classique ;
- le cas 2 correspond à un allumage par cavité classique avec ajout d'une préchambre de combustion ;
- pour le cas 3, l'ajout d'une deuxième cavité permet un allumage à deux points, et le gaz chaud s'échappe par cette cavité pour allumer le mélange contenu dans la chambre principale ;
- le cas 4 est identique au cas 3 si ce n'est que deux ouvertures latérales supplémentaires permettent au gaz chaud de la préchambre d'allumer plus rapidement la chambre principale.

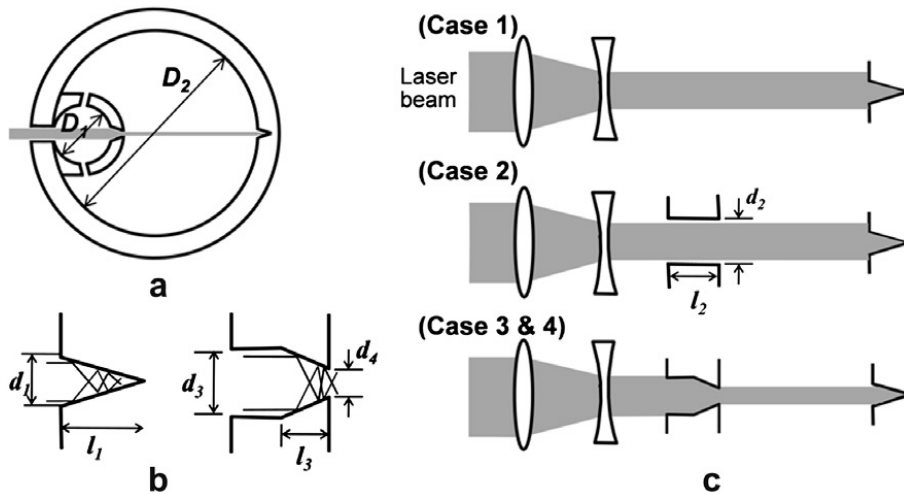


FIGURE 1.41 – Plusieurs configurations d'allumage laser multi-points utilisant une ou plusieurs cavités [108]

	Temps d'allumage (ms)	Période d'initiation de la flamme (ms)
Cas 1	33	5,8
Cas 2	29	5,3
Cas 3	12	3,4
Cas 4	5	3,1

Tableau 1.3 – Comparaison des temps d'allumage et d'initiation de la flamme ( $P = 3,5 \text{ atm}$ ) [108]

Dans les deux études [107, 108], l'augmentation du nombre de points de claquage permet une réduction significative du temps d'allumage. Le temps d'allumage entre le cas 1 et le cas 4 présentés ci-dessus a ainsi été divisé par 7 (Tableau 1.3).

En conclusion, l'allumage laser utilisant une cavité possède l'avantage de pouvoir effectuer un allumage multi-points, et donc d'allumer bien plus rapidement le mélange voulu, tout en n'utilisant qu'un unique faisceau laser. Cependant, ce procédé nécessite de modifier l'architecture de la chambre de combustion, et aucune étude quantitative ne permet d'apprécier le gain éventuel en terme d'énergie déposée. De plus les études ont été effectuées sur de simples mélanges gazeux. Les contraintes qui pourraient peser sur l'allumage d'un mélange diphasique ne sont donc pas prises en compte.

#### 1.4.4.3 Ré-injection de l'énergie non-déposée

Toujours avec l'objectif d'optimiser le dépôt d'énergie, Endo et al. [109] ont cherché à ré-utiliser l'énergie transmise à travers le plasma (donc non-déposée) en la ré-injectant directement dans le plasma quelques nanosecondes après le claquage grâce à un cube réflecteur. En modifiant la distance entre le plasma et le cube réflecteur, ils ont également pu ajuster l'écart temporel  $\tau$  entre le claquage et la ré-injection de l'énergie transmise entre 2 et 8 ns, ce qui correspond à une distance entre le plasma et le cube comprise entre 30 et 120 cm. Cette distance est difficilement compatible avec une problématique d'encombrement moteur.

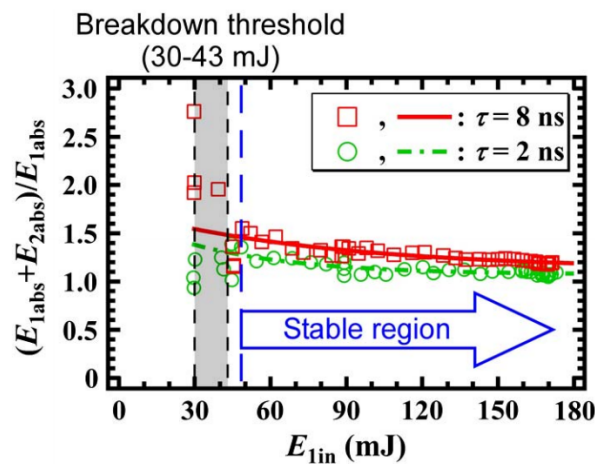


FIGURE 1.42 – Effets de la ré-injection de l'énergie transmise sur l'efficacité globale de l'absorption [109]

La figure 1.42 représente le rapport de l'absorption avec la ré-injection sur l'absorption sans ré-injection pour différentes énergies laser incidentes. Pour des énergies proches du claquage (entre 30 et 43 mJ incident), ils ont mesuré une augmentation d'environ 50% de l'absorption. L'efficacité diminue ensuite avec des énergies incidentes croissantes, mais reste notable. Cela s'explique par le fait que la proportion de l'énergie transmise par rapport à l'énergie du faisceau est importante lorsque l'on est proche de l'énergie seuil, mais diminue pour des énergies plus grandes, ce qui limitera nécessairement l'efficacité globale du dispositif.

Ils ont également remarqué que l'absorption était plus importante pour des délais  $\tau$  croissants. Ils ont émis l'hypothèse que durant ces quelques nanosecondes, le plasma avait déjà commencé son expansion, et que l'absorption du faisceau ré-injecté allait dépendre de la taille du plasma, puisque le volume focal du faisceau ré-injecté était bien plus élevé que celui du faisceau incident. Pour des délais croissants, le faisceau ré-injecté disposerait donc d'une surface d'absorption plus conséquente au niveau du point focal.

Ainsi, la ré-injection a montré que dans des conditions où l'énergie incidente était proche du claquage, l'absorption globale du système augmentait de manière significative. Cependant, l'implémentation d'un système réflecteur au sein d'une chambre de combustion est techniquement très difficile, et n'a pour l'instant jamais été testée.

#### 1.4.4.4 Pré-chauffage laser

En vue d'un allumage par laser appliqué à un mélange diphasique, une grande partie de l'énergie est utilisée pour vaporiser les gouttes de carburant avec l'air environnant, ce qui nécessite des quantités d'énergies bien plus importantes qu'un allumage monophasique. L'idée développée par Early [110] consiste à chauffer dans un premier temps le mélange en vue de vaporiser les gouttes localement grâce au rayonnement d'un premier tir laser, d'une manière comparable à ce qui a été exposé dans la partie sur l'allumage thermique, puis d'allumer le gaz résultant grâce à une courte impulsion laser semblable à celles utilisées pour le claquage non-résonant.

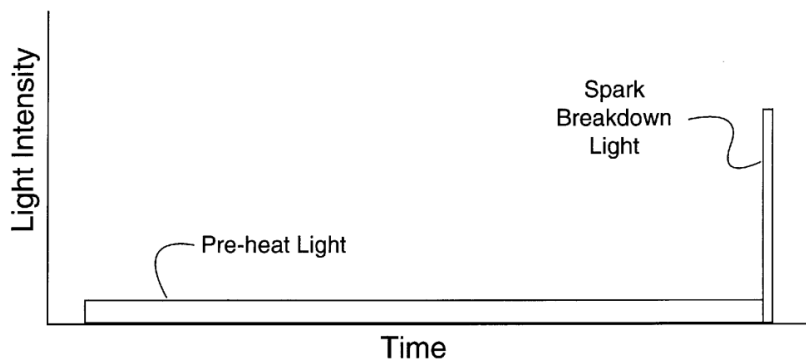


FIGURE 1.43 – Schéma du procédé de pré-chauffage laser [110]

Le premier tir laser doit alors être ajusté à une longueur d'onde laser qui peut être efficacement absorbée par le carburant. Dans l'expérience menée, un laser Er :YAG délivrant des impulsions de 120 ms à une longueur d'onde de  $2,94 \mu\text{m}$  non-focalisé a été utilisé pour préchauffer un aérosol de carburant Jet A. Une énergie de 400 mJ permet au carburant d'atteindre la température d'ébullition



aux alentours de 200 °C. Une seconde impulsion de durée et énergie respectives de 12 ns et 91 mJ permet ensuite d'initier la combustion.

Cependant, la température initiale du carburant n'est pas précisée, ce qui rend difficile l'interprétation des résultats. De plus, cette technique conserve les mêmes désavantages que l'on peut retrouver avec l'allumage thermique, c'est-à-dire, la longue durée de l'allumage, l'énergie élevée requise, et la difficulté de concevoir un système laser répondant aux contraintes industrielles. Enfin, l'utilisation de deux lasers différents entraînera nécessairement des coûts supplémentaires.

#### 1.4.4.5 Dépôt d'énergie par rayonnement micro-ondes

Toujours dans l'idée d'améliorer l'efficacité du dépôt d'énergie, Nishiyama et al. [111] ont proposé l'idée de combiner la création d'un plasma par claquage laser avec l'utilisation de micro-ondes. L'expérience menée consiste à étudier l'allumage d'un mélange stoechiométrique CH<sub>4</sub>/air grâce à un laser Nd :YAG délivrant des impulsions de 5 ns à une longueur d'onde de 532 nm. Le plasma ainsi créé est alors entretenu par un rayonnement micro-ondes. Les premières expériences montrent un allongement de la durée de vie du plasma qui continue à exister si le rayonnement micro-ondes est entretenu avec une antenne micro-ondes délivrant une puissance continue de 720 W.

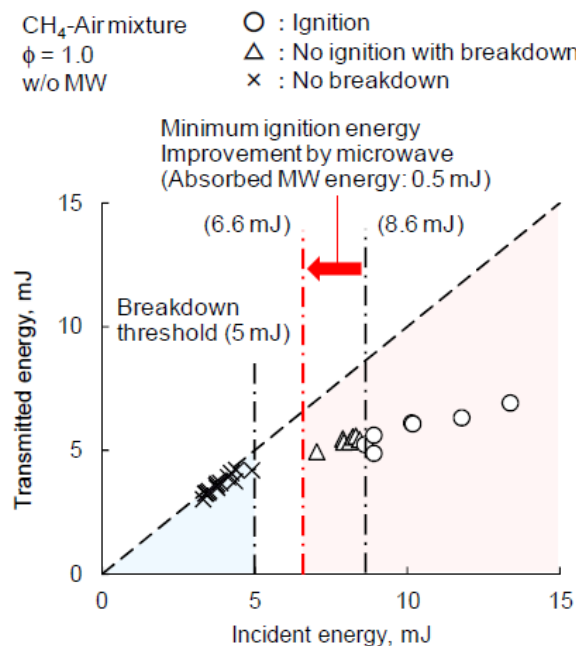


FIGURE 1.44 – Impact du rayonnement micro-ondes sur l'allumage laser [111]

L'allumage à proprement parler a ensuite été étudié. Avec une énergie par impulsion fixée à 6,6 mJ, l'allumage laser seul réussit à initier la combustion du mélange dans 20% des cas. Avec l'ajout des micro-ondes, la probabilité d'allumage augmente jusqu'à atteindre 100% pour une énergie micro-ondes absorbée de 0,5 mJ (Fig. 1.44).

Cependant, la publication ne précise ni l'énergie, ni la durée du rayonnement micro-onde incident. De plus, l'étude a uniquement été effectuée dans des conditions d'allumage très favorables. Enfin, la présence d'une antenne micro-ondes à l'intérieur de la chambre est un obstacle certain à l'utilisation

de cette technologie pour l'allumage d'un moteur aéronautique.

#### 1.4.4.6 Allumage par train d'impulsions

Comme cela a été remarqué précédemment, l'énergie minimum d'allumage est un paramètre critique pour le dimensionnement des technologies laser, qui devront délivrer des impulsions de plus en plus énergétiques pour répondre aux contraintes, notamment dans le cas du domaine aéronautique. Afin d'augmenter l'énergie déposée dans un milieu en vue d'allumer un mélange, l'une des pistes proposées consiste alors à utiliser plusieurs impulsions successives au lieu d'augmenter l'énergie contenue dans une impulsion unique. Ce procédé dispose de plusieurs avantages.

Tout d'abord, la puissance instantanée est plus faible car l'énergie est étalée dans le temps, ce qui devrait permettre l'utilisation du transport d'impulsions par fibres optiques pour lesquelles les dommages causés par des puissances laser trop importantes sont encore une contrainte majeure. Ensuite, dans le cas d'un allumage à impulsion unique pour lequel la probabilité d'allumage serait inférieure à 100%, utiliser des impulsions multiples permettrait de diminuer les ratés d'allumage grâce à l'effet cumulatif des dépôts d'énergie pour des délais entre les impulsions suffisamment courts. Enfin, ce procédé semble plus simple à mettre en œuvre dans le cadre du développement de nouvelles technologies laser appliquées à l'allumage, que celui consistant à produire des impulsions uniques de plus en plus énergétiques. En effet, plusieurs prototypes initialement prévus pour ne fonctionner qu'en mode « impulsion unique » sont capables de délivrer plusieurs impulsions successives lorsque certains paramètres laser sont modifiés [97].

Ainsi, Schwarz et al. [112] ont cherché à optimiser une architecture laser et montré qu'en modifiant un paramètre géométrique de couplage entre la fibre de pompe et le cristal du laser, et en augmentant la focalisation du faisceau de pompe au sein de ce cristal, jusqu'à 10 impulsions successives au lieu d'une seule pouvaient être créées. La durée du train d'impulsion est comprise entre 50 et 300  $\mu\text{s}$  selon le nombre d'impulsions. En ce qui concerne l'énergie, pour une même puissance de pompe, 4 mJ sont apportés par une impulsion unique alors que 8,75 mJ sont délivrés pour un train de 10 impulsions (Fig. 1.45).

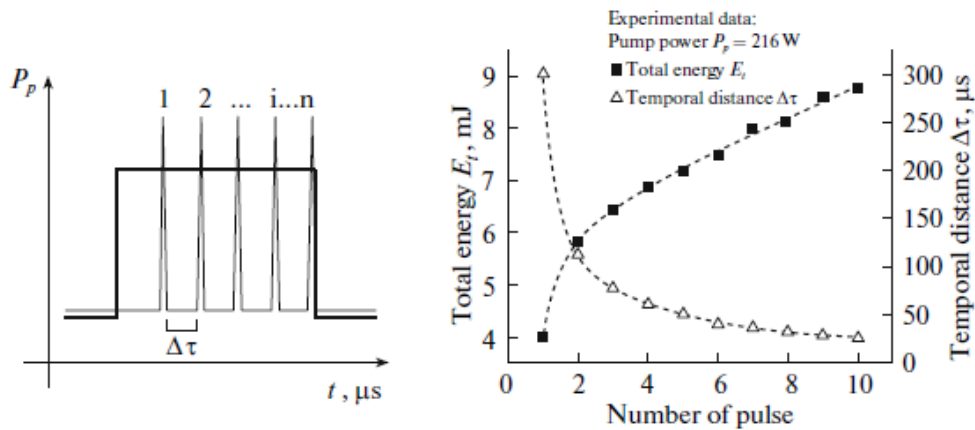


FIGURE 1.45 – Caractéristiques du train d'impulsions délivré par le prototype laser de Schwarz et al. [112]

De la même façon, Tsunekane et al. [97], dont le prototype laser est décrit dans une partie pré-

cédente, ont réussi à générer un train de 5 impulsions en modifiant la durée du faisceau de pompe, passant de 3 mJ pour une impulsion unique à 13 mJ pour le train d'impulsions, et ont ainsi réussi à allumer des mélanges méthane/air pauvres par ce procédé.

Dans le cadre de sa thèse portant sur le développement d'un laser fibré appliqué à l'allumage aéronautique, G. Tison [101] a également supposé qu'il serait possible d'entretenir un noyau d'allumage en l'alimentant avec une nouvelle impulsion laser avant sa disparition complète, afin de fournir plus d'énergie au milieu. Pour ne pas recréer un deuxième noyau indépendant du premier, la durée entre les deux impulsions doit être assez courte par rapport au temps caractéristique de l'écoulement. Des tests ont alors été effectués sur le banc MERCATO de l'ONERA en allumant le mélange diphasique kérosène/air grâce à deux impulsions de 9 mJ distantes de 500  $\mu\text{s}$ , et comparés avec l'allumage mono-impulsionnel (10 mJ par impulsion). Alors qu'avec un débit d'air de 20 g/s (à 293 K et à pression atmosphérique), seulement 25% des tests conduisent à un allumage pour une impulsion unique, cette probabilité atteint 100% de réussite pour le montage en double-impulsion. Cette configuration d'allumage reste satisfaisante jusqu'à un débit d'air de 30 g/s. Il a été supposé que la durée entre deux impulsions consécutives était trop longue pour allumer un écoulement plus rapide.

Récemment, Lorenz et al. [113,114] ont cherché à quantifier le dépôt d'énergie ainsi qu'à caractériser les plasmas formés par un train d'impulsion provenant d'un laser à Q-switch passif afin d'identifier les paramètres appropriés pour une optimisation de l'allumage. Le laser délivrait des impulsions d'environ 10 mJ, et en adaptant le courant et la durée de la pompe, il était possible de modifier le nombre d'impulsions (1 à 5 impulsions) ainsi que l'écart temporel entre deux impulsions successives ( $\Delta t$  compris entre 80 et 200  $\mu\text{s}$ ) (Fig. 1.46).

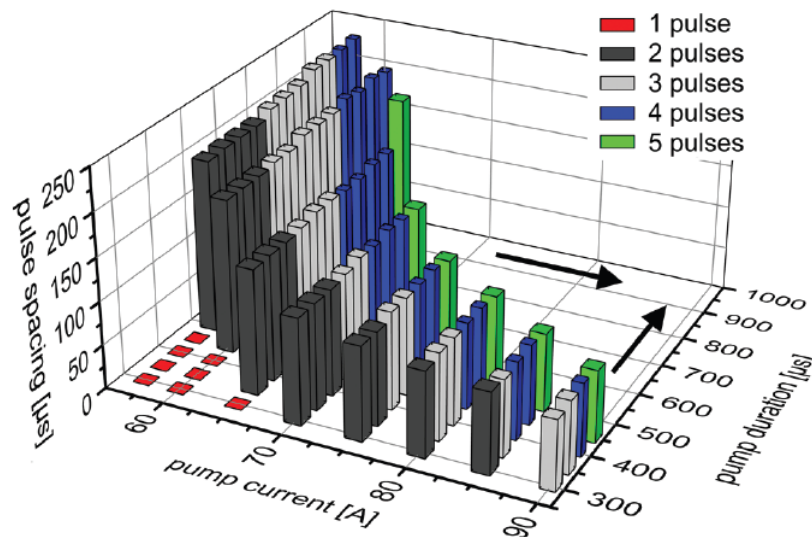


FIGURE 1.46 – Nombre d'impulsions et espacement temporel des impulsions en fonction du courant et de la durée de pompe [114]

Cette étude préliminaire a notamment permis d'identifier que le débit de l'écoulement était un paramètre clé dans l'allumage par train d'impulsions, car il déterminait l'environnement dans lequel les noyaux de flamme successifs allaient se former et se développer, et affectait donc l'efficacité du dépôt d'énergie des impulsions laser.

Ainsi, si l'utilisation d'un train d'impulsions laser pour l'allumage a montré des perspectives intéressantes en permettant de déposer plus d'énergie avec un même système laser, les publications ayant étudié en détail les processus physiques qui interviennent lors de l'allumage par un train d'impulsions laser restent peu nombreuses.

#### 1.4.4.7 Allumage double-impulsion

Dans l'étude de l'allumage par claquage non-résonant, les deux phénomènes que sont la création d'un plasma par claquage optique et le développement d'un noyau menant à un allumage par dépôt d'énergie laser sont respectivement liés à deux paramètres importants : le seuil de claquage et l'énergie minimum d'allumage. L'utilisation d'une impulsion unique suppose que les caractéristiques lasers répondent aux contraintes au niveau de l'irradiance pour le claquage et de l'énergie déposée pour l'allumage.

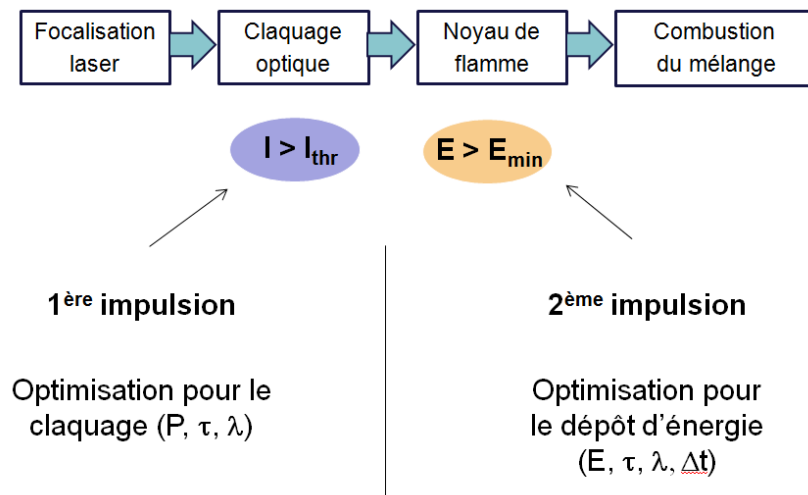


FIGURE 1.47 – Diagramme expliquant le principe de l'allumage double-pulse

Afin d'optimiser le processus, une piste envisageable est de séparer les deux phénomènes en utilisant deux impulsions laser distinctes (Fig. 1.47). Le rôle de la première impulsion serait de créer le plasma absorbant, alors que la deuxième impulsion aurait pour but de déposer l'énergie. Par ce biais, les paramètres de chacune des deux impulsions (longueur d'onde, durée d'impulsion, puissance crête, et) pourraient être optimisés indépendamment pour chaque processus.

Cependant, pour que le dépôt d'énergie par la seconde impulsion puisse se faire, il faut que le plasma soit encore présent pour absorber de manière efficace le rayonnement laser. La durée entre les impulsions doit donc être inférieure à la durée de vie du plasma.

Bak et al. [115] ont étudié ce phénomène et mesuré dans l'air le taux d'absorption d'une impulsion suite à la création d'un plasma par une impulsion antérieure en fonction de l'intervalle de temps entre les deux impulsions. L'expérience a été menée avec un laser Nd :YAG à 2 cavités (utilisé pour la vélocimétrie par images de particules, PIV en anglais) fonctionnant à 532 nm et délivrant des impulsions de durée et diamètre respectifs 8 ns et 8 mm. L'impulsion initiale délivre une énergie de 15, 22,5 ou 30 mJ. Les résultats sont présentés sur la Figure 1.48. Ainsi, alors que le taux d'absorption reste supérieure à 80% (60% avec une énergie incidente de 15 mJ) pour un intervalle de temps inférieur à la centaine

de nanosecondes, il chute fortement et atteint des valeurs quasi-nulles pour des durées comprises entre 150 ns et 30  $\mu$ s. En effet, à cette échelle de temps, l'extension du plasma et la création d'une onde de choc perturbe le milieu, empêchant une absorption efficace de l'énergie laser de la seconde impulsion par celui-ci.

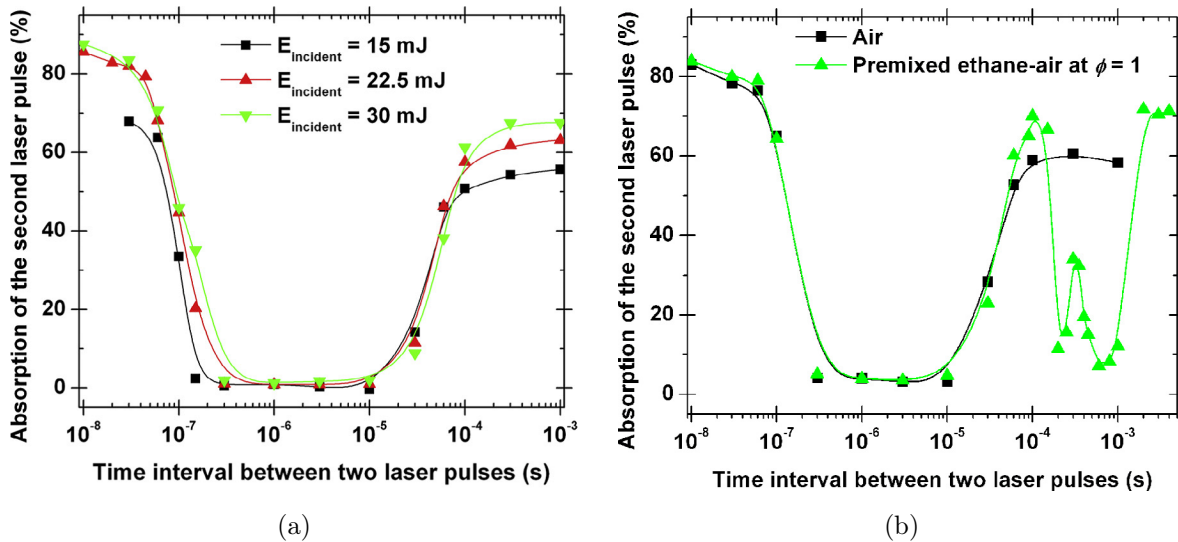


FIGURE 1.48 – Courbes d'absorption de la seconde impulsion en fonction de la durée inter-pulse dans l'air et dans un mélange éthane/air ( $E_{inc} = 22,5$  mJ) [115]

Au-delà de cette durée caractéristique, l'absorption remonte, signe de la création d'un nouveau plasma, pour atteindre un taux aux alentours de 60% dans le cas de l'air. Lorsque l'expérience est menée dans un mélange éthane/air, on observe une seconde région pour des durées comprises entre 100  $\mu$ s et 2 ms où l'absorption chute à nouveau. Ce phénomène s'explique par les réactions de combustion qui se déroulent à la position du noyau de flamme et diminuent fortement la densité locale d'espèces, ce qui empêche la seconde impulsion de former un nouveau plasma. Cette étude montre qu'en ce qui concerne l'allumage par train d'impulsions, il existe des fréquences préférentielles pour un dépôt d'énergie efficace dans le milieu. Typiquement, pour les énergies laser de l'étude (entre 15 et 30 mJ), la fréquence de répétition du laser doit être inférieure à 10 kHz ou supérieure à 10 MHz pour que l'absorption des impulsions successives soit conséquente.

Dans le cadre d'un allumage où la seconde impulsion ne sert qu'à déposer l'énergie et non pas à créer un nouveau plasma, seule la première phase d'absorption ( $< 150$  ns) est pertinente. L'intervalle entre les impulsions doit alors être de l'ordre de plusieurs dizaines de nanosecondes ou de la centaine de nanosecondes pour être absorbée par le plasma. Cet ordre de grandeur est en accord avec les mesures d'intervalles optimaux effectuées sur des expériences d'allumage en conditions réelles (Fig. 1.49), et qui vont être détaillées ci-dessous.

La première étude a été menée par Oldenborg et al. en 1998 [4] et concerne l'allumage d'un brouillard kérosène/air à froid dans une turbine aéronautique. L'objectif est de comparer les performances d'un allumage SLP (Single Laser Pulse = impulsion unique) et DLP (Dual Laser Pulse = deux impulsions). La première configuration (SLP) fournit, à l'aide d'un laser Nd :YAG à Q-switch passif, une impulsion unique de 12 ns et pouvant délivrer jusqu'à 550 mJ à une longueur d'onde de 1064 nm. L'énergie

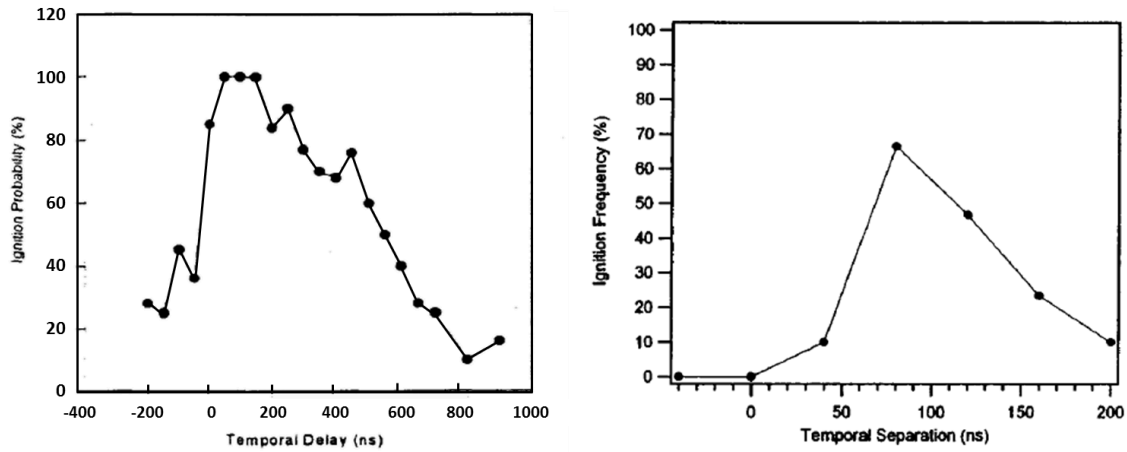


FIGURE 1.49 – Probabilité d’allumage en fonction de la durée inter-pulse pour l’allumage d’un mélange kérosène/air [4] et  $H_2$ /air [116]

minimum à fournir pour créer un plasma est de 80 mJ. La deuxième configuration (DLP) nécessite une première impulsion courte identique à celle décrite pour le SLP, et une deuxième, fournie par un laser Cr :LiSAF à Q-switch passif, plus longue (85 ns) et pouvant délivrer jusqu’à 450 mJ à une longueur d’onde de 850 nm.

Dans un premier temps, l’énergie laser minimum permettant un allumage certain (probabilité de 100%) a été mesurée pour les deux configurations (SLP et DLP) en fonction de la température du kérosène (de 30 °C à -40 °C). L’énergie de la première impulsion est fixée à 120 mJ pour le DLP. Avec cette seule impulsion, il est possible d’allumer le carburant jusqu’à une température de 7 °C. A -5 °C, l’allumage a nécessité 180 mJ supplémentaire pour le SLP (énergie totale de 300 mJ), et seulement 80 mJ supplémentaire, fournis par la seconde impulsion, pour le DLP (énergie totale de 200 mJ). A -18 °C, même avec une énergie de 550 mJ, la configuration SLP ne permet plus de garantir un allumage à 100%, ce qui n’est pas le cas de la configuration DLP avec laquelle il est possible d’allumer un mélange pour lequel la température du carburant est bien plus basse (cf. Tableau 1.4).

Température	SLP	DLP
7 °C	120 mJ	120 mJ (120 mJ + 0 mJ)
-5 °C	300 mJ	200 mJ (120 mJ + 80 mJ)
-18 °C	>550 mJ	270 mJ (120 mJ + 150 mJ)
-40 °C	>550 mJ	400 mJ (120 mJ + 280 mJ)

Tableau 1.4 – Energie laser minimum à fournir pour une probabilité d’allumage de 100% en fonction de la température du carburant [4]

Dans un second temps, c'est la probabilité d'allumage qui a été mesurée pour une température de kérosène fixée à  $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Une position plus défavorable pour l'allumage a été choisie afin de pouvoir diminuer les probabilités mesurées et pouvoir les comparer. L'énergie de la première impulsion est cette-fois-ci fixée à 80 mJ pour le DLP. On observe des performances bien meilleures par la méthode DLP pour laquelle la probabilité d'allumage croît bien plus rapidement pour les énergies croissantes. De plus, la méthode DLP permet un allumage réussi pour 100% des essais à partir de 200 mJ, ce qui n'est pas le cas de l'allumage SLP pour lequel la probabilité d'allumage plafonne à 90% pour une énergie de 450 mJ (Fig. 1.50).

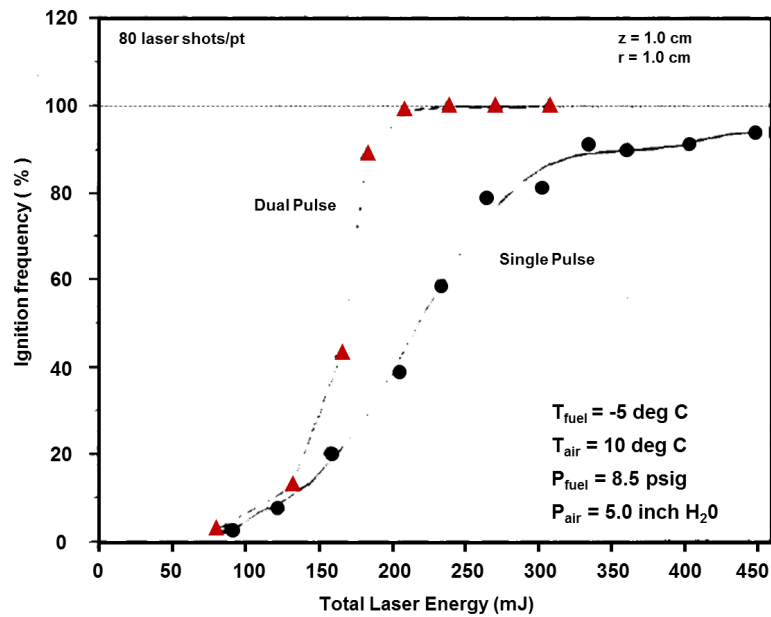


FIGURE 1.50 – Courbes des énergies laser incidentes minimum permettant un allumage pour la configuration SLP et la configuration DLP [4]

Les auteurs expliquent cette différence de performances par une meilleure capacité d'absorption du rayonnement incident par la configuration en DLP, ce qui est confirmé par des mesures supplémentaires. Ainsi, pour une énergie laser totale de 250 mJ, si l'on suppose que la dispersion est négligeable, seulement 48% de l'énergie est absorbée pour l'allumage mono-pulse. Cette valeur est bien plus faible que les 73% d'absorption dans le cas de l'allumage à double impulsion. Ce résultat était attendu puisque dans le cas d'une impulsion unique, le rayonnement n'est absorbé qu'après création du plasma, ce qui signifie qu'une portion non négligeable de l'énergie laser est transmise par le milieu sans être absorbée.

La seconde étude sur l'allumage à double-impulsion a été menée en 2003 [116] et concerne l'allumage d'un mélange  $\text{H}_2/\text{air}$  appliqué à la propulsion spatiale grâce à un laser Nd :YAG ( $\lambda = 1064\text{ nm}$ ). Une première impulsion d'énergie  $E_{SP}$  pouvant aller jusqu'à 300 mJ et de durée  $\tau_{SP} = 7\text{ ns}$  permet la création d'un plasma. La seconde impulsion d'énergie  $E_{LP}$  ajustable jusqu'à 350 mJ et de durée  $\tau_{LP} = 70\text{ ns}$  dépose ensuite de l'énergie supplémentaire (Fig. 1.51).

L'essentiel de la publication porte sur la caractérisation du plasma produit dans l'air par le couple d'impulsions laser, et notamment sur l'absorption du rayonnement incident et l'évolution de la durée de vie du plasma en fonction de plusieurs paramètres (configuration SLP/DLP, énergie incidente, longueur

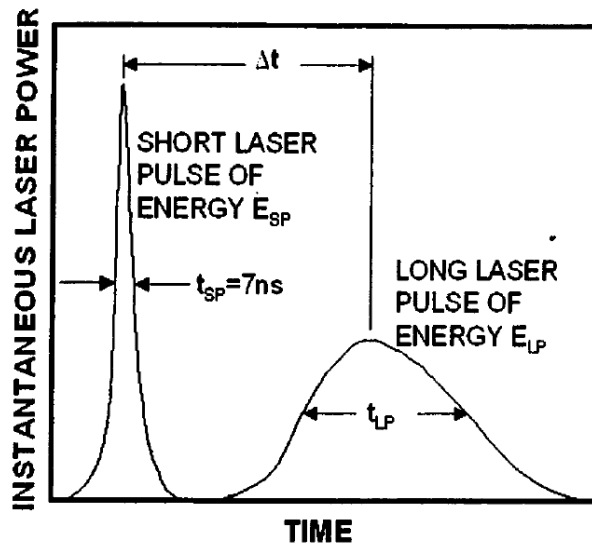


FIGURE 1.51 – Schéma des impulsions laser [116]

focale, ...).

Dans un premier temps, des mesures d'absorption ont montré que, contrairement à l'étude précédente, le taux d'absorption restait inchangé pour les configurations SLP et DLP (environ 90%). Ceci peut s'expliquer par des caractéristiques lasers ou optiques différentes favorisant le claquage optique dans cette étude, et permettant une absorption plus efficace. Cependant, lors de tests d'allumage d'un mélange  $H_2$ /air de richesse 0,26, la configuration SLP ne permet pas de réussir un seul allumage (probabilité=0%), même avec une énergie de 250 mJ, alors que la configuration DLP parvient à obtenir 70% de réussite avec une énergie totale de 200 mJ ( $E_{SP} = 150$  mJ,  $E_{LP} = 50$  mJ).

L'origine de cette meilleure performance reste incertaine, mais les auteurs ont dégagé deux pistes. Tout d'abord, ils ont remarqué qu'à énergie laser équivalente, la durée de vie du plasma était plus longue dans la configuration à deux impulsions, ce qui pourrait favoriser le processus d'allumage. Cependant, ils ne sont pas capables d'expliquer en quoi la durée de vie du plasma influait sur l'allumage. La deuxième piste consiste à supposer qu'il existe un couplage entre le laser et le plasma différent selon la configuration laser (SLP ou DLP), et qui pourrait réduire les pertes dues au rayonnement du plasma où à la création d'une onde de choc. Là encore, aucune étude expérimentale ne confirme cette supposition.

En conclusion, les résultats de ces deux études expérimentales ont démontré l'efficacité de l'allumage par "Double Laser Pulse" (DLP) par rapport au "Single Laser Pulse" (SLP), procédé qui comporte plusieurs avantages :

- une énergie d'allumage totale plus faible
- des puissances instantanées plus faibles

Cependant, l'utilisation de plusieurs impulsions aux caractéristiques différentes nécessitera l'utilisation de systèmes lasers différents, tout deux devant répondre aux exigences d'un environnement très contraint, et pour l'instant, le gain potentiel en terme d'énergie déposée ne garantit pas qu'un système comportant deux lasers à plus faible énergie soit plus performant qu'un unique laser délivrant des im-



pulsions bien plus énergétiques. Malgré tout, la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu reste encore incomplète, et une optimisation plus poussée des caractéristiques du couple d'impulsions est nécessaire pour améliorer l'efficacité du dépôt d'énergie.

### 1.5 Conclusion

Dans cette étude bibliographique, il a été montré dans un premier temps que l'allumage par claquage non résonant restait la technologie d'allumage laser la plus prometteuse, et la seule capable de répondre aux besoins exprimés aussi bien au niveau du procédé de dépôt d'énergie et d'allumage qu'au niveau de la technologie laser disponible, dans le cadre d'un allumage diphasique en conditions hostiles. Une étude exhaustive du phénomène a permis de déterminer l'ensemble des paramètres qui affectent les processus de création du plasma, d'initiation du noyau et de son développement.

Cependant, les prototypes laser développés pour l'allumage ne correspondent pas, à l'heure actuelle, aux exigences auxquelles on souhaite répondre dans le cadre d'un allumage en chambre aéronautique, notamment au niveau de l'énergie déposée, qui reste bien trop faible. Les lasers délivrant les impulsions suffisantes sont beaucoup trop imposants et l'un des points critiques du développement de nouvelles architectures laser pour l'allumage repose donc dans la miniaturisation de lasers à forte énergie.

Dans cette optique, plusieurs pistes d'optimisation du dépôt d'énergie, détaillées dans ce chapitre, permettraient de relaxer les contraintes qui pèsent sur le développement de nouvelles architectures laser en diminuant l'énergie requise. Parmi ces pistes, l'allumage par double-impulsion, permettant de séparer la création d'un plasma et le dépôt d'énergie, a montré des résultats encourageants. Cependant, la validation de cette stratégie nécessite une meilleure compréhension et caractérisation des phénomènes physiques liés à cette méthode d'allumage.

Ainsi, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques intervenant dans le transfert d'énergie du laser au milieu et les différences qui apparaissent lorsque l'on utilise deux impulsions rapprochées plutôt qu'une seule, dans les chapitres suivants, nous allons chercher à caractériser le plasma issu de ces deux configurations de claquage laser, ainsi qu'à étudier leurs effets lorsque le claquage se produit dans un spray.

## CHAPITRE 2

---

# Diagnostics et montages expérimentaux

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>58</b>
<b>2.2</b>	<b>Montage de caractérisation du plasma dans l'air</b>	<b>58</b>
2.2.1	Processus de création du plasma	58
2.2.2	Mesures d'énergie	59
2.2.3	Visualisation du plasma	60
2.2.3.1	Collection de l'émission	60
2.2.3.2	Protocole de traitement	62
2.2.4	Strioscopie	62
2.2.4.1	Principe de la strioscopie	62
2.2.4.2	Montage de strioscopie	63
2.2.4.3	Protocole de traitement	64
<b>2.3</b>	<b>Spectroscopie de l'émission du plasma</b>	<b>66</b>
2.3.1	Montage expérimental pour les mesures spectroscopiques	66
2.3.2	Injection du mélange air/kérosène	67
2.3.3	Collection du spectre d'émission	67
2.3.4	Protocole de traitement	68
2.3.5	Mesures de température	69
2.3.5.1	Équilibre thermodynamique	70
2.3.5.2	Relation de Boltzmann	72
2.3.6	Mesures de la densité électronique	73
2.3.6.1	Les élargissement spectraux	73
2.3.6.2	Mesure de l'élargissement Stark	75
2.3.6.3	Incertitude de mesure sur la densité électronique	75
<b>2.4</b>	<b>Montage de caractérisation du plasma en diphasique</b>	<b>75</b>
2.4.1	Montage expérimental	75
2.4.2	Création du spray	76
2.4.3	Processus de création du plasma	78
2.4.4	Mesures d'énergie	78
2.4.5	Visualisation du plasma	78
<b>2.5</b>	<b>Synchronisation</b>	<b>79</b>

---

## 2.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de décrire en détail les différents montages qui ont été mis en place pour effectuer les expériences, ainsi que les méthodes d'acquisition et de traitement des données.

On décrira dans un premier temps le montage qui a principalement servi à l'étude du plasma dans l'air, et notamment les mesures d'énergies, de strioscopie et de visualisation du plasma. Ensuite, on détaillera le montage dont l'objectif principal était de collecter des données spectroscopiques concernant l'émission du plasma aussi bien dans l'air que dans un mélange monophasique air/kérosène. Enfin, le dernier montage concernera les études préliminaires sur le claquage laser en milieu diphasique.

## 2.2 Montage de caractérisation du plasma dans l'air

Le montage dédié à la caractérisation du plasma dans l'air est divisé en plusieurs sections :

- la génération du plasma induit par laser et la mesure de l'énergie déposée dans le milieu ;
- la visualisation de l'expansion du noyau d'air chaud et de l'onde de choc par strioscopie ;
- la visualisation de l'émission du plasma par imagerie intensifiée.

### 2.2.1 Processus de création du plasma

Le claquage optique est généré par un laser Nd :YAG à deux cavités (*Quantel - Twins Brilliant*). Il peut délivrer au choix une ou deux impulsions laser dont le délai peut être réglé par un déclenchement interne ou externe à une fréquence de répétition imposée égale à 10 Hz. La longueur d'onde est de 532 nm et chacune des impulsions peut délivrer un maximum de 300 mJ pour des durées d'impulsion égales à 6 ns (largeur à mi-hauteur). Le diamètre du faisceau est de 6 mm, et le facteur de qualité du faisceau  $M^2$  est de 2,7. L'énergie laser est ajustée en modifiant le délai entre le déclenchement des flashes et celui du Q-switch.

Pour obtenir un claquage optique, le faisceau est focalisé par une lentille plano-convexe (diamètre de 50,8 mm) en silice UV dont la focale est de 100 mm à 238 nm. En prenant en compte la valeur de l'indice de réfraction à 532 nm, on peut calculer la focale réelle de la lentille à cette longueur d'onde qui est alors égale à 111,5 mm.

Le diamètre théorique du faisceau au niveau du point focal  $D_f$  (en m) est déterminé grâce à la relation suivante [35] :

$$D_f = \frac{4\lambda f M^2}{\pi D_0} \quad (2.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau (en m),  $f$  est la focale de la lentille (en m),  $M^2$  est le facteur de qualité du faisceau et  $D_0$  est le diamètre du faisceau non focalisé (en m). On obtient alors un diamètre du faisceau laser au point focal égal à 34  $\mu\text{m}$ .

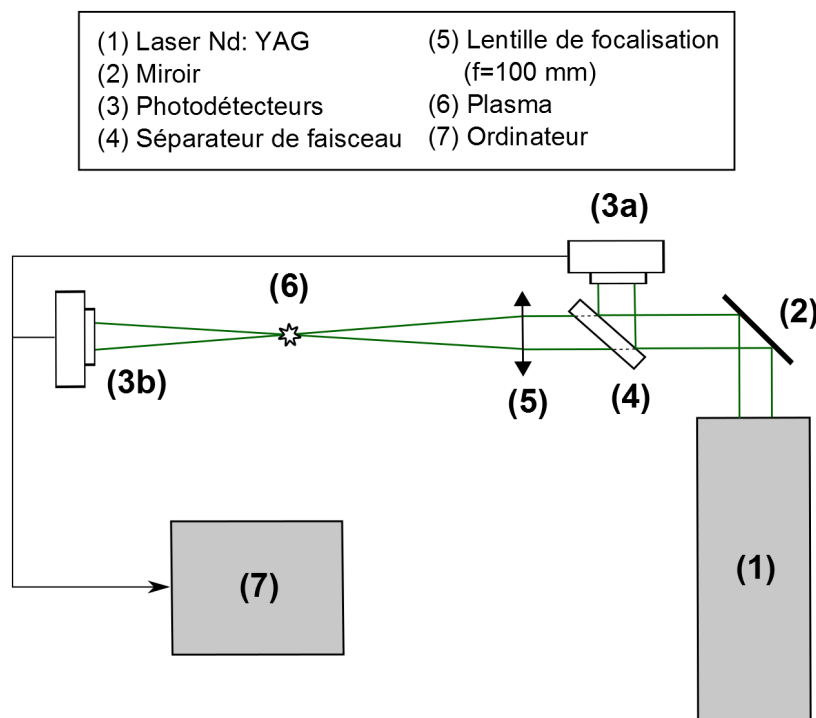


FIGURE 2.1 – Création du plasma et mesure des énergies incidentes et transmises

### 2.2.2 Mesures d'énergie

Pour les mesures de l'énergie absorbée par le milieu, deux photo-détecteurs (Ophir - *PE25BF-C*) sont placés en amont et en aval du point de focalisation (Fig. 2.1). Les afficheurs (Ophir - *Nova II*) sont pilotés via un programme LabView développé lors de cette thèse par le biais duquel les mesures d'énergies sont également enregistrées.

Le premier photo-détecteur collecte une partie du faisceau incident réfléchi par une lame de prélèvement située juste avant la lentille de focalisation. Il permet ainsi, après calibration, la mesure de l'énergie incidente. Le second photo-détecteur est placé sur le trajet du faisceau focalisé après le point focal. Il est suffisamment proche pour collecter la totalité de l'énergie transmise, mais suffisamment éloigné pour ne pas subir d'éventuels dommages. La mesure de l'énergie incidente et de l'énergie transmise permet, par soustraction, de remonter à l'énergie déposée dans le milieu.

#### Procédure de calibration

Afin de pouvoir remonter aux valeurs exactes de l'énergie laser incidente, il est nécessaire de calibrer la mesure du premier photo-détecteur. Pour cela, les photo-détecteurs sont placés selon la configuration représentée sur la figure 2.2.

Cette configuration permet au deuxième photo-détecteur de mesurer exactement l'énergie que contient le faisceau incident en s'affranchissant des pertes d'énergie engendrées par la réflexion du faisceau sur la lame de prélèvement et la lentille de focalisation. On enregistre alors les énergies mesurées par les deux photo-détecteurs sur une large gamme d'énergies incidentes. Pour chaque énergie laser, la valeur de l'énergie mesurée a été moyennée sur 100 tirs laser. En traçant la courbe de calibration

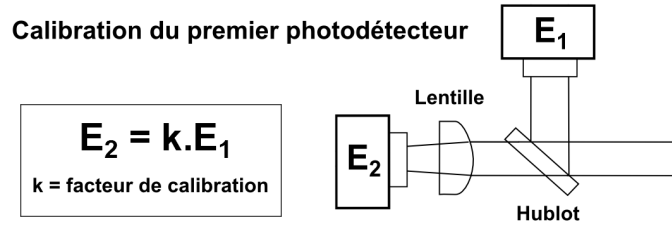


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental pour la calibration du photo-détecteur dédié à la mesure de l'énergie incidente

$E_2 = k \times E_1$  on retrouve un coefficient de calibration  $k$  égal à 4,24.

Cette calibration permet alors de déterminer l'énergie incidente de notre montage expérimental (Fig. 2.1) grâce à la mesure de l'énergie arrivant sur le premier photo-détecteur (3a), affectée du coefficient de calibration  $k$ .

### Incertitudes de mesure

L'incertitude de mesure relative de l'énergie  $\Delta E/E$  sur chacun des photo-détecteurs est fournie par le constructeur. Elle est égale à :

$$\beta = \frac{\Delta E}{E} = \pm 4\% \quad (2.2)$$

L'énergie déposée  $E_d$  étant égale à la soustraction de l'énergie incidente  $E_i$  et de l'énergie transmise  $E_t$ , l'incertitude sur la mesure de l'énergie déposée  $\Delta E_d$  est de [63] :

$$\Delta E_d = \sqrt{\Delta E_i^2 + \Delta E_t^2} = \beta \sqrt{E_i^2 + E_t^2} \quad (2.3)$$

## 2.2.3 Visualisation du plasma

Afin de caractériser l'évolution spatio-temporelle du plasma, des images de son émission ont été enregistrées dans les instants suivants le claquage optique.

### 2.2.3.1 Collection de l'émission

Pour collecter l'émission du plasma, une caméra CCD intensifiée 16 bits (Roper Scientific - *PIMAX 2*) équipée d'un intensificateur dans l'UV de type GEN II est placée au dessus-du point focal et perpendiculairement à la direction du faisceau laser (Fig. 2.3). La caméra possède une matrice CCD de  $512 \times 512$  pixels<sup>2</sup> et dont les dimensions sont de  $9,7 \times 9,7$  mm<sup>2</sup>. La taille des pixels est de  $19 \times 19$   $\mu\text{m}^2$ . Elle est munie d'un objectif UV (Nikkor UV -  $f=105$  mm,  $f/4.5$ ) ainsi que de plusieurs bagues allonges afin d'augmenter le grossissement du système et la résolution spatiale. La résolution spatiale a été déterminée expérimentalement grâce à une mire calibrée et est égale à  $22,0$   $\mu\text{m}/\text{pixel}$ . La zone observée représente donc un champ de  $11,3 \times 11,3$  mm<sup>2</sup>.

L'émission du plasma étant très intense, il est nécessaire de réduire fortement l'intensité de la

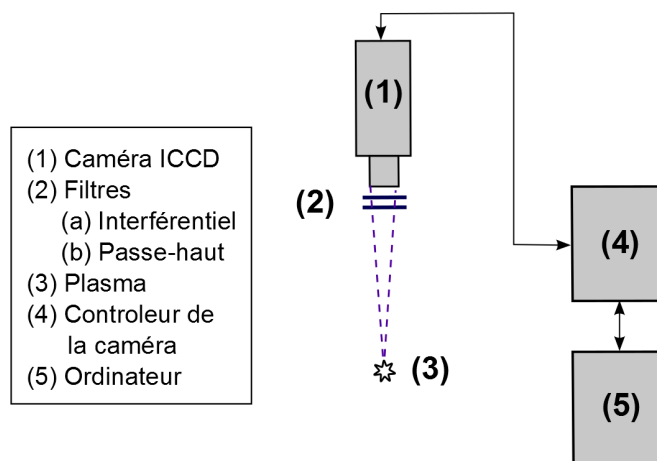


FIGURE 2.3 – Visualisation de l'émission du plasma par ICCD. La caméra est placée à la verticale et perpendiculairement à la direction du faisceau laser incident.

lumière collectée pour ne pas endommager la caméra. Pour cela, la caméra est équipée de deux filtres optiques : un filtre interférentiel (Asahi - *ZBPA310*) centré à 312 nm et de largeur à mi-hauteur égale à 10 nm, ainsi qu'un filtre passe-haut (Schott - *WG320*) d'une épaisseur de 2 mm. Ce système nous permet de toujours collecter un signal provenant de l'émission continu du plasma.

Le pilotage de la caméra ainsi que l'acquisition et l'enregistrement des images est effectué par le logiciel WinView (Roper Scientific). Il permet notamment de régler le gain (0 à 255) et la durée d'acquisition (de 5 ns à 2  $\mu$ s). Le gain de la caméra a été calibré en collectant l'émission stabilisée d'une lampe à deutérium et en mesurant l'intensité globale récoltée sur l'image en fonction du gain (Fig. 2.4). Le décalage temporel du déclenchement de la caméra par rapport au tir laser permet d'observer le plasma à différents instants après le claquage optique.

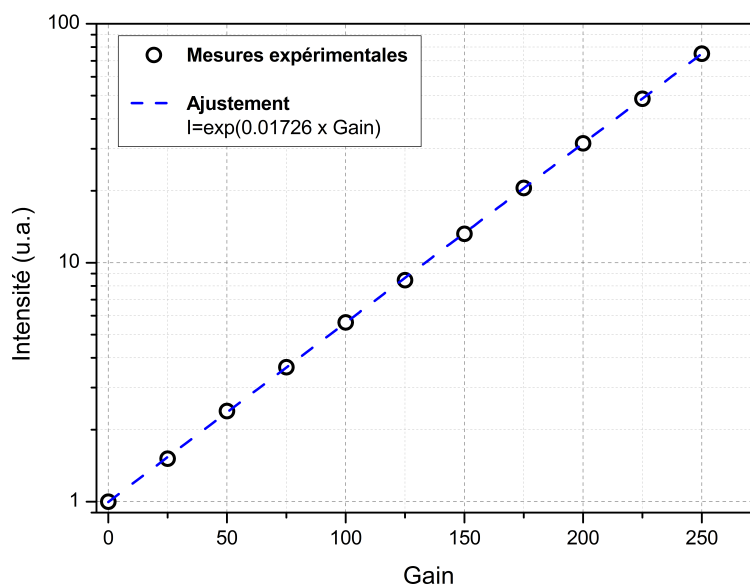


FIGURE 2.4 – Évolution de l'intensité en fonction du gain de l'intensificateur de la caméra ICCD

### 2.2.3.2 Protocole de traitement

Le traitement des images a été effectué via Matlab. Une image de référence a été utilisée pour soustraire le bruit de fond des images enregistrées. Pour déterminer les paramètres géométriques du plasma à différents instants chaque image est seuillée arbitrairement à 10% du maximum d'intensité de l'image et binarisée (Fig. 2.5). Ce choix est un compromis permettant de mesurer les dimensions du plasma sans être gêné par le bruit du signal détecté.

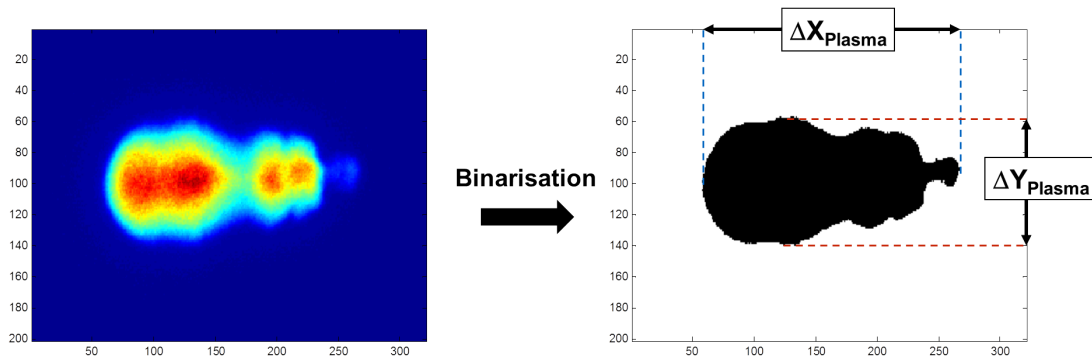


FIGURE 2.5 – Binarisation des images issues de la caméra ICCD

Ces images binarisées permettent de déterminer la longueur et la largeur de l'étincelle correspondant aux valeurs maximales des dimensions du plasma dans les deux directions, ainsi que sa surface sur l'image. Le volume est déterminé en considérant une symétrie cylindrique autour de l'axe de propagation du faisceau laser. La position du plasma est définie comme le barycentre de l'image binarisée.

#### Incertitudes de mesure

Si l'on estime l'incertitude de mesure des dimensions du plasma à partir de la résolution spatiale de notre montage de visualisation, on détermine l'incertitude sur  $\Delta X_{Plasma}$  et  $\Delta Y_{Plasma}$  à  $\pm 2$  pixels, soit une incertitude absolue de  $\pm 44 \mu\text{m}$ .

### 2.2.4 Strioscopie

#### 2.2.4.1 Principe de la strioscopie

Le strioscopie est un diagnostic optique très couramment utilisé, notamment dans l'étude des écoulements, car il permet de visualiser dans un milieu transparent les faibles variations d'indice optique. Il est donc particulièrement adapté pour visualiser une onde de choc qui correspond à un fort gradient de densité local dû à la brusque élévation de la température et de la pression. Un montage typique de strioscopie est représenté sur la figure 2.6.

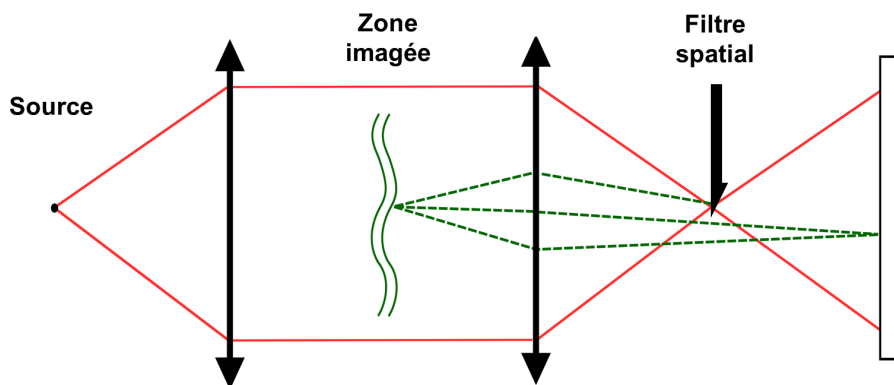


FIGURE 2.6 – Schéma de principe d'un montage de strioscopie

Dans un premier temps, on réalise une image de la source de lumière. Lorsqu'un gradient de densité apparaît dans la zone de test, une partie de la lumière provenant de la source va être déviée. En effet, selon la loi empirique de Gladstone-Dale, l'indice de réfraction  $n$  d'un gaz est relié à sa masse volumique  $\rho$  selon la relation suivante :

$$n - 1 = K\rho \quad (2.4)$$

où  $K$  est la constante de Gladstone-Dale (en  $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ ), laquelle dépend des caractéristiques du gaz et de la longueur d'onde considérée. Pour une longueur d'onde de 632,8 nm dans l'air,  $K$  est égal à  $0,2256 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$  [117]. Ces déviations donnent des variations spatiales de l'intensité qui peuvent alors être visualisées directement (principe de l'ombroscopie). Afin d'obtenir une image avec un meilleur contraste, on place un système de filtrage spatial (il s'agit généralement d'un couteau) dans le plan de Fourier. Ce dernier va majoritairement bloquer les rayons non-déviés. On obtient alors une image où les gradients de densités apparaissent comme des points très lumineux ou très sombres selon que le gradient observé est négatif ou positif, car l'intensité est alors proportionnelle aux variations d'indice de réfraction du premier ordre  $\frac{dn}{dx}$ .

#### 2.2.4.2 Montage de strioscopie

Le montage mis en place pour l'observation de l'onde de choc est représenté sur la figure 2.7. La source utilisée est une diode laser (Cavitar - *Cavilux*) de 500 W émettant des impulsions de durée réglable entre 50 ns et 10  $\mu\text{s}$ , à une longueur d'onde égale à  $688 \pm 1$  nm, et d'une largeur spectrale de 3 nm (largeur à mi-hauteur). La fréquence de répétition des impulsions laser est ajustable entre 30 et 30000 Hz selon la durée d'impulsion utilisée. L'utilisation d'une telle source permet d'enregistrer des images quasi-instantanées, la durée d'impulsion du laser correspondant alors à la résolution temporelle de la mesure. La durée d'impulsion a été fixée à 200 ns pour disposer d'une bonne résolution temporelle, ainsi que de suffisamment d'intensité lumineuse pour obtenir un bon rapport signal sur bruit sur les images de strioscopie.

Le faisceau provenant du laser est étendu spatialement à l'aide d'une lentille achromatique  $L_1$  de focale 1500 mm et de diamètre 105 mm, ce qui permet de générer un éclairage homogène de la zone à étudier. La lentille  $L_2$  de focale 500 mm et de diamètre 120 mm focalise la lumière sur un couteau.



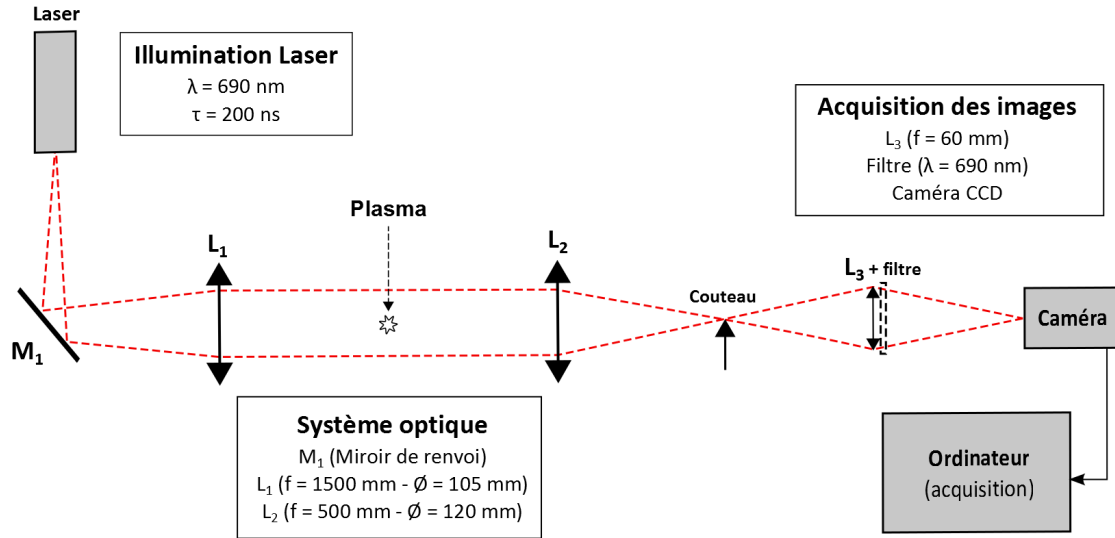


FIGURE 2.7 – Montage de strioscopie

Ce dernier est placé au foyer de la lentille  $L_2$ . Les rayons lumineux déviés par les gradients d'indice sont alors imagés grâce à une lentille  $L_3$  de focale 60 mm. Un filtre interférentiel centré à 690 nm est également placé sur le trajet du faisceau afin de limiter au maximum l'émission du plasma, et de ne conserver que la lumière provenant du laser.

L'image est ensuite directement collectée par une caméra CCD 8 bits (GigE uEye CP). Cette caméra possède une matrice de  $1280 \times 1024$  pixels<sup>2</sup> d'une dimension égale à  $6,7 \times 5,4$  mm<sup>2</sup> soit une taille de pixel de  $5,3$   $\mu\text{m}$ . La caméra a un temps d'exposition fixe d'une dizaine de millisecondes, et une fréquence d'acquisition maximum de 50 Hz. Dans le montage présenté ici, cette longue durée d'exposition n'est pas préjudiciable car seule la durée d'impulsion du laser limitera la résolution temporelle. L'ouverture de la caméra est déclenchée antérieurement au faisceau laser, car elle dispose d'un temps d'ouverture fixe d'environ  $72$   $\mu\text{s}$ . La résolution spatiale a été mesurée expérimentalement grâce à une mire calibrée et est égale à  $46,3$   $\mu\text{m}/\text{pixel}$ . La zone observée représente donc un champ de  $59,3 \times 47,5$  mm<sup>2</sup>. La caméra est reliée à un ordinateur pour permettre l'acquisition des images de strioscopie via le logiciel CAVILUX Control. Le décalage temporel du déclenchement du montage de strioscopie comprenant le laser et la caméra par rapport au tir laser permet d'observer l'onde de choc à différents instants après le claquage optique.

### 2.2.4.3 Protocole de traitement

Afin de quantifier la propagation de l'onde de choc, il est nécessaire de pouvoir mesurer le rayon de l'onde de choc avec précision à partir des images de strioscopie. Pour cela, une routine de traitement par Matlab a été développée et permet de calculer ce rayon.

Dans un premier temps, on va délimiter la zone de traitement de l'image contenant l'onde de choc (Fig. 2.8.a). Un filtrage de Sobel va détecter les points de changement soudain de luminosité sur l'image, correspondant aux contours de l'onde de choc (Fig. 2.8.b).

Afin de déterminer le rayon de l'onde de choc, on va comparer l'image filtrée avec l'image d'un

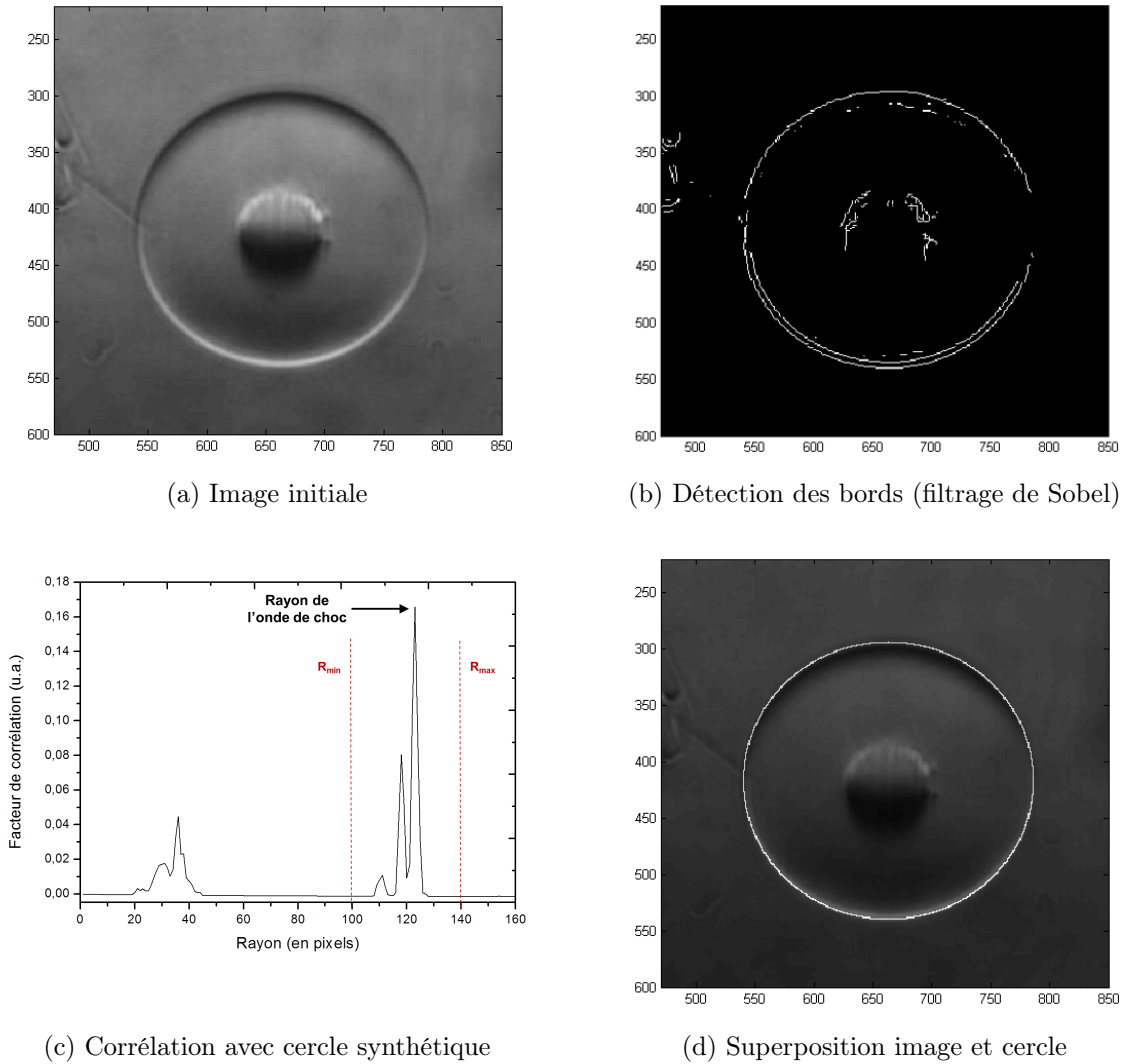


FIGURE 2.8 – Déroulement du programme de mesure du rayon de l'onde de choc

cercle synthétique de rayon  $R$  et de centre  $C$ , en mesurant le degré de corrélation  $\Delta r$  selon les deux dimensions de l'image. Ce degré de corrélation s'écrit :

$$\Delta r = \frac{\sum_m \sum_n (A_{mn} - \bar{A})(B_{mn} - \bar{B})}{\sqrt{\left(\sum_m \sum_n (A_{mn} - \bar{A})^2\right) \left(\sum_m \sum_n (B_{mn} - \bar{B})^2\right)}} \quad (2.5)$$

Où  $A$  et  $B$  correspondent aux deux images que l'on souhaite comparer, en l'occurrence l'image de strioscopie filtrée et l'image du cercle synthétique. Ce degré de corrélation  $\Delta r$  est calculé pour un rayon  $R$  du cercle synthétique qui varie entre  $R_{min}$  et  $R_{max}$ , dont les valeurs sont définies manuellement. Le rayon de l'onde de choc correspondra alors au rayon du cercle synthétique ayant le plus grand degré de corrélation avec l'image de l'onde de choc filtrée (Fig. 2.8.c.).

Le centre du cercle  $C$  est initialement choisi manuellement. Afin de corriger d'éventuelles erreurs sur le pointé du centre du cercle, le calcul du degré de corrélation est effectué sur une zone de  $20 \times 20$

pixels<sup>2</sup> autour du centre.

### Incertitudes de mesure

Comme pour le montage de visualisation ICCD, on détermine l'incertitude sur le rayon de l'onde de choc à  $\pm 1$  pixel, soit une incertitude absolue de  $\pm 46,3 \mu\text{m}$ .

## 2.3 Spectroscopie de l'émission du plasma

### 2.3.1 Montage expérimental pour les mesures spectroscopiques

Pour les mesures du spectre d'émission du plasma, un second dispositif expérimental (Fig. 2.9) a été monté. Celui-ci permet d'effectuer des mesures spectroscopiques pour un claquage optique se produisant dans l'air ambiant, ainsi que dans un mélange air/kérosène en phase vapeur. Le dispositif permettant la création du plasma et la mesure des énergies incidente et transmise est identique à celui présenté précédemment.

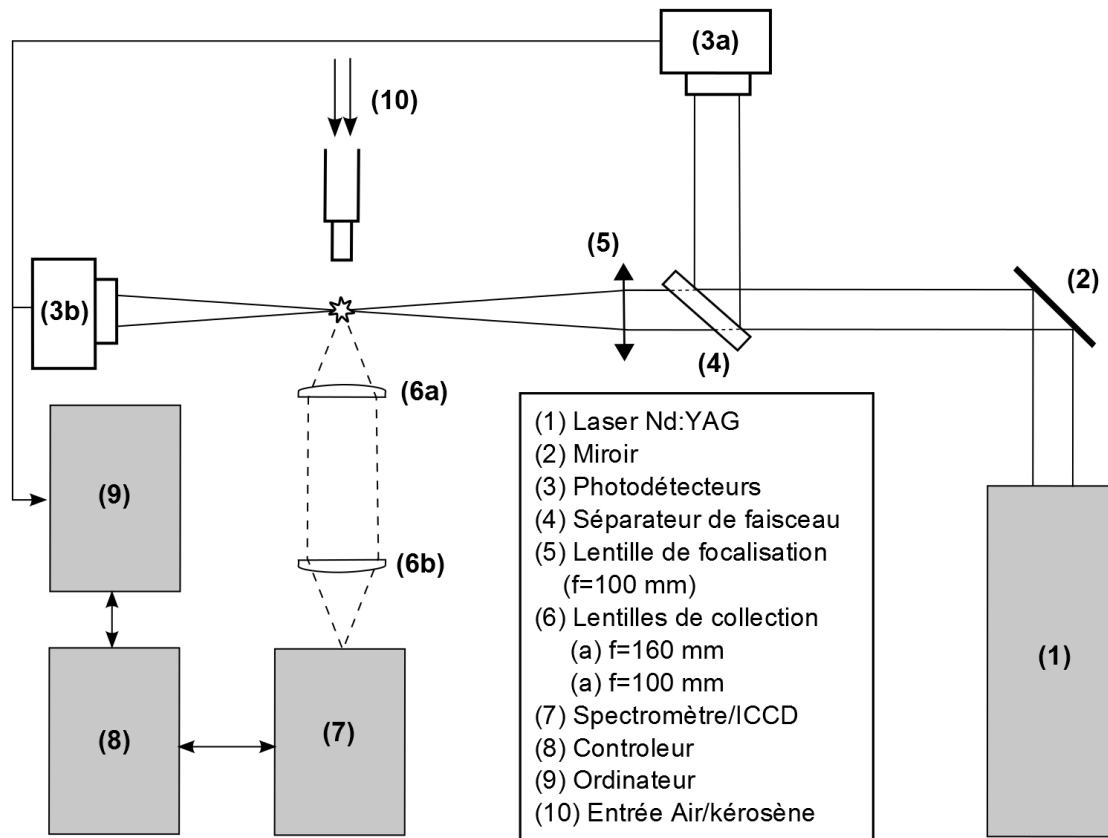


FIGURE 2.9 – Schéma du montage expérimental pour les mesures spectroscopiques en mélange gazeux (air et air/kérosène)

### 2.3.2 Injection du mélange air/kérosène

La génération du mélange kérosène vapeur / gaz est réalisée à l'aide d'un système "Controlled Evaporator and Mixer" (Bronkhorst - *CEM*). Le kérosène liquide (jet A1) est pressurisé à l'azote dans un réservoir de contenance égale à 1 litre. Le gaz porteur (air ou azote) est issu de bouteilles pressurisées (Air Liquide). Les lignes de kérosène et de gaz porteur sont connectées au système CEM où le gaz porteur sert à atomiser et transporter la phase liquide qui s'évapore lors de sa traversée dans un capillaire (longueur 2 m) chauffé à 180 °C.

Le mélange kérosène vapeur / gaz porteur est ensuite transporté via un tube métallique. Celui-ci est entouré d'une gaine chauffante pour éviter toute re-condensation du kérosène vapeur. Le mélange arrive jusqu'à la position du claquage sous des conditions de température et de concentration parfaitement contrôlées et reproductibles.

Les débits de kérosène et de gaz porteur sont régulés à l'aide de débitmètres massiques (Bronkhorst - *L1*) pour le kérosène et (Bronkhorst - *F-201C*) pour le gaz porteur et sont respectivement variés entre 0 et 10 g/h et égal à 2 l/min. La fraction molaire de kérosène dans le mélange est donc comprise entre 0 et 0,012, soit une richesse comprise entre 0 et 0,95 au point de mesure. Les incertitudes sur le débit d'air et le débit de kérosène sont respectivement de 0,2 l/min et 0,2 g/h, soit une incertitude sur la richesse comprise entre 10% (10 g/h) et 20% (2 g/h).

### 2.3.3 Collection du spectre d'émission

L'émission du plasma est collectée à l'aide d'un doublet de lentilles plano-convexes ( $f_1 = 160$  mm et  $f_2 = 100$  mm) permettant d'ajuster la distance entre le plasma et le spectromètre.

La lumière issue du plasma est focalisée sur la fente d'entrée d'un spectrographe imageur (Jobin Yvon - *SPEX 270M*) placé horizontalement. La fente possède une largeur égale à 15 mm et une hauteur fixée à 20  $\mu\text{m}$ . La lumière collectée est dispersée par un réseau possédant 600 traits/mm, avec une longueur d'onde de blaze égale à 400 nm. La lumière dispersée est ensuite projetée sur la matrice  $512 \times 512$  pixels<sup>2</sup> d'une caméra CCD intensifiée 16 bits (Roper Scientific - *PIMAX2*) équipée d'un intensificateur UV de type GEN II. Les dimensions physiques de la matrice CCD sont de  $9,7 \times 9,7$  mm<sup>2</sup>. La taille des pixels est de  $19 \times 19$   $\mu\text{m}^2$ .

La dispersion du réseau est déterminée expérimentalement à partir de mesures de la résolution spectrale du système de détection (spectrographe + caméra ICCD). Pour cela, on collecte pour plusieurs positions du réseau (200 nm, 250 nm, 300 nm, etc.) le spectre d'émission d'une lampe mercure-argon (Ocean Optics - *HG-1*) dont la longueur d'onde des raies est connue. On relève alors le décalage en pixels des raies du spectre de la lampe. La dispersion linéaire (en  $\text{nm} \cdot \text{mm}^{-1}$ ) correspond au rapport du décalage en longueur d'onde sur le décalage en mm, correspondant au nombre de pixels multiplié par leur taille. On obtient une dispersion linéaire de  $8 \text{ nm} \cdot \text{mm}^{-1}$ , soit une résolution de 0,15 nm/pixel. Une raie indéfiniment fine étant définie par 3 pixels sur la caméra, la résolution spectrale est de 0,45 nm pour la présente configuration optique. Ainsi, les 512 pixels de la caméra correspondent à une gamme spectrale de largeur égale à 78 nm.

On collecte le spectre du plasma entre 200 et 900 nm en juxtaposant plusieurs portions du spectre

couvrant chacune un domaine spectral précis. Chacun de ces domaines correspond à une longueur d'onde centrale allant de 250 à 850 nm par pas de 50 nm, et dont on ne conserve que la partie correspondant à  $\pm 25$  nm autour de la longueur d'onde centrale. Le temps d'exposition de l'intensificateur varie entre 10 et 2000 ns, avec un gain compris entre 0 et 250 dans les présentes expériences. Le spectrographe et la caméra ICCD sont reliés à un ordinateur pour permettre l'acquisition des spectres d'émission du plasma via le logiciel Winspec (Roper Scientific) sur la gamme 200-900 nm. Afin de couper la diffraction du deuxième ordre du réseau, un filtre passe-haut (Schott GG 455) d'épaisseur 3 mm est placé en entrée du spectromètre pour la gamme 450-900 nm. L'acquisition est progressivement décalée par rapport au tir laser pour mesurer les spectres à différents instants après la création du plasma.

### 2.3.4 Protocole de traitement

#### Bruit de fond

Il est nécessaire de prendre en compte le signal de fond qui correspond au signal détecté par la caméra en l'absence de signal lumineux. Pour cela, on mesure le bruit de fond de la caméra en fermant la fente d'entrée du spectrographe pour les différentes valeurs de gain et temps d'exposition des séries de mesures. On soustrait ensuite ce bruit de fond aux spectres mesurés.

#### Réponse spectrale

Le spectre brut mesuré par le système global (optiques de collection, filtre, spectrographe, intensificateur, CCD) reflète l'émission de la source lumineuse (en l'occurrence, le plasma), mais aussi la sensibilité spectrale des divers éléments du système (transmission des optiques, efficacité du réseau, réponse spectrale de l'intensificateur et du capteur CCD). Si on veut pouvoir interpréter correctement le spectre mesuré, il est nécessaire de corriger les mesures en déterminant la réponse spectrale du système  $RS(\lambda)$ .

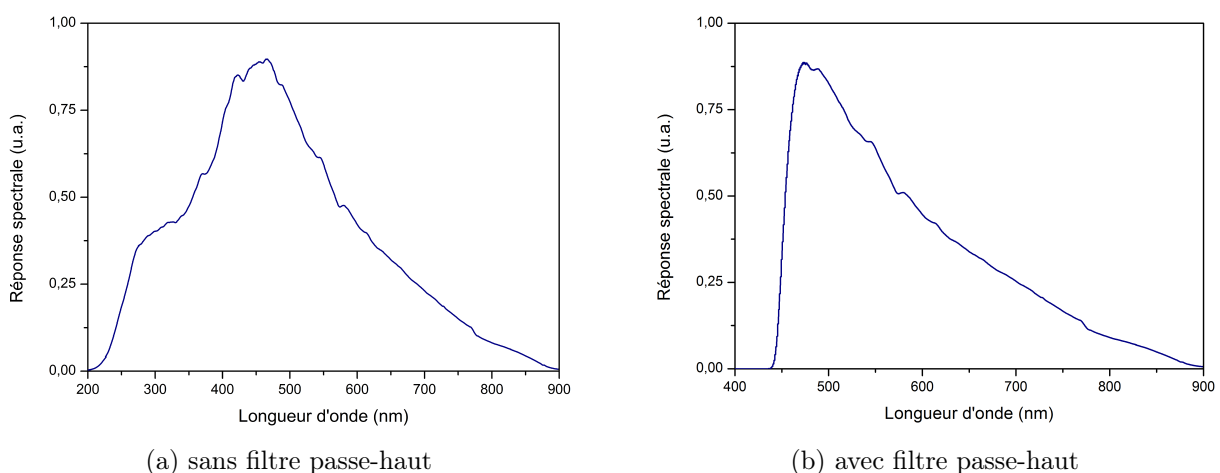


FIGURE 2.10 – Réponse spectrale du système de mesure

Afin de déterminer cette réponse spectrale, on acquiert le spectre d'émission d'une lampe deutérium/halogène (Ocean Optics - *DH-2000-CAL*) dont l'intensité spectrale est connue et calibrée. Les mesures sont effectuées dans les mêmes conditions géométriques que celles du spectre d'émission du

plasma. C'est à dire que la lampe est placée à l'endroit où le plasma se forme lors des expériences de claquage, et que la fente d'entrée du spectrographe a les mêmes dimensions que celles mentionnées précédemment (largeur : 15 mm / hauteur : 20  $\mu\text{m}$ ). Seules les durées d'acquisition sont différentes car l'intensité de la lampe de calibration est bien plus faible que celle du plasma. La durée d'acquisition pour la détermination de la réponse spectrale est de 10 ms. Le rapport entre l'intensité spectrale mesurée  $I_{mes}^{lampe}(\lambda)$  et l'intensité spectrale calibrée  $I_{cal}^{lampe}(\lambda)$  (fournie par le constructeur) donne la réponse spectrale  $RS(\lambda)$  du système :

$$RS(\lambda) = \frac{I_{mes}^{lampe}(\lambda)}{I_{cal}^{lampe}(\lambda)} \quad (2.6)$$

Sur la figure 2.10 est représentée la réponse spectrale du système avec et sans le filtre passe-haut. Chaque spectre expérimental mesuré  $S(\lambda)$  sera alors étalonné en tenant compte de la réponse spectrale  $RS(\lambda)$  pour obtenir le spectre final  $I(\lambda)$  selon la relation :

$$I(\lambda) = RS(\lambda) \times S(\lambda) \quad (2.7)$$

### Profil de Voigt

Afin de pouvoir extraire l'intensité et la largeur spectrale des raies d'émission que l'on souhaite étudier en vue de la mesure de la température et de la densité électroniques (cf. parties 2.3.5 et 2.3.6), on effectue un ajustement par la méthode des moindres carrés (selon la méthode de Levenberg-Marquardt [118]) du profil spectral de chacune des raies  $i$  par un profil de Voigt, qui correspond à la convolution d'un profil gaussien et d'un profil lorentzien. Le spectre mesuré est alors de la forme :

$$I(\lambda) = (A + B\lambda) + \sum_i I_i V_i(\lambda_i, \Delta\lambda_G, \Delta\lambda_L) \quad (2.8)$$

où  $I_i$  est l'intensité de la raie considérée,  $\lambda_i$  sa longueur d'onde,  $\Delta\lambda_G$  la contribution gaussienne du profil de Voigt  $V_i$  et  $\Delta\lambda_L$  sa contribution lorentzienne.

La figure 2.11 représente un exemple d'ajustement pour la gamme spectrale comprise entre 730 et 810 nm.

### 2.3.5 Mesures de température

D'un point de vue théorique, la connaissance de la température qui règne au sein du plasma est nécessaire pour la compréhension des phénomènes de dissociation, d'excitation et d'ionisation qui prennent place dans le plasma. La température du plasma est également un paramètre essentiel si l'on cherche à caractériser et comparer les plasmas créés par focalisation laser, et permet également de quantifier la proportion d'énergie déposée par le faisceau incident qui est ensuite dissipée par rayonnement.

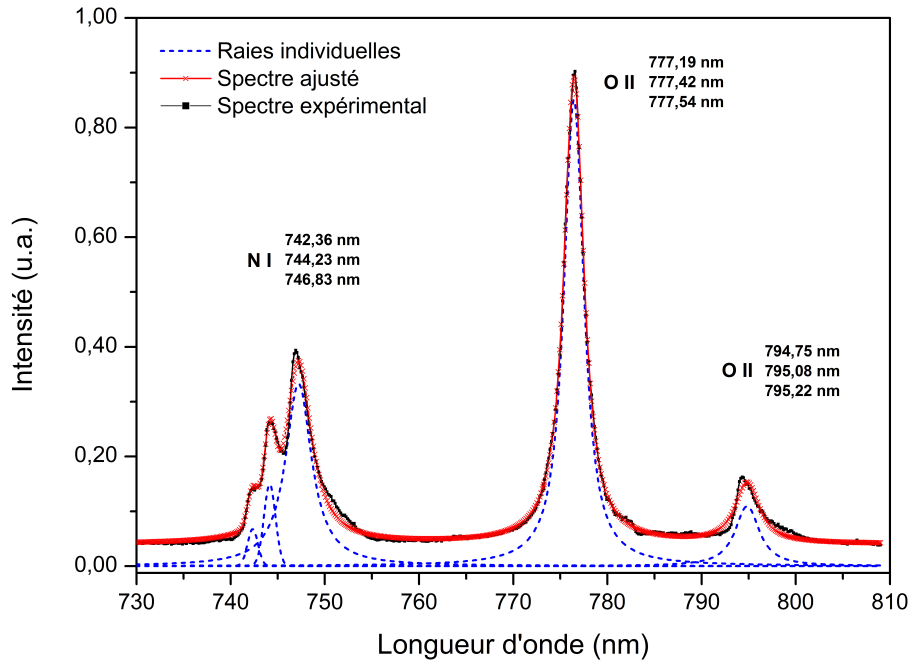


FIGURE 2.11 – Ajustement d'un spectre expérimental pour la gamme spectrale 730-810 nm

### 2.3.5.1 Équilibre thermodynamique

Une méthode classiquement utilisée pour déterminer de la température électronique d'un plasma requiert l'application de la loi de Boltzmann, laquelle décrit la répartition de la population d'une espèce atomique ou moléculaire sur ses niveaux électroniques et définit également la température d'excitation du plasma. Cependant, la validité de cette loi nécessite que le plasma soit à l'équilibre thermodynamique.

Pour qu'il y ait Équilibre Thermodynamique Complet (ETC), il faut que le principe de micro-réversibilité soit satisfait. Ce dernier postule que l'équilibre est maintenu seulement si tous les processus susceptibles de modifier la population des niveaux d'énergie (excitation et désexcitation par collision ou par rayonnement) sont contrebalancés par le même processus inverse. Par exemple, l'émission d'un photon doit être compensé par la réabsorption d'un photon. Dans ces conditions, on peut définir une température unique  $T$  qui validera :

- la loi de Boltzmann, qui décrit la répartition de la population d'une espèce atomique ou moléculaire sur ses niveaux d'énergie ;
- la loi de Maxwell, qui décrit la répartition des vitesses des espèces présentes dans le plasma ;
- la loi de Saha, qui, en reliant l'état d'ionisation d'un élément à la température et à la densité d'électrons, décrit la population des ions successifs d'un élément présent dans le plasma ;
- la loi de Planck, qui décrit la distribution spectrale du rayonnement thermique d'un corps noir.

Dans le cadre des plasmas créés par focalisation laser, il est impossible de satisfaire un tel critère puisque le plasma est inhomogène et non-stationnaire. Il est donc d'usage d'utiliser un critère moins restrictif qui est celui de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). Dans le cadre de l'ETL, il est supposé que les processus radiatifs sont négligeables devant les processus collisionnels. On considère

alors que les excitations et désexcitations des atomes ou molécules proviennent uniquement de ces processus collisionnels, et que ces derniers suivent le principe de micro-réversibilité.

Un critère souvent utilisé dans la littérature pour justifier l'approximation de l'ETL est celui de McWhirter [119]. Ce critère définit une densité électronique limite pour que les processus collisionnels puissent être considérés comme prépondérant par rapport aux processus radiatifs. Ce critère s'écrit :

$$N_e \geq 1,6 \cdot 10^{12} T^{1/2} (\Delta E)^3 \quad (2.9)$$

où  $N_e$  est la densité électronique (en  $\text{cm}^{-3}$ ),  $\Delta E$  (en eV) est la plus grande énergie de transition de l'espèce considérée et  $T$  est la température du plasma (en K). De nombreuses études [37, 120–122] se sont penchées sur la mesure de la densité électronique, et dans le cas des plasmas créés par focalisation laser, ce critère est souvent vérifié (Fig. 2.12).

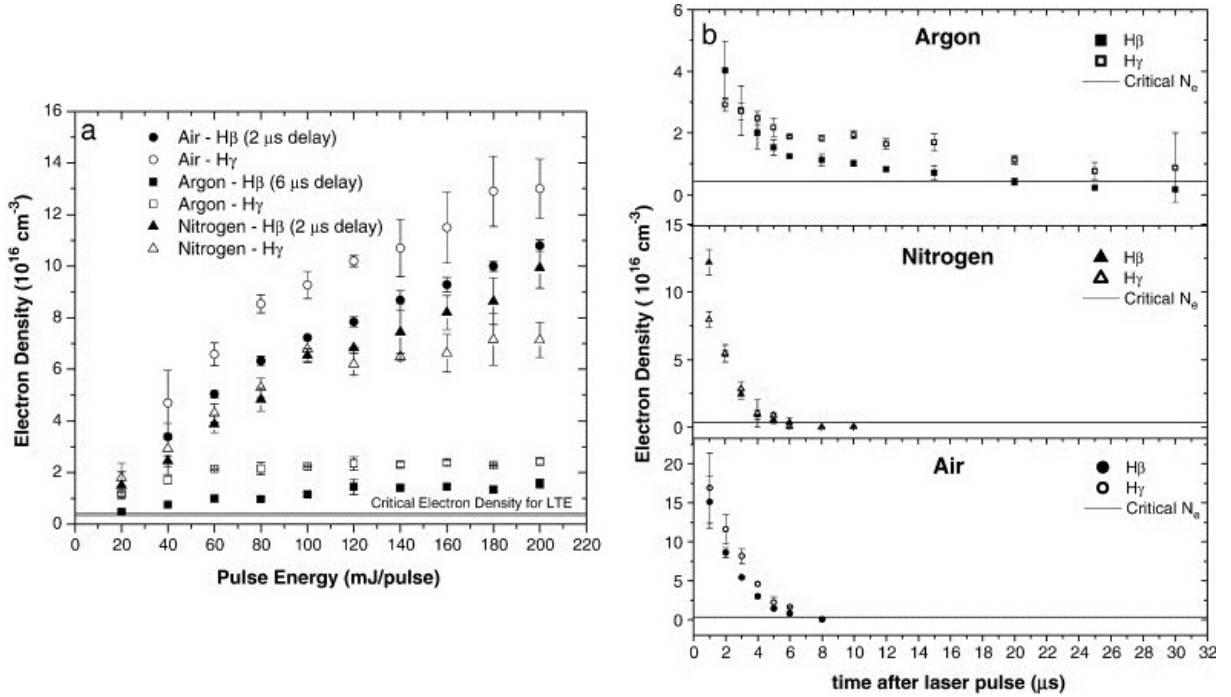


FIGURE 2.12 – Mesures de densités électroniques à partir de l'élargissement Stark des raies de l'hydrogène en fonction (a) de l'énergie incidente ou (b) du délai d'acquisition après l'impulsion laser [122]. Le claquage est effectué sur une surface aqueuse plongé dans un environnement gazeux (air, azote ou argon)

Cependant, dans le cadre d'un plasma créé par claquage laser, le critère de McWhirter est nécessaire, mais pas suffisant pour justifier l'ETL [123]. En effet, la prédominance des processus collisionnels dans le plasma en comparaison des processus radiatifs implique que pour réaliser l'ETL, il faut également que les temps caractéristiques de ces processus soient petits par rapport aux temps caractéristiques d'évolution de la densité  $n_e$  et de la température  $T$  électroniques. L'ETL n'est donc applicable que sur un intervalle de temps  $\Delta t$  au cours duquel  $n_e$  et  $T$  sont quasi constants. Cristoforetti et al. [123] ont ainsi défini deux critères supplémentaires :



$$\frac{T(t + \tau_{rel}) - T(t)}{T(t)} \ll 1 \quad \frac{n_e(t + \tau_{rel}) - n_e(t)}{n_e(t)} \ll 1 \quad (2.10)$$

$$\frac{T(x + \lambda) - T(x)}{T(x)} \ll 1 \quad \frac{n_e(x + \lambda) - n_e(x)}{n_e(x)} \ll 1 \quad (2.11)$$

où  $T$  correspond à la température électronique (en K),  $n_e$  à la densité électronique (en  $\text{cm}^{-3}$ ),  $\tau_{rel}$  est le temps de relaxation du plasma (temps requis pour l'établissement des équilibres d'excitation et d'ionisation dans le plasma) et  $\lambda$  (en cm) la longueur de diffusion. La vérification de tels critères demanderait de déterminer les valeurs de  $\tau_{rel}$  et  $\lambda$  associées au plasma. En l'occurrence, il s'agit des valeurs pour l'oxygène et l'azote pour un claquage dans l'air, et celles de l'hydrogène et du carbone pour un claquage en présence d'un carburant. Cependant, la mesure de telles paramètres va au-delà du cadre de cette étude, et on se contentera donc du critère de McWhirter pour valider l'ETL. Toujours est-il qu'une étude approfondie sur la validité ou l'écart par rapport à l'ETL serait nécessaire pour conclure sur cette question.

### 2.3.5.2 Relation de Boltzmann

A partir du spectre d'émission d'un plasma, il est possible d'en déterminer la température. En effet, si l'on suppose que la répartition des populations des états suit la loi de Boltzmann, la densité de population d'un niveau d'énergie est défini par la relation :

$$N_i = N \frac{g_i}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (2.12)$$

où  $N$  est la population totale de l'espèce considérée,  $N_i$  la population du niveau  $i$  de dégénérescence  $g_i$  et d'énergie  $E_i$ ,  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $Z$  la fonction de partition interne et  $T$  la température (en K). La puissance lumineuse  $I_{if}$  émise par une raie correspondant à cette transition  $i \rightarrow f$  est alors égale à :

$$I_{if} = A_{if} h \nu_{if} N_i = A_{if} f \nu_{if} N \frac{g_i}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (2.13)$$

où  $A_{if}$  est la probabilité de transition de la raie considérée,  $\nu_{if}$  est la fréquence de la transition, et  $h$  correspond à la constante de Planck ( $6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ). Cependant, la mesure de la température  $T$  demande la connaissance de la population totale de l'espèce émettrice, ainsi que de la fonction de partition, qui sont des quantités généralement inconnues. Afin de s'affranchir de ces paramètres, on peut calculer l'émission provenant de deux raies correspondants à deux transitions d'une même espèce que l'on nommera ici  $i_1 \rightarrow f_1$  et  $i_2 \rightarrow f_2$ . Le rapport d'intensité des raies devient alors :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 A_1 \nu_1}{g_2 A_2 \nu_2} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}\right) \quad (2.14)$$

Ici,  $E_1$  et  $E_2$  correspondent à l'énergie des niveaux supérieurs des deux transitions considérées. La température peut ensuite être calculée grâce à la relation suivante :

$$T = \frac{E_1 - E_2}{k_B} \left[ \ln \left( \frac{A_1 g_1 \nu_1 I_2}{A_2 g_2 \nu_2 I_1} \right) \right]^{-1} \quad (2.15)$$

### Incertitude de mesure

L'incertitude relative sur la mesure de la température par la méthode de Boltzmann s'écrit [37] :

$$\left| \frac{\Delta T}{T} \right| = \frac{kT}{E_1 - E_2} \left| \frac{\Delta X}{X} \right| \quad (2.16)$$

où  $\left| \frac{\Delta X}{X} \right|$  correspond à l'incertitude relative sur les intensités de raies  $I_i$  ainsi que sur les probabilités de transition de raies  $A_i$ . On définit alors :

$$\frac{\Delta X}{X} = \frac{\Delta I_1}{I_1} + \frac{\Delta I_2}{I_2} + \frac{\Delta A_1}{A_1} + \frac{\Delta A_2}{A_2} \quad (2.17)$$

Cette incertitude va donc dépendre de la température mesurée, de la transition considérée, mais également de l'imprécision sur les probabilités de transition de raies  $A_i$ , comprises entre 10 et 25 % selon les raies.

### 2.3.6 Mesures de la densité électronique

La densité électronique est également un paramètre important permettant de caractériser le plasma. Il est notamment important de déterminer cette valeur afin de pouvoir valider le critère de McWhirter. Afin de mesurer la densité électronique, il est courant, lorsque l'on parle de plasma induit par laser, d'utiliser l'élargissement Stark des raies de l'hydrogène atomique [124–128].

#### 2.3.6.1 Les élargissement spectraux

##### Élargissement Stark

L'effet Stark se produit lorsque les états électroniques des espèces composant le milieu étudié sont modifiés en présence d'un champ électrique, ce qui se traduit par un élargissement de forme lorentzienne  $\Delta\lambda_S$  (à mi-hauteur) ainsi qu'un décalage en longueur d'onde  $\sigma\lambda_S$  des raies spectrales. Dans le cas d'un claquage induit par laser, le champ électrique est produit par la forte densité d'électrons présents dans le plasma. Cet effet est particulièrement visible sur les raies atomiques de l'hydrogène. Pour la raie atomique de l'hydrogène à 656.28 nm ( $H_\alpha$ ), la relation entre la densité électronique  $n_e$  (en  $\text{m}^{-3}$ ) et la largeur de raie  $\Delta\lambda_S$  (en nm) s'écrit alors [129] :

$$n_e = 10^{23} \left( \frac{\Delta\lambda_S}{1.098} \right)^{1.47135} \quad (2.18)$$

La valeur du décalage spectral (en nm) dû l'effet Stark  $\sigma\lambda_S$  est égal à [130] :

$$\sigma\lambda_S = 0.056 \times (\Delta\lambda_S)^{3/2} \quad (2.19)$$

Avant de pouvoir mesurer l'élargissement provoqué par effet Stark, il convient cependant de déterminer quelles autres phénomènes physiques interviennent dans l'élargissement des raies de l'hydrogène.

### Élargissement naturel

L'élargissement naturel d'une raie spectrale est lié à la durée de vie de son niveau excité, et induit un élargissement de type lorentzien. Dans le cas de la raie  $H_\alpha$ , cet élargissement est de l'ordre de  $10^{-5}$  nm [131], ce qui est bien en-deçà de la résolution du spectromètre. Cette contribution est donc négligée.

### Élargissement Doppler

L'élargissement Doppler est un élargissement gaussien généré par le mouvement des espèces rayonnantes, et est donc fonction de la température du milieu T. Pour la raie  $H_\alpha$  considérée, la largeur spectrale  $\Delta\lambda_D$  (en nm) s'écrit alors [132] :

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \left( \frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad (2.20)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de la raie considérée (en nm), T est la température (en K) et M est la masse de l'espèce émettrice (en unité atomique). Pour la raie  $H_\alpha$  ( $M=1$ ,  $\lambda_0=656,28$  nm), si l'on considère une température de 30 000 K, on obtient un élargissement Doppler de l'ordre de  $8 \times 10^{-2}$  nm, ce qui est inférieur à la résolution du spectromètre.

### Élargissement collisionnel

On observe un élargissement collisionnel lorsque l'espèce émettrice (atome ou molécule) est perturbée par les autres espèces neutres. Yubero et al. [132] fournissent une expression simplifiée de cet élargissement  $\Delta\lambda_c$  (en nm) pour la raie  $H_\alpha$  :

$$\Delta\lambda_c = \frac{5.736}{T^{0,7}} \quad (2.21)$$

où T est la température (en K). Pour une température de 30 000 K, on obtient un élargissement collisionnel de l'ordre de  $4 \times 10^{-3}$  nm. Cette contribution est donc suffisamment faible pour être négligée.

### Élargissement instrumental

Lorsqu'une onde monochromatique est analysée par un spectromètre, ce dernier va induire un élargissement instrumental gaussien qui va dépendre de la largeur de la fente d'entrée ainsi que des phénomènes de diffraction. L'émission spectrale mesurée est donc la convolution du spectre de raies émises par le plasma et de la fonction d'appareil.

Cet élargissement a été mesuré expérimentalement en collectant l'émission d'une lampe à mercure et en observant l'émission de la raie à 253,7 nm qui est supposée infiniment fine. L'élargissement observé correspond alors à l'élargissement expérimental induit par le spectromètre avec le montage utilisé lors des expériences. On obtient :

$$\Delta\lambda_{exp} = 0.45 \text{ nm} \quad (2.22)$$

Dans le cadre de cette étude, l'élargissement de la raie de l'hydrogène atomique proviendra donc essentiellement de l'élargissement dû à la réponse du système de mesure (gaussien), et de l'élargissement Stark (lorentzien).

### 2.3.6.2 Mesure de l'élargissement Stark

Afin de pouvoir obtenir une bonne évaluation de l'élargissement Stark, il a été choisi de suivre le protocole de mesure établi par Konjevic et al. [129] qui proposent une méthode de déconvolution simplifiée du profil de Voigt selon la formule :

$$w_v = \frac{w_L}{2} + \left( \left( \frac{w_L}{2} \right)^2 + \left( \frac{w_G}{2} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

où  $w_v$  est la largeur à mi-hauteur du profil de Voigt,  $w_G$  est la composante gaussienne et  $w_L$  la composante lorentzienne. L'élargissement des raies provenant essentiellement de la fonction d'appareil du spectromètre (gaussienne) et de l'élargissement Stark (lorentzien), cette relation permet de calculer directement la composante lorentzienne de l'élargissement mesuré correspondant à l'élargissement Stark que l'on cherche à déterminer. Le calcul de la densité électronique est alors effectué à partir de l'équation 2.18.

### 2.3.6.3 Incertitude de mesure sur la densité électronique

Selon Griem [133], la précision de la mesure de la densité électronique à partir de l'élargissement Stark de la raie  $H_\alpha$  est de l'ordre de 20%. Cette incertitude est principalement due aux erreurs théoriques lors de la détermination du profil de raie, et non pas aux incertitudes de mesure. Nous avons conservé cette valeur d'incertitude pour les mesures de  $n_e$ , valeur qui avait également été retenue par plusieurs études [37, 56, 134].

## 2.4 Montage de caractérisation du plasma en diphasique

### 2.4.1 Montage expérimental

Un troisième montage expérimental a été mis en place pour étudier l'effet de la présence de gouttes liquides (environnement diphasique) sur la création et l'évolution du plasma induit par laser. Le montage est présenté sur la figure 2.13.

Ce montage permet la génération d'un plasma par focalisation laser (1,4) dans une zone pouvant contenir un spray de dodécane (7), mais également la mesure de l'énergie incidente et transmise (3), ainsi que la visualisation du plasma par imagerie intensifiée (6).

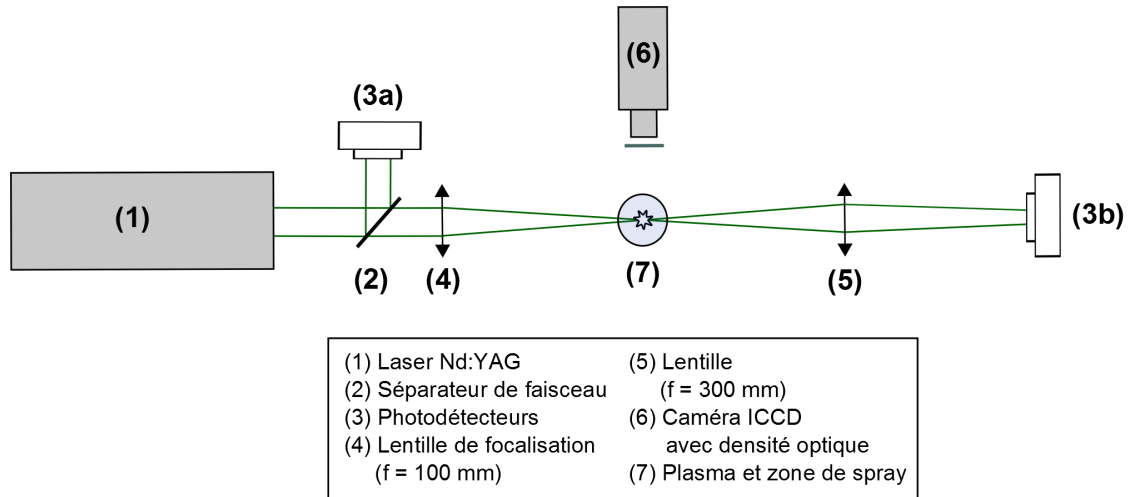


FIGURE 2.13 – Montage expérimental utilisé pour la caractérisation du claquage laser en milieu diphasique

### 2.4.2 Création du spray

La génération du spray de dodécane est réalisée à l'aide du système d'atomisation ultrasonique représenté sur la figure 2.14. Ce système comprend une buse d'atomisation (LECHLER - réf 710.169.16.20.00.0) alimentée par un oscillateur ultrasonique (LECHLER - réf 071.094.45.10.00.1). Le spray est généré grâce à des éléments piézo-électriques présents dans l'atomiseur qui vont vibrer à une fréquence suffisamment élevée (60 kHz dans nos expériences) pour permettre l'atomisation du dodécane en gouttes très fines. Le brouillard de gouttes généré en sortie de l'atomiseur est ainsi injecté dans l'écoulement d'air porteur jusqu'à la zone de claquage (Fig.2.14).

Le débit d'air total est égal à 20,4 ln/min, et est régulé par un débitmètre massique (Bronkhorst - *EL-FLOW*). Le débit de dodécane est compris entre 0 et 300 g/h, ce qui correspond à une richesse comprise entre 0 et 1,25. Il est régulé par un débitmètre massique (Brooks Instrument - *Quantim Precision Mass flow*).

Le diamètre des gouttes présentes dans le spray est compris entre 8  $\mu\text{m}$  et 30  $\mu\text{m}$ . Le diamètre arithmétique moyen ( $D_{10}$ ) est de 14,7  $\mu\text{m}$  et le diamètre moyen de Sauter ( $D_{32}$ ) est de 19  $\mu\text{m}$ . La distribution du diamètre des gouttes est représentée sur la figure 2.15.

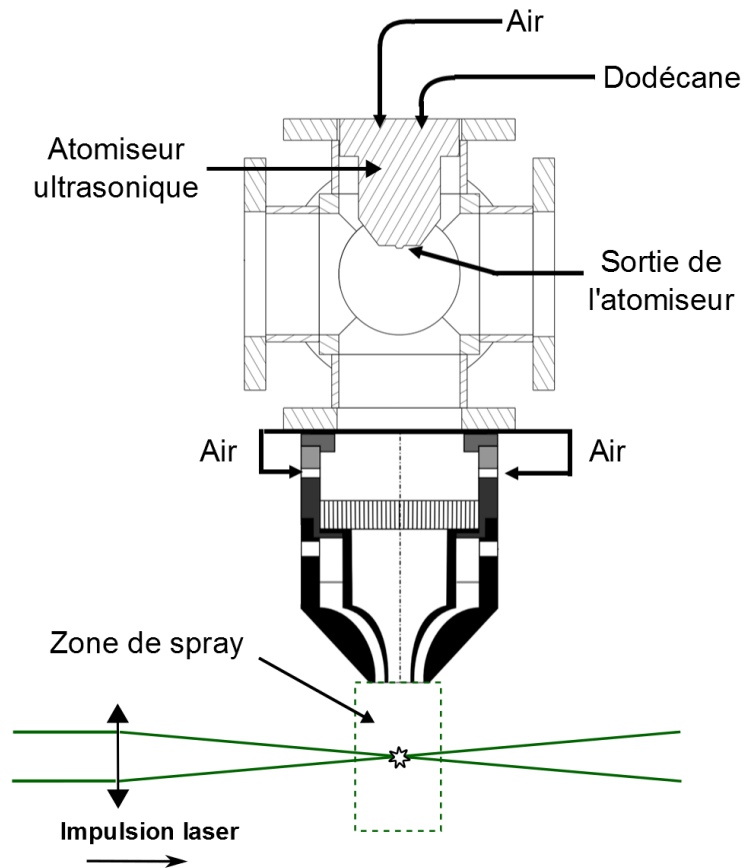


FIGURE 2.14 – Schéma du dispositif de création du spray de dodécane utilisé pour les expériences de claquage laser en milieu diphasique

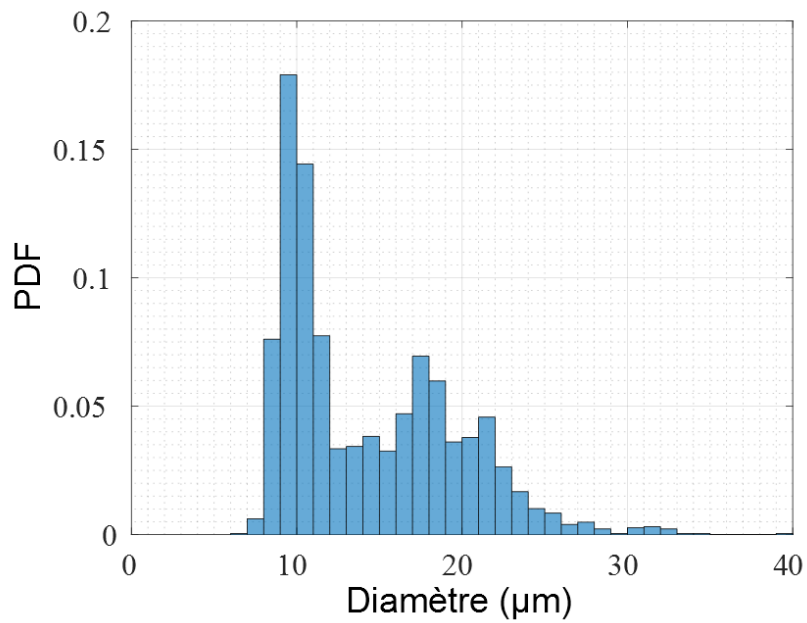


FIGURE 2.15 – Distribution de la taille des gouttes dans le spray de dodécane

### 2.4.3 Processus de création du plasma

Les plasmas induits par laser sont générés par un laser Nd :YAG (Continuum - *Inlite*) pouvant délivrer deux impulsions dont l'énergie est au maximum de 100 mJ par impulsion. La longueur d'onde du faisceau est de 532 nm, la durée d'impulsion est de 8 ns, le diamètre du faisceau est de 6 mm. L'énergie de chaque impulsion en sortie est ajustée en modifiant le délai entre le déclenchement de la pompe flash et du Q-switch correspondant. La pompe flash est déclenchée à une fréquence de 10 Hz et le Q-switch à 1 Hz. La fréquence de claquage optique est donc de 1 Hz.

Pour la focalisation du faisceau, une lentille convergente plano-convexe de focale 100 mm à 532 nm (Thorlabs) a été utilisée.

### 2.4.4 Mesures d'énergie

Pour la mesure des énergies incidente et transmise, deux photo-détecteurs (Ophir - *PE25-SH*) sont utilisés. Le premier collecte une portion de l'énergie du faisceau incident réfléchi par un séparateur de faisceau (Newport - *PBS*) et permet la mesure de l'énergie incidente. Le deuxième est placé après le point de claquage et permet la mesure de l'énergie transmise. Une lentille convergente de focale 300 mm est utilisé pour collimater la totalité du faisceau transmis sur la zone sensible du photo-détecteur. Les acquisitions sont effectuées via le logiciel Starcom (Ophir).

La procédure de calibration de la mesure d'énergie est identique à celle présentée dans le paragraphe 2.2.2.

### 2.4.5 Visualisation du plasma

Pour collecter l'émission du plasma, deux système d'imageries ont été utilisés :

- une caméra CCD intensifiée (Princeton Instruments - *PI-MAX*) qui possède une matrice de  $512 \times 512$  pixels<sup>2</sup>. La caméra est munie d'un objectif (Nikkor,  $f=60$  mm,  $f/2.8$ ), et d'une densité neutre pour ne pas saturer la caméra. La résolution spatiale a été déterminée expérimentalement à l'aide d'une mire calibrée et est égale à  $51,0 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . La zone observée représente donc un champ de  $26,1 \times 26,1 \text{ mm}^2$ .
- une caméra CCD intensifiée (Princeton Instruments - *PI-MAX 4*) qui possède une matrice de  $1024 \times 1024$  pixels<sup>2</sup>, munie d'un objectif (-) et d'une densité neutre pour ne pas saturer la caméra. La résolution spatiale a été déterminée expérimentalement à l'aide d'une mire calibrée et est égale à  $22,6 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . La zone observée représente donc un champ de  $23,1 \times 23,1 \text{ mm}^2$ .

Le procédé de traitement des images du plasma est identique à celui présenté dans le paragraphe 2.2.3.

## 2.5 Synchronisation

Dans les différents montages expérimentaux présentés, un générateur de délai est utilisé pour synchroniser le déclenchement du laser (flash et Q-switch des deux voies du laser) avec ceux des diagnostics optiques (caméra et laser de strioscopie, caméra de visualisation ICCD, caméra ICCD du spectromètre). Deux générateurs différents ont été utilisés :

- un Model 565 (Berkeley Nucleonics) pour les deux premiers montages (paragraphes 2.2 et 2.3)
- un Model 555 (Berkeley Nucleonics) pour le montage de caractérisation en diphasique (paragraphe 2.4)

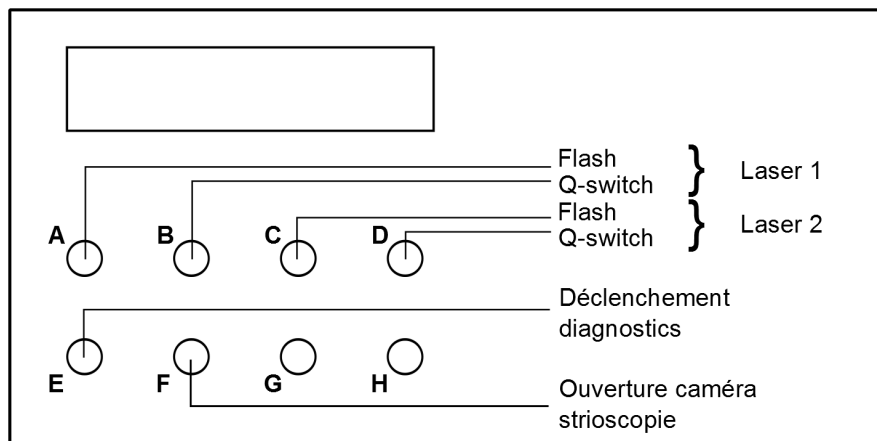


FIGURE 2.16 – Schéma des voies du générateur de délai

La description des différentes voies de déclenchement est la suivante :

- A/B/C/D : ces voies vont déclencher les flash et Q-switch des deux impulsions laser. Les intervalles A-B et C-D (compris entre 260 et 400  $\mu\text{s}$ ) permettent donc de modifier l'énergie de chaque impulsion laser tandis que l'intervalle B-D détermine le délai entre les deux impulsions laser.
- E : cette voie va déclencher la caméra ICCD pour la visualisation du plasma, la caméra ICCD pour l'acquisition du spectre d'émission ainsi que le laser utilisé pour le montage de strioscopie.
- F : cette voie va déclencher l'ouverture de la caméra de strioscopie. En effet, son ouverture lente nécessite d'anticiper son déclenchement par rapport au reste du matériel. L'intervalle F-E est fixé à 72  $\mu\text{s}$ .

Sur la figure 2.17 est représenté le chronographe des différents signaux.



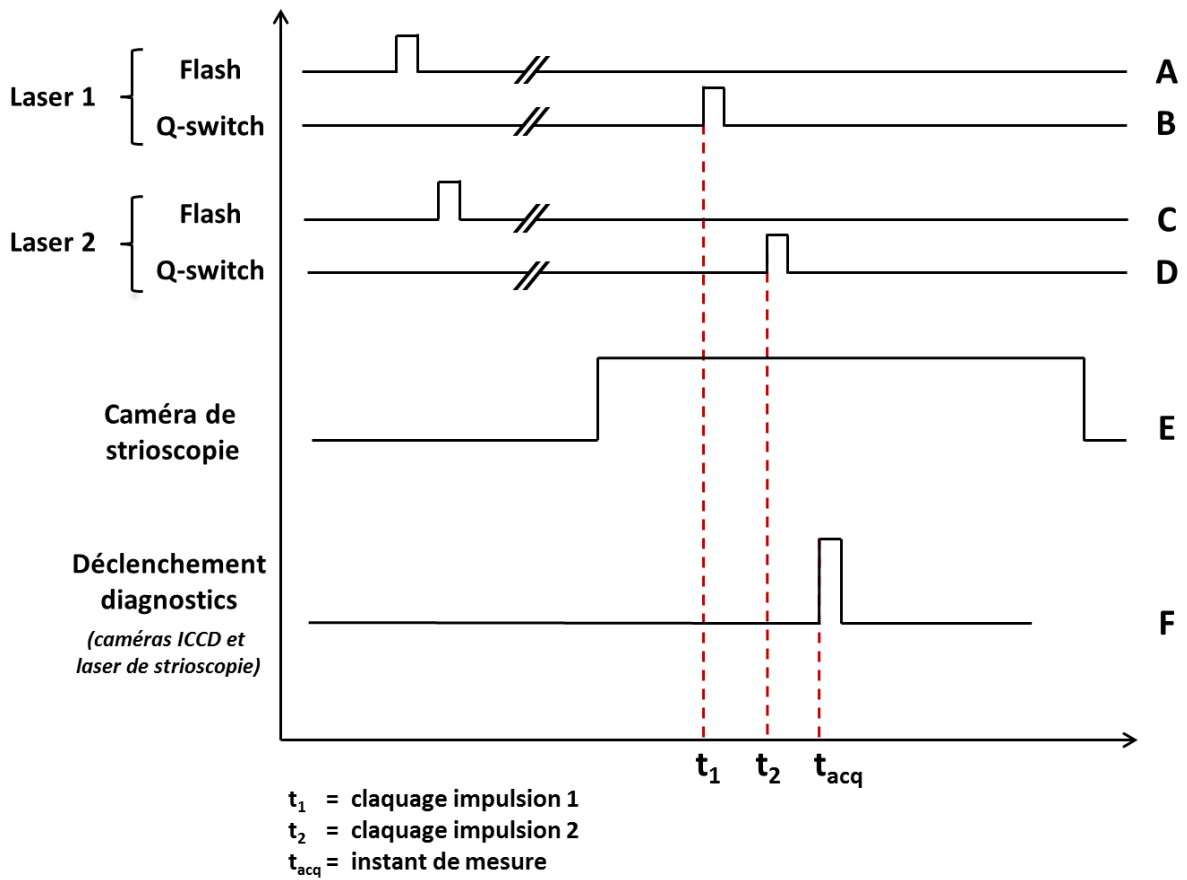


FIGURE 2.17 – Chronographe des signaux émis par le générateur de délais

## CHAPITRE 3

---

# Caractérisation du claquage en impulsion unique

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>81</b>
<b>3.2</b>	<b>Caractérisation de l'absorption du plasma</b>	<b>82</b>
3.2.1	Seuil de claquage	82
3.2.2	Évolution du taux d'absorption	84
<b>3.3</b>	<b>Propagation spatiale du plasma</b>	<b>86</b>
3.3.1	Observation du dépôt d'énergie	86
3.3.2	Évolution spatio-temporelle du plasma	88
<b>3.4</b>	<b>Propagation de l'onde de choc induite</b>	<b>90</b>
3.4.1	Visualisation de l'onde de choc	91
3.4.2	Les modèles de propagation	93
3.4.3	Quantification de l'énergie dépensée dans l'onde de choc	95
<b>3.5</b>	<b>Spectroscopie d'émission du plasma</b>	<b>101</b>
3.5.1	Évolution temporelle de l'émission spectrale	101
3.5.2	Mesures de la température du plasma	105
3.5.2.1	Choix des raies spectrales	105
3.5.2.2	Évolution temporelle de la température du plasma	108
3.5.2.3	Fit de la décroissance de la température	109
3.5.3	Évolution temporelle de la densité électronique	111
<b>3.6</b>	<b>Pertes radiatives d'un plasma induit par laser</b>	<b>114</b>
<b>3.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>117</b>

---

### 3.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de décrire les mesures effectuées grâce aux montages présentés dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, on s'intéresse à la formation et l'évolution du plasma créé par une impulsion laser unique dans l'air. La caractérisation porte sur les points suivants :

- la mesure de l'énergie de claquage ;
- l'expansion spatiale du plasma ;
- la propagation de l'onde de choc induite.

Dans un second temps, l'étude porte sur la spectroscopie d'émission du plasma, dans l'air et dans un mélange air/kérosène gazeux, toujours dans une configuration en impulsion unique, afin d'estimer l'évolution temporelle de la température et de la densité électronique du plasma.

## 3.2 Caractérisation de l'absorption du plasma

Lors de la création du plasma par focalisation d'un faisceau laser, le milieu au niveau du point focal va devenir opaque pour une partie du faisceau incident. Une certaine proportion de l'énergie laser incidente va alors être absorbée. Les photo-détecteurs placés en amont et en aval du claquage vont ainsi mesurer respectivement l'énergie laser incidente ( $E_i$ ), qui sera focalisée pour créer le plasma, et l'énergie laser transmise ( $E_t$ ) qui ne sera ni absorbée, ni diffusée (voir Fig. 2.1).

Cependant, la diffusion du faisceau incident par le plasma est considérée comme négligeable. Les expériences de Syage et al. [64] ont en effet permis de quantifier cette diffusion et de montrer que la proportion de l'énergie diffusée était inférieure à 0,001% de l'énergie incidente. Ils ont pour cela utilisé des impulsions laser de durée 35 ps et de longueur d'onde 532 nm focalisées ( $f=50$  mm) dans le vide et dans l'air, et pour des énergies comprises entre 1 et 10 mJ. Ces travaux rejoignent ceux de Meyerand et al. [2] qui avaient trouvé que la proportion d'énergie diffusée était négligeable pour une impulsion de quelques nanosecondes à 694,3 nm et d'énergie 500 mJ. On peut également citer les travaux de Nahen et al. [135], qui ont mesuré la réflexion et la diffusion du faisceau incident lors d'un claquage optique dans l'eau pour des impulsions picoseconde et nanoseconde, avec une focale de 120 mm et une énergie comprise entre 0 et 9 mJ. Ils ont également conclu que la diffusion ainsi que la réflexion du faisceau incident par le plasma étaient négligeables.

En soustrayant l'énergie transmise à l'énergie incidente, on peut donc obtenir la quantité d'énergie absorbée par le plasma ( $E_a$ ) :

$$E_a = E_i - E_t \quad (3.1)$$

### 3.2.1 Seuil de claquage

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 1.3.2, le seuil de claquage dépend de nombreux paramètres, notamment les paramètres du montage optique mais également des paramètres laser. Ces données sont rappelées dans le tableau 3.1.

Paramètre	Valeur
Focale ( $f$ )	111,5 mm
Diamètre de faisceau ( $D_0$ )	6 mm
Longueur d'onde ( $\lambda$ )	532 nm
Durée d'impulsion ( $\tau$ )	6 ns
Qualité de faisceau ( $M^2$ )	2,7

Tableau 3.1 – Paramètres optiques et laser

Pour déterminer correctement le seuil de claquage du montage, les énergies incidentes ( $E_i$ ) et transmises ( $E_t$ ) ont été mesurées pour environ 800 essais au total en faisant varier l'énergie du laser entre 10 et 30 mJ en modifiant la valeur du délai entre la pompe flash et le Q-switch du laser. Pour

chacun des essais, on mesure l'énergie incidente et on note si un claquage a lieu ou non, ce qui permet de déterminer une probabilité de claquage pour chacune des énergies incidentes considérées.

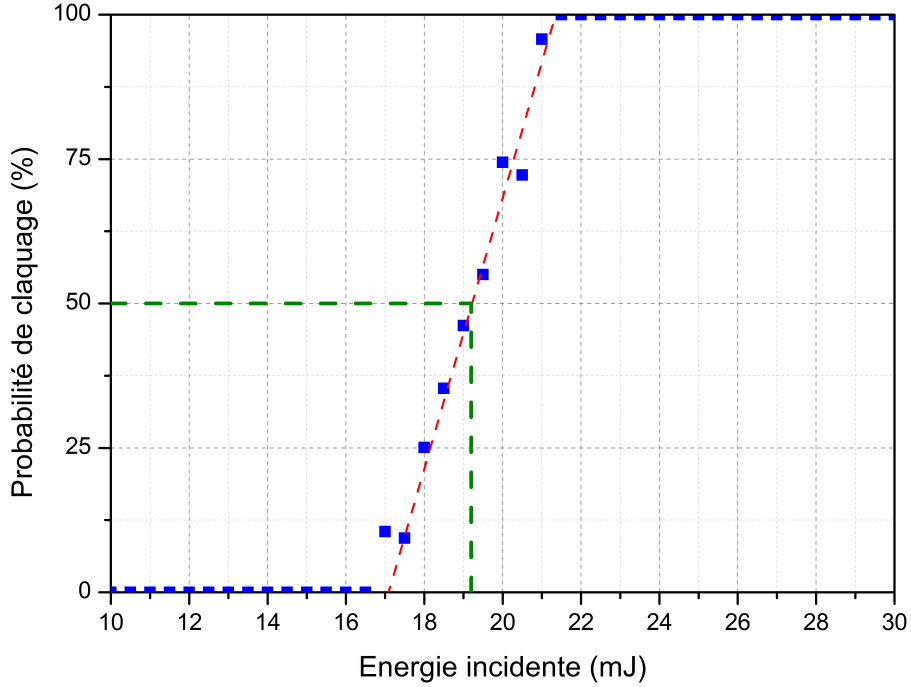


FIGURE 3.1 – Probabilité de claquage en fonction de l'énergie laser incidente

La Figure 3.1 représente la probabilité de claquage en fonction de l'énergie laser incidente, pour des intervalles de 0,5 mJ entre 10 et 30 mJ. La probabilité de claquage est nulle pour des énergies inférieures à 16,5 mJ. Elle augmente ensuite linéairement jusqu'à atteindre 100% pour des énergies supérieures à 21,5 mJ. Si l'on définit le seuil de claquage comme étant l'énergie incidente pour laquelle 50% des tirs laser occasionnent la création d'un plasma [57], une interpolation linéaire donne un seuil de claquage de  $E_{th} = 19,2 \pm 1$  mJ. L'irradiance correspondante ( $I_{th}$ ) peut être calculée selon la formule suivante :

$$I_{th} = \frac{E_{th}}{\tau S_f} \quad (3.2)$$

où  $S_f$  est la surface du faisceau laser au niveau du point focal de la lentille et  $\tau$  la durée de l'impulsion laser. En utilisant les paramètres du tableau 3.1, on calcule cette surface avec la formule suivante :

$$S_f = \pi R_f^2 = \pi \left( \frac{D_f}{2} \right)^2 \quad (3.3)$$

Où  $D_f$  est le diamètre du faisceau au point focal calculé avec l'équation 2.1. On obtient ainsi une surface de faisceau au point focal de  $907 \mu\text{m}^2$ , et une irradiance seuil de  $3.53 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Cette valeur est du même ordre de grandeur que ce que l'on peut trouver dans la littérature pour des paramètres similaires ( $\lambda=532$  nm et  $\tau \sim$  quelques nanosecondes). Pinnick et al. [46] ont trouvé

ainsi une irradiance seuil comprise entre  $1.5 \times 10^{11}$  et  $3.5 \times 10^{11}$   $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour des longueurs focales allant de 100 à 300 mm. Tambay et al. [136] ont mesuré une irradiance seuil de  $2.5 \times 10^{11}$   $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Yashiro et al. [137] ont également mesuré une irradiance seuil de  $1.7 \times 10^{11}$   $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour un claquage dans de l'azote moléculaire à pression atmosphérique. Les mesures de Phuoc et al. [57] donnent une irradiance seuil bien plus élevée, de l'ordre de  $4 \times 10^{12}$   $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , mais leurs estimations du diamètre au point focal ne semblent pas prendre en compte la qualité de faisceau, ce qui peut fausser leurs calculs.

### 3.2.2 Évolution du taux d'absorption

Des mesures similaires ont été effectuées pour mesurer l'énergie déposée dans le milieu par le laser en fonction de l'énergie incidente. Les résultats sont reportés sur la figure 3.2. Les figures 3.2.a, c et e représentent respectivement l'énergie transmise, l'énergie absorbée et le taux d'absorption en fonction de l'énergie incidente. Chacun des points correspond à un tir laser. Les figures 3.2.b, d et f correspondent à un zoom des figures 3.2.a, c et e (rectangle orange). Les zones délimitées par les traits en pointillés correspondent aux domaines d'énergies incidentes pour lesquels les probabilités de claquage respectives sont nulles, comprise entre 0 et 100% et égale à 100%, l'énergie de claquage étant représentée par le trait plein.

On remarque une évolution linéaire de l'énergie transmise (Figure 3.2.a/b) pour des énergies inférieures au seuil de claquage, ce qui correspond à une absorption nulle, et donc à une absence de plasma. A partir du seuil de claquage, on observe une rupture de pente. Au delà de ce seuil, l'énergie absorbée va alors croître linéairement (Figure 3.2.c/d) quelle que soit l'énergie incidente (jusqu'à  $E_i = 200$  mJ). Si l'on s'intéresse au taux d'absorption correspondant (Figure 3.2.e/f), on remarque une augmentation très forte pour les énergies proches du seuil de claquage, avant qu'il ne se stabilise entre 80 et 90%.

Si l'on souhaite comprendre cette évolution de l'absorption du plasma, on peut simuler le phénomène en supposant une impulsion parfaitement gaussienne définie par sa durée d'impulsion ( $\tau$ ) et sa puissance crête ( $P_{max}$ ). Lorsque la puissance crête est inférieure à un seuil (qui est fonction des paramètres optiques du faisceau laser, ainsi que des paramètres physique du milieu dans lequel le faisceau est focalisé), toute l'énergie est supposée transmise. Lorsque la puissance crête est supérieure à ce même seuil, une partie de l'énergie de l'impulsion arrivant après le claquage est absorbée. Ceci est illustrée par la figure 3.3.

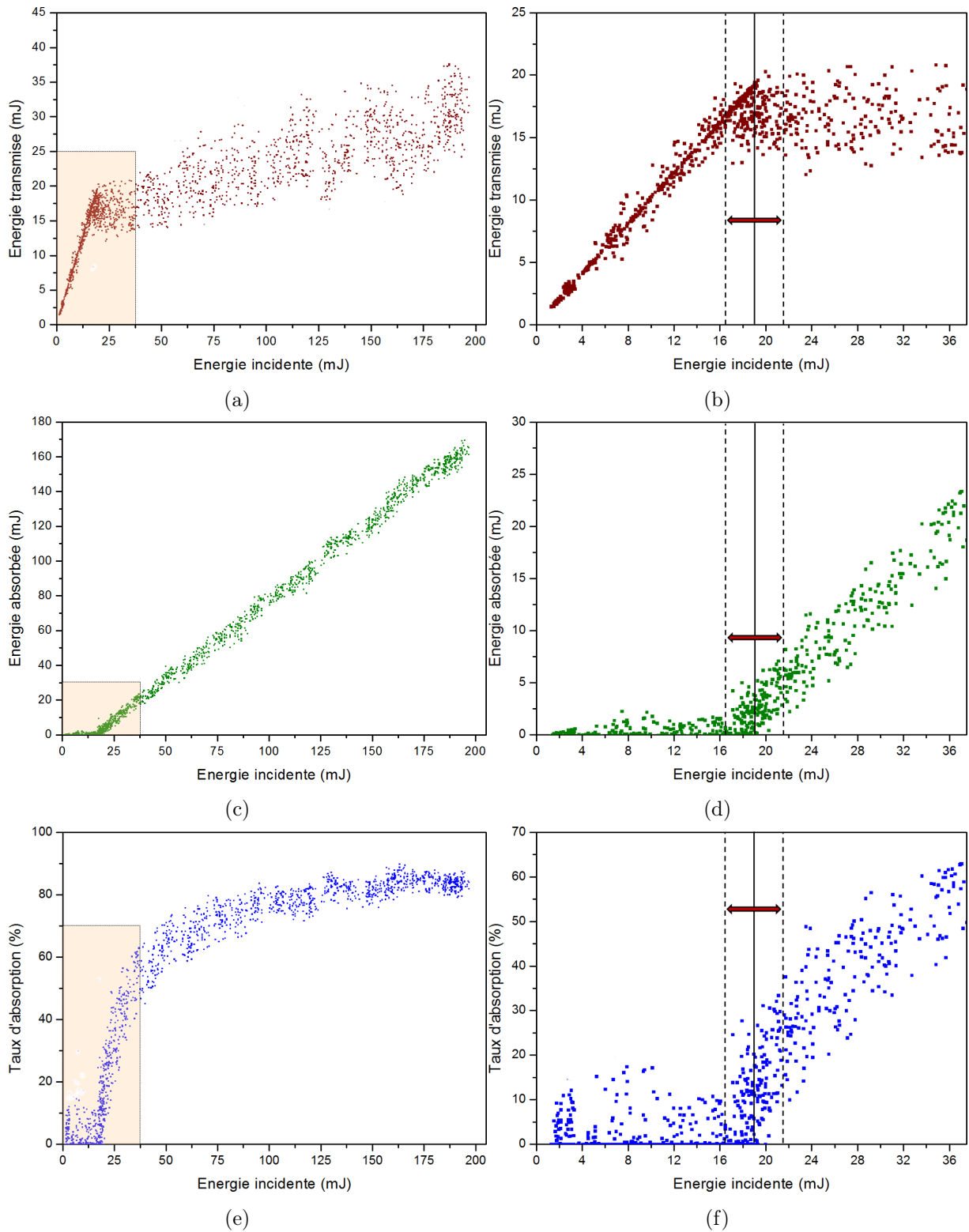


FIGURE 3.2 – Évolution de l'énergie transmise (a - b), de l'énergie déposée (c - d) et du taux d'absorption (e - f) en fonction de l'énergie incidente

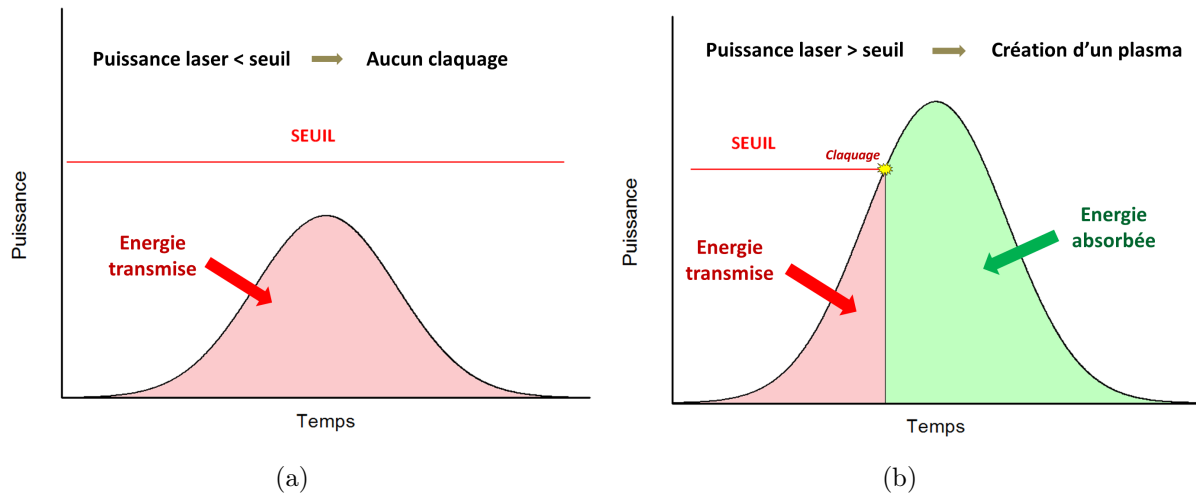


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de l'énergie absorbée et transmise dans le cas où l'énergie incidente est inférieure (a) et supérieure (b) au seuil de claquage

### 3.3 Propagation spatiale du plasma

On va maintenant chercher à caractériser l'expansion spatiale du plasma obtenu après le claquage optique. Pour cela, des enregistrements de l'émission du plasma à différents instants après l'arrivée de l'impulsion laser ont été réalisés à l'aide d'un système d'imagerie dont les caractéristiques ont été présentées dans le chapitre 2 (Fig. 2.3). Le gain de la caméra ainsi que la durée d'acquisition ont été ajustés au fil des mesures pour conserver le plus de signal possible.

Trois énergies incidentes ont été considérées. Les valeurs des énergies incidentes et absorbées sont répertoriées dans le tableau 3.2 :

Énergie incidente	Énergie absorbée
$32 \pm 2$ mJ	$16 \pm 2$ mJ
$92 \pm 3$ mJ	$73 \pm 4$ mJ
$170 \pm 4$ mJ	$144 \pm 5$ mJ

Tableau 3.2 – Valeurs des énergies incidentes et absorbées

#### 3.3.1 Observation du dépôt d'énergie

Sur la figure 3.4 sont représentées les images obtenues de l'émission du plasma à différents instants après le déclenchement du laser pour les trois énergies laser incidentes considérées. L'échelle de l'intensité des images est ajustée pour prendre en compte le gain ainsi que la durée d'acquisition de la caméra, et est donc ramenée à iso-gain et iso-durée.

La plasma est de forme allongée, et suit la forme du faisceau laser au niveau du point focal. On observe une expansion rapide et asymétrique dès les premiers instants suivant le claquage laser. En effet, on remarque que le plasma ne s'étend que très faiblement en direction de la lentille (ce qui correspond sur les images à une évolution vers les abscisses négatives), alors que son expansion est beaucoup plus prononcée du côté opposé.

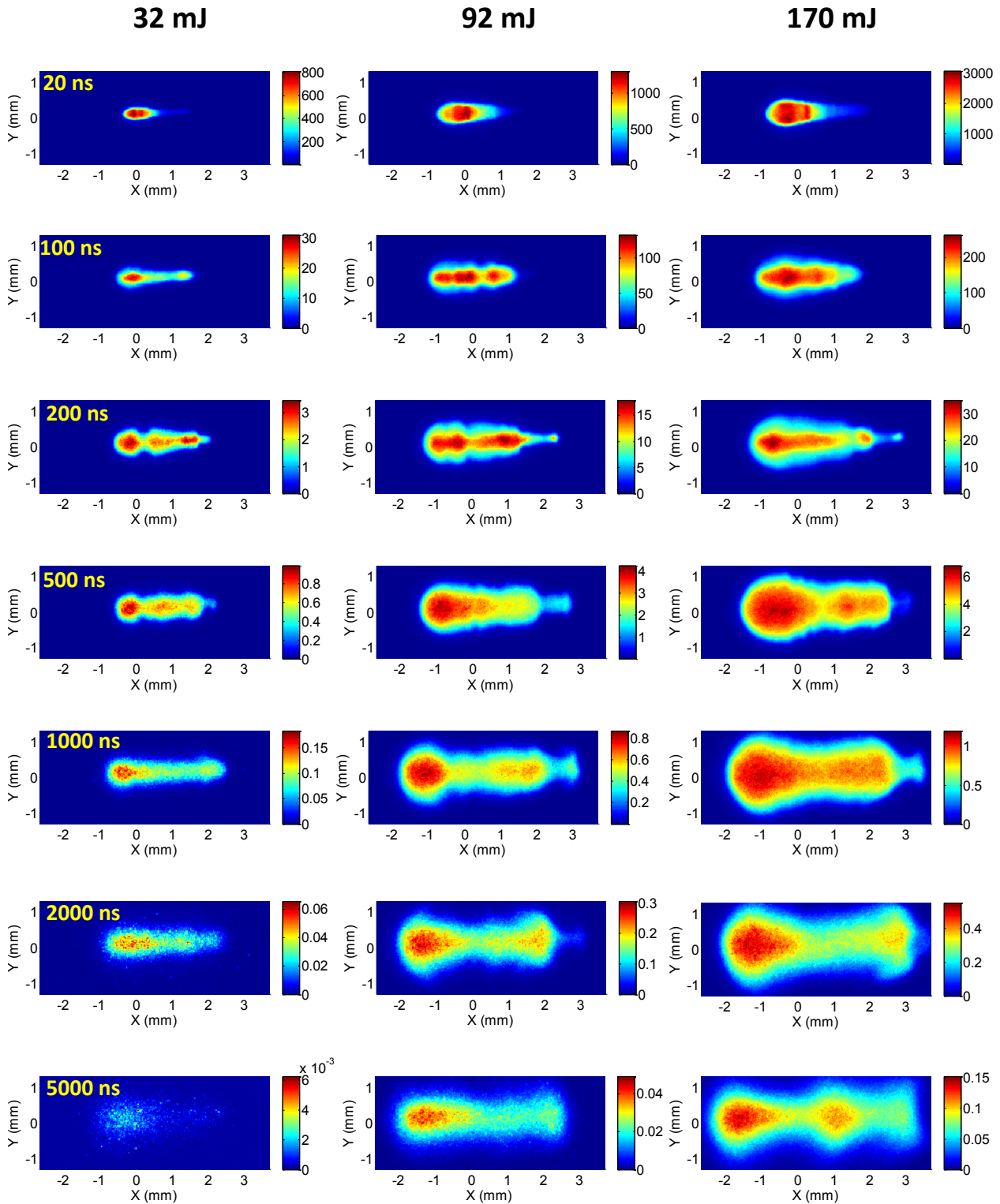


FIGURE 3.4 – Images de l'expansion du plasma à différents instants après le tir laser pour plusieurs énergies laser incidentes. Sur l'image, le faisceau laser se dirige de la gauche vers la droite

On cherche maintenant à comparer la position du plasma juste après l'impulsion laser. Pour cela, on a représenté sur la figure 3.5 l'ensemble des positions du centre (barycentre de l'image seuillée à 10%) du plasma (a) ainsi que le contour moyen du plasma pour différentes valeurs de seuillage de l'image (b) relevées à  $t=20$  ns pour plusieurs énergies laser incidentes. Pour chaque énergie, 100 tirs laser ont



été effectués. On observe ainsi un décalage du plasma en amont du point focal pour les énergies laser croissantes. Cet effet a déjà été montré par Chen et al. [50]. Ils expliquent que l'irradiance seuil était atteinte au niveau du point focal lorsque l'on était très proche du seuil de claquage, mais que dans le cas où l'énergie incidente était bien supérieure, l'irradiance seuil permettant l'initiation des premiers électrons par le phénomène de Bremsstrahlung inverse serait atteinte plus en amont du point focal. On observe également un léger décalage dans la direction orthogonal au faisceau laser de l'ordre de 40  $\mu\text{m}$ . Ce décalage est probablement causé par un défaut de parallélisme entre l'axe du faisceau et la prise de vue de la caméra.

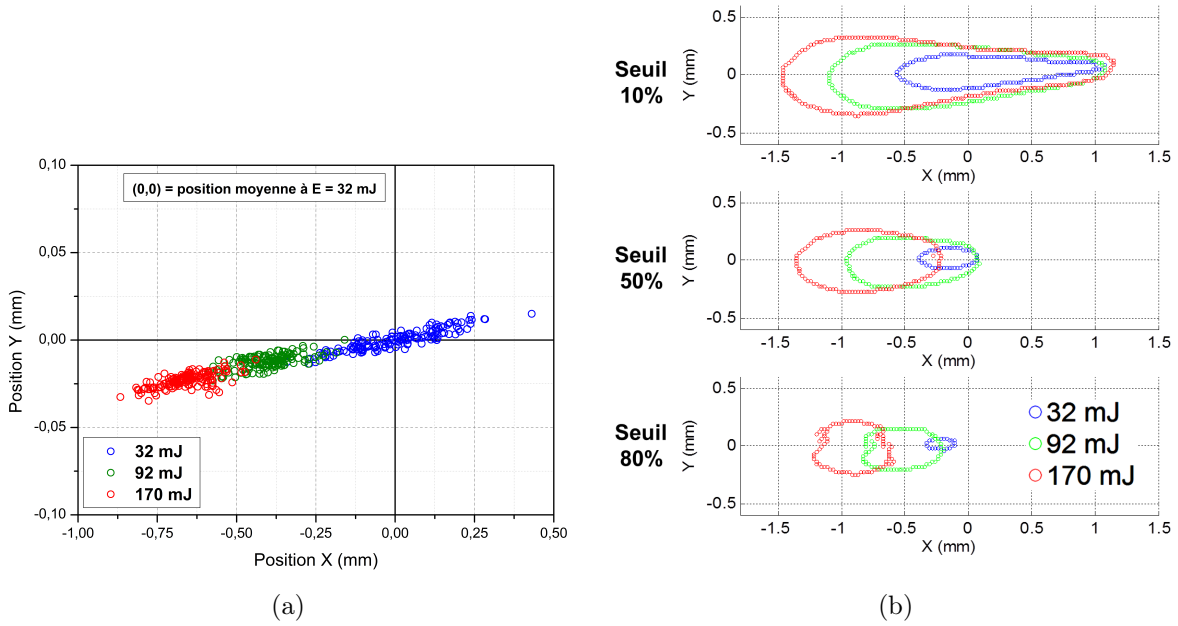


FIGURE 3.5 – Position du centre (a) et contour (b) du plasma à  $t = 20$  ns pour différentes énergies incidentes

### 3.3.2 Évolution spatio-temporelle du plasma

On a ensuite cherché à déterminer l'évolution temporelle des dimensions du plasma, ainsi qu'à l'intensité de son émission. Grâce au traitement présenté dans le chapitre 2, il est possible de remonter à la longueur et la largeur du plasma, ainsi qu'à sa surface sur l'image. En supposant une symétrie cylindrique autour de l'axe de propagation du faisceau laser, on peut également estimer l'évolution du volume du plasma. Pour rappel, on définit ces dimensions à partir d'un seuillage correspondant à 10% de l'émission maximale du plasma sur l'image.

Ces résultats sont représentés sur les figures 3.6 et 3.7.

L'évolution de la taille du plasma suit la même tendance quelle que soit l'énergie laser incidente :

- une phase d'expansion rapide durant laquelle le plasma va se propager très rapidement, notamment durant les premières centaines de nano-secondes (vitesse de l'ordre de plusieurs  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ), et qui se poursuit jusqu'à 1 ou 2  $\mu\text{s}$  après l'impulsion laser selon l'énergie incidente ; on verra par la suite que cet ordre de grandeur correspond également au moment où l'onde de choc se détache du plasma, et on peut supposer que celle-ci est la principale cause de cette expansion

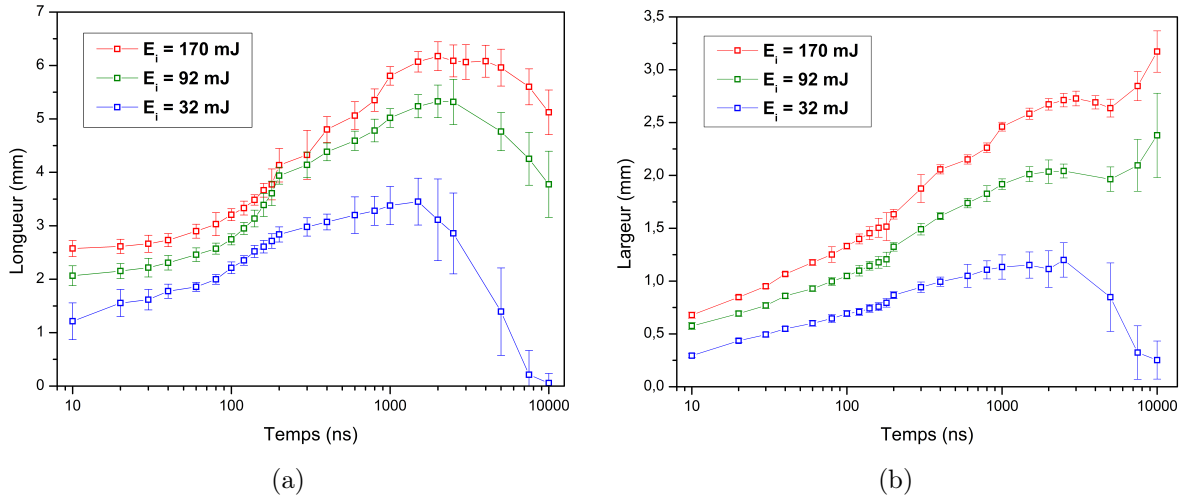


FIGURE 3.6 – Évolution temporelle des dimensions du plasma pour différentes énergies incidentes. Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 tirs laser. Les barres d’erreur représentent la déviation standard sur ces 100 tirs.

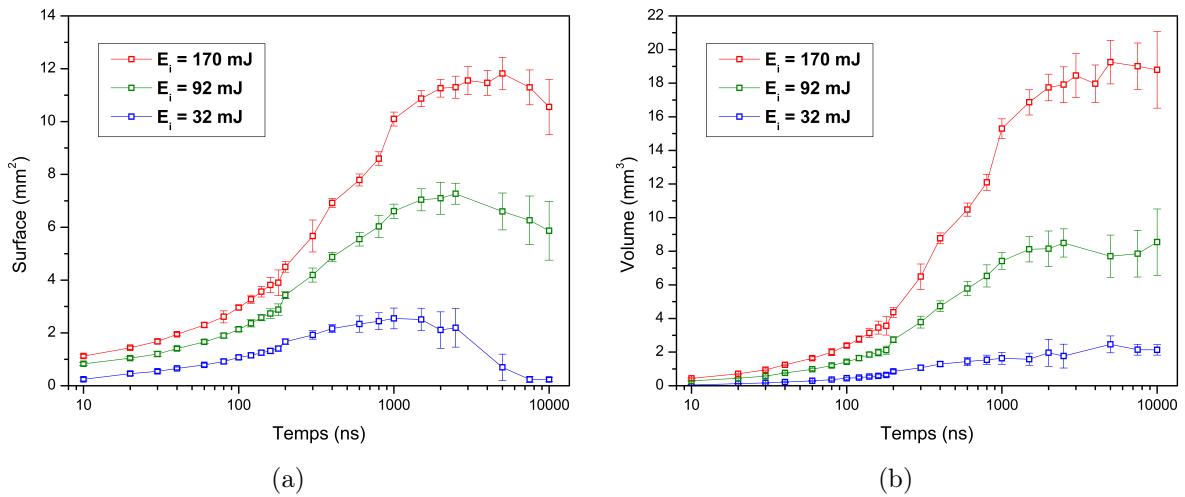


FIGURE 3.7 – Évolution temporelle de la surface du plasma sur l’image (a) et du volume (b) correspondant pour différentes énergies incidentes. Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 tirs laser. Les barres d’erreur représentent la déviation standard sur ces 100 tirs.

initiale très rapide ;

- une phase de stabilisation suit le détachement de l’onde de choc : la taille du plasma (entre 3 et 6 mm de long et entre 1 et 2,8 mm de large selon l’énergie incidente) n’augmente plus pendant quelques microsecondes ;
- s’ensuit une phase de décroissance jusqu’à l’extinction du plasma, que l’on n’observe ici que pour l’énergie incidente la plus faible ( $E_i=32$  mJ) aux alentours de 8  $\mu$ s. On observe cependant une différence sur l’expansion radiale (largeur du plasma) à ces instants pour les énergies incidentes de 92 et 170 mJ. Alors que le plasma semble se contracter dans l’axe laser (baisse de la longueur), il va au contraire s’étendre dans le plan orthogonal à l’axe laser (augmentation de la largeur).

En intégrant l’émission du plasma collectée par la caméra, il est également possible de calculer

l'évolution temporelle de l'intensité de l'émission du plasma, qui est représentée sur la figure 3.8 pour plusieurs énergies incidentes. Pour cette mesure, aucune seuillage de l'image n'a été entrepris. Une énergie laser plus importante se traduit par un plasma plus énergétique, et donc une augmentation de l'intensité lumineuse. La décroissance de l'émission du plasma suit cependant une décroissance similaire et très rapide quelque soit l'énergie incidente.

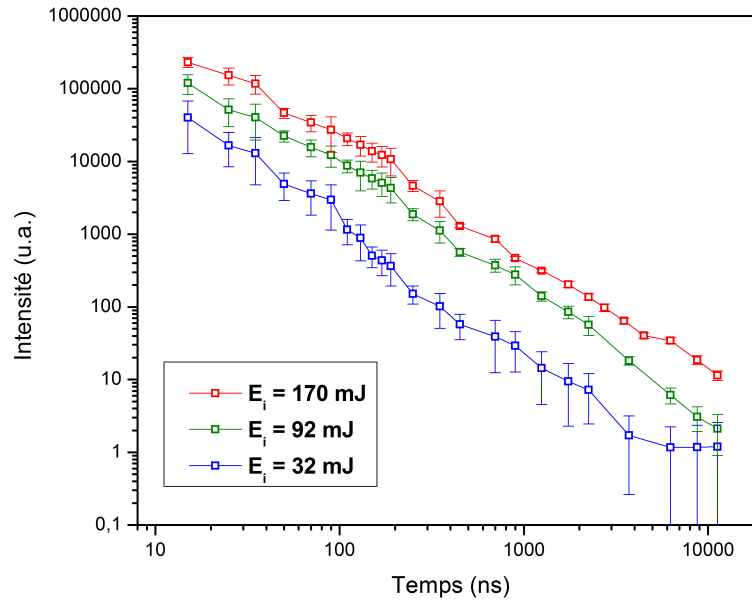


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle de l'intensité relative de l'émission du plasma pour différentes énergies incidentes. Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 tirs laser. Les barres d'erreur représentent la déviation standard sur ces 100 tirs.

En conclusion, on a pu comparer l'évolution spatio-temporelle de plasmas issus d'énergies laser différentes. Les images prises grâce à une caméra intensifiée ont permis de montrer que la hausse de l'énergie de l'impulsion laser incidente a pour effet d'augmenter significativement la taille et l'intensité du plasma dès sa création, ainsi que de modifier légèrement sa position initiale. Une fois l'impulsion terminée, l'intensité d'émission du plasma va fortement diminuer et va s'étendre spatialement. Cette expansion va se poursuivre jusqu'à 1 ou 2  $\mu\text{s}$  après l'impulsion laser, après quoi, le plasma entamera sa phase de dissipation.

### 3.4 Propagation de l'onde de choc induite

Grâce au montage de strioscopie présenté dans le chapitre précédent (Fig. 2.7.), il est possible d'observer la création et la propagation de l'onde de choc induite par le claquage laser. Ce diagnostic optique permet en effet d'imager les variations d'indice optique, et donc de densité, qui apparaissent dans l'environnement observé lorsque l'onde de choc se propage.

### 3.4.1 Visualisation de l'onde de choc

Les figures 3.9 et 3.10 présentent des exemples d'images obtenues à différents instants suivant l'arrivée de l'impulsion laser. On peut ainsi observer les variations de densité occasionnées par :

- la diffusion thermique du plasma que l'on peut observer au centre de chaque image ;
- la propagation de l'onde de choc.

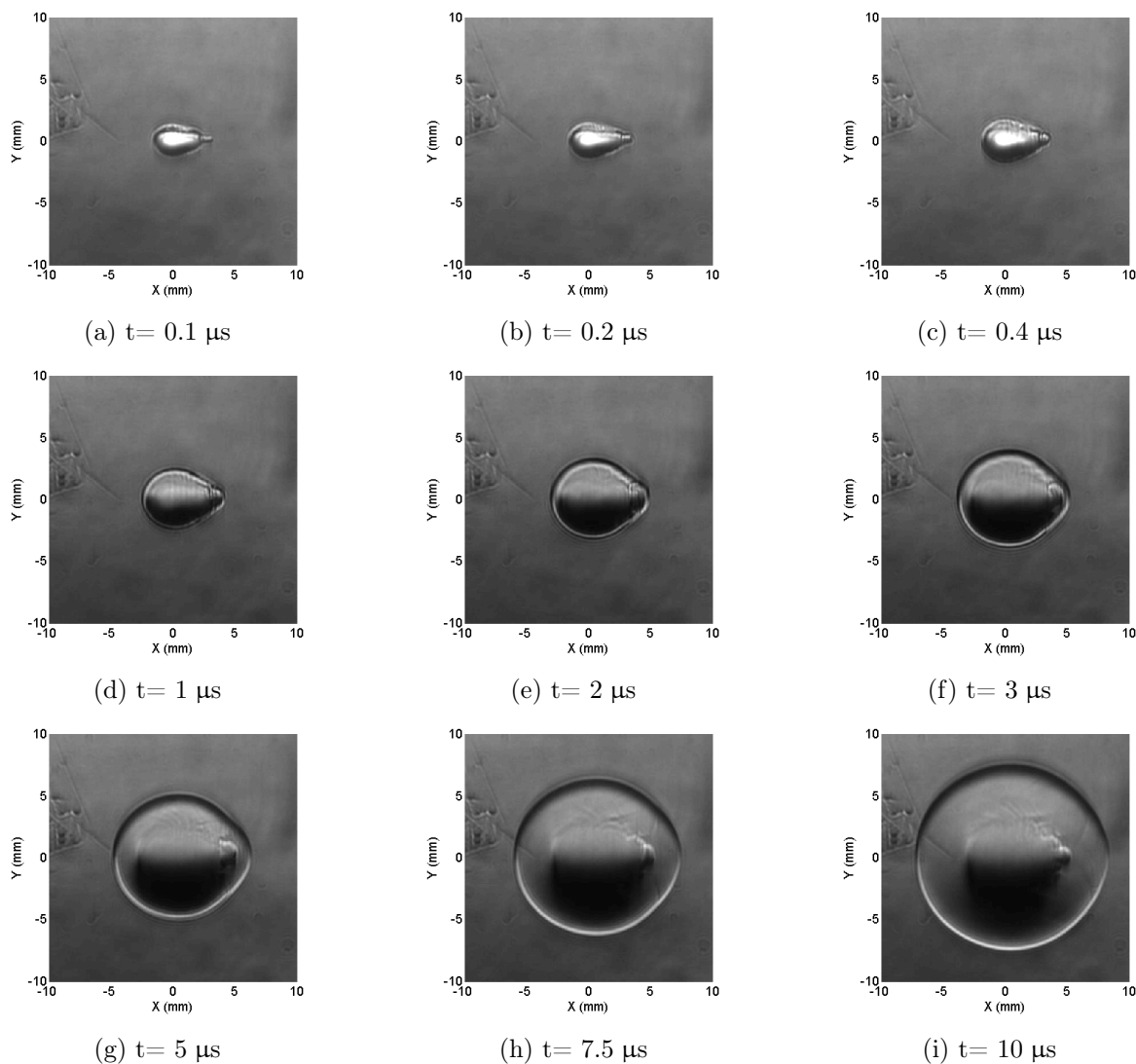


FIGURE 3.9 – Images de la propagation de l'onde de choc obtenues par strioscopie à différents instants après l'impulsion laser pour une énergie incidente  $E_i=175$  mJ

Dans un premier temps, ces deux phénomènes sont indissociables. Pour les instants  $t < 1,5 \mu\text{s}$ , le plasma et l'onde choc se propagent à la même vitesse. Au delà, l'onde de choc se détache du plasma, et continue à se propager comme une onde sphérique.

On a également cherché à étudier son évolution pour des temps plus longs. Cependant, pour des instants supérieurs à quelques dizaines de microsecondes, la résolution du système de détection ne permettait pas d'observer l'onde de choc dans sa totalité. L'observation ne porte donc que sur la propagation de la moitié inférieure de l'onde de choc. Les images obtenues sont représentées sur la

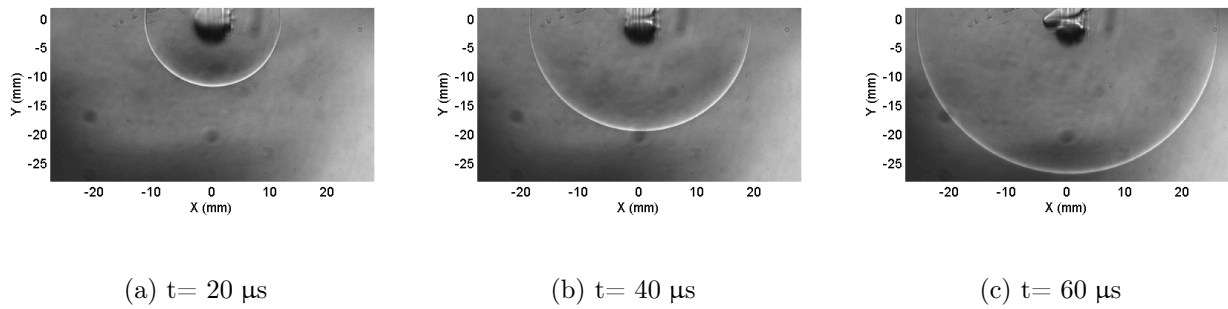


FIGURE 3.10 – Images de la propagation de l’onde de choc obtenues par strioscopie à différents instants ( $>10 \mu\text{s}$ ) après l’impulsion laser pour une énergie incidente  $E_i=175 \text{ mJ}$

figure 3.10.

En utilisant la méthode de traitement décrite dans le chapitre précédent, on peut déterminer le contour de l’onde de choc, et remonter à l’évolution temporelle de son rayon. La figure 3.11 représente l’évolution du rayon et de la vitesse de propagation de l’onde de choc pour 3 énergies laser incidentes différentes. La vitesse instantanée à un instant  $t_m$ , représentée sur la figure 3.12, est calculée entre deux instants  $t_i$  et  $t_{i+1}$  selon la relation :

$$V(t_m) = \frac{r_{i+1} - r_i}{t_{i+1} - t_i} \quad (3.4)$$

$$\text{avec } t_m = \frac{t_{i+1} + t_i}{2} \quad (3.5)$$

Où  $r_i$  et  $r_{i+1}$  correspondent à la mesure du rayon de l’onde de choc aux instants  $t_i$  et  $t_{i+1}$ .

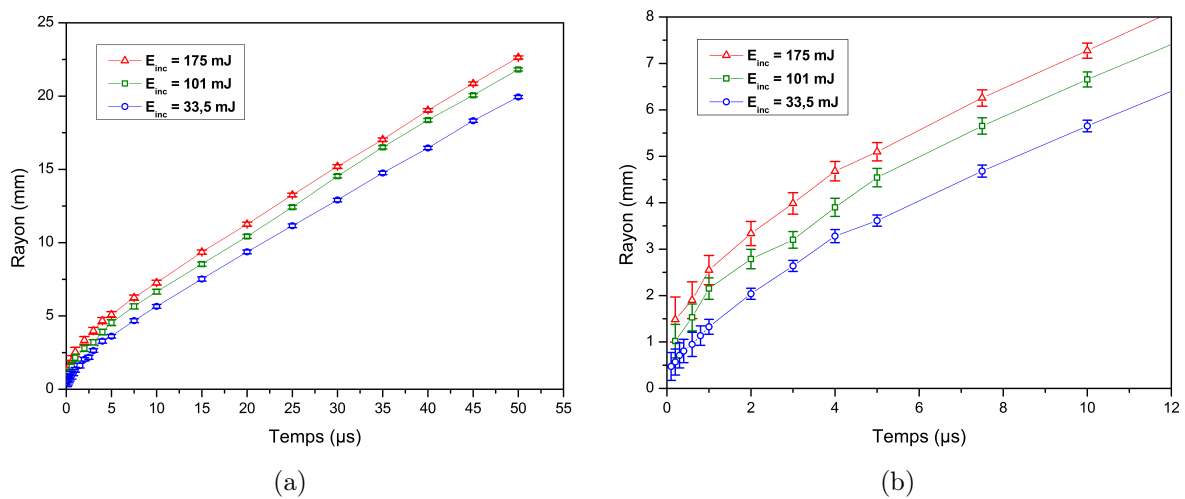


FIGURE 3.11 – Évolution temporelle du rayon de l’onde de choc dans la direction orthogonale au faisceau laser (selon l’axe Y) pour 3 énergies laser incidentes. Chaque point correspond à la moyenne mesurée sur 100 tirs laser. Les barres d’erreurs correspondent à la déviation standard.

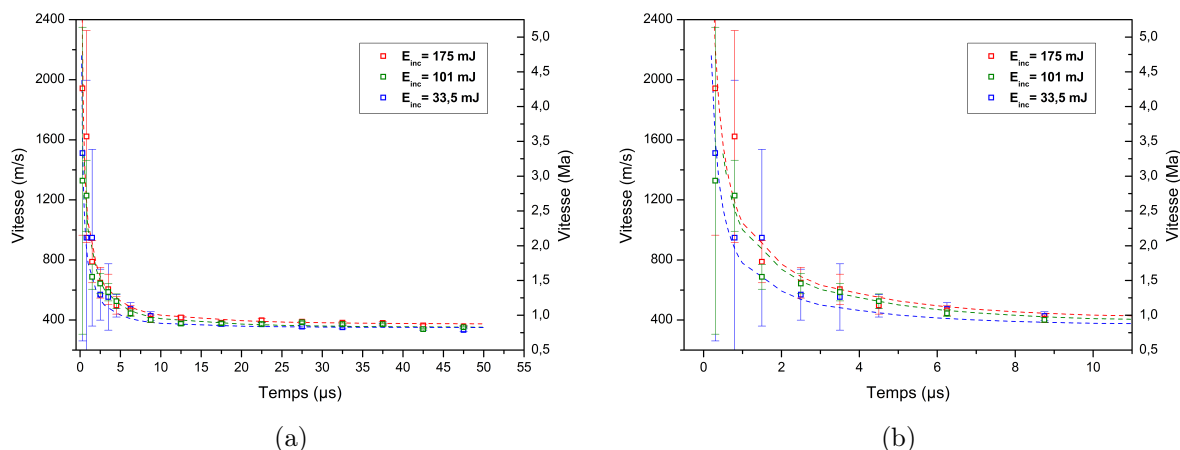


FIGURE 3.12 – Évolution temporelle de la vitesse de propagation de l'onde de choc dans la direction orthogonale au faisceau laser (selon l'axe Y) pour 3 énergies laser incidentes

On notera l'existence de deux domaines temporels pour lesquels le comportement de l'onde de choc est différent. Dans les premiers instants ( $t < 5 \mu\text{s}$ ), le rayon de l'onde augmente très rapidement : celle-ci se déplace alors à une vitesse égale à plusieurs fois la vitesse du son ( $c_0 = 346 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  à 298 K) mais diminue de manière exponentielle, signe d'une forte décélération. Cette décélération se poursuit ensuite jusqu'à se stabiliser à une vitesse équivalente à la vitesse du son à partir de  $t = 10 \mu\text{s}$ . Les barres d'erreurs très importantes sur le calcul de la vitesse aux premiers instants sont principalement causées par l'incertitude relative sur la mesure du rayon aux premiers instants.

### 3.4.2 Les modèles de propagation

A partir de ces résultats expérimentaux, il est possible de déterminer la proportion d'énergie déposée qui est ensuite dissipée dans la propagation de l'onde de choc. Pour ce faire, il faut comparer l'évolution temporelle du rayon de l'onde de choc obtenue expérimentalement avec celle dérivée de modèles théoriques qui permettent de décrire un tel phénomène. Ces modèles sont maintenant détaillés.

#### Le modèle de Taylor

Le premier et le plus connu des modèles de propagation a été proposé par Taylor [138, 139] après la deuxième guerre mondiale afin de décrire l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc issue d'une explosion atomique. Ce modèle a été validé sur la première explosion atomique de l'histoire (essai "Trinity" en 1945 à Alamogordo, USA) et a servi à estimer l'énergie de la bombe. Pour une onde sphérique, l'évolution temporelle du rayon de l'onde de choc s'écrit alors :

$$r(t) = \left[ \frac{E_0 t^2}{K(\gamma) \rho_0} \right]^{\frac{1}{5}} \quad (3.6)$$

Où  $E_0$  est l'énergie dissipée dans l'onde de choc (J),  $K$  une constante (dépendante du coefficient adiabatique  $\gamma$ ) égale à 0,856 pour l'air ( $\gamma = 1,4$ ),  $\rho_0$  la densité du milieu ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) et  $t$  le temps (s).

Cependant, la première approximation de ce modèle est que l'onde doit se placer dans le cas d'un choc "fort". Cette approximation se traduit quantitativement par les relations suivantes [35, 138, 139] :

$$\frac{P_2}{P_1} > 10 \quad (3.7)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_a^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} \quad (3.8)$$

Où  $P_1$  et  $P_2$  (en Pa) correspondent respectivement à la pression avant et après l'onde de choc et  $M_a$  le nombre de Mach. On peut définir ce dernier paramètre comme le rapport entre la vitesse de l'onde de choc et la vitesse du son dans le milieu considéré, que l'on peut calculer dans un gaz grâce à l'équation suivante :

$$c_0 = (\gamma RT)^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

Avec  $R$  la constante des gaz parfaits et  $T$  la température du milieu.

Dans les conditions de l'expérience, cette approximation correspond une vitesse de propagation supérieure à environ  $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , et revient donc à n'étudier l'onde de choc que dans les premiers instants de son expansion. Si l'on se réfère à la figure 3.12, cela correspond à des temps inférieurs à la microseconde après le claquage laser. Or, plusieurs problèmes se posent concernant la propagation de l'onde de choc dans les premiers instants :

- la résolution spatiale du système d'imagerie est faible ( $46,3 \text{ } \mu\text{m}/\text{pixel}$ ) : il est donc difficile d'obtenir une mesure précise de l'expansion à ces premiers instants ;
- la propagation est non-sphérique car le dépôt d'énergie n'est pas parfaitement ponctuel. Or, le modèle de Taylor présuppose une propagation sphérique ;
- le plasma et l'onde de choc ne sont pas encore détachés et on ne sait pas comment l'interaction entre l'onde de choc et le plasma affectera leurs expansions mutuelles.

Ce modèle, bien qu'il soit utilisé dans la littérature [3,35], n'a donc pas paru adapté pour modéliser les résultats obtenus, et n'a par ailleurs pas donné de résultats probants à comparer avec les résultats expérimentaux, comme on pourra le voir par la suite.

### Le modèle de Jones

Pour des ondes de choc produites par des chocs moins violents que des réactions nucléaires, tels que des décharges électriques, ou des ondes dont on ne peut observer les effets qu'une fois arrivées sur terre, telles que celles produites par les éruptions solaires, l'approximation de choc "fort" n'est en effet plus valable. Un autre modèle de propagation semi-analytique, mis au point par Jones [140–143], s'intéresse ainsi aux ondes de choc de force dite "intermédiaire" ( $\frac{P_2}{P_1} < 10$ ).

L'équation de Jones décrivant la propagation d'une onde de choc sphérique s'écrit alors :

$$\tau = a \left[ \left( 1 + bx(t)^{\frac{5}{2}} \right)^{\frac{2}{5}} - 1 \right] \quad (3.10)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \tau = \frac{c_0 t}{r_0} \\ x(t) = \frac{r(t)}{r_0} \\ r_0 = \left[ \frac{25}{4} \frac{1}{B\gamma} \frac{E_0}{P_0} \right]^{\frac{1}{3}} \end{cases} \quad (3.11)$$

Où  $\tau$  est équivalent à un temps sans dimension,  $t$  est le temps (s),  $x(t)$  est équivalent à une distance sans dimension, rapport entre le rayon de l'onde de choc  $r(t)$  (m) et le rayon de référence  $r_0$ ,  $c_0$  est la vitesse du son dans le milieu ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ),  $\gamma$  est le coefficient adiabatique de l'air ( $\gamma=1,4$ ),  $P_0$  est la pression ambiante (Pa) et  $E_0$  l'énergie de l'onde de choc (J).

Paramètre	Valeur
B	5,33
a	0,543
b	4,61

Tableau 3.3 – Coefficients utilisés dans les équations 3.10 et 3.11

B est un paramètre géométrique défini dans [143], tandis que a et b sont des coefficients analytiques dépendants de la géométrie de l'onde de choc [141, 142]. Les valeurs de ces coefficients sont reportés dans la tableau 3.3 pour une onde sphérique.

Contrairement au modèle de Taylor, le modèle de Jones utilise des hypothèses sur la vitesse de propagation en accord avec les vitesses de propagation observées dans cette étude, et ce pour des instants également supérieurs à la microseconde. Ce modèle a donc été retenu pour les simulations.

### Les autres modèles

D'autres modèles plus complexes ont également été développés pour modéliser la propagation d'une onde de choc. On peut notamment citer les travaux de Sedov [144] et Brode [145, 146] qui ont mis au point des modèles numériques. Ces modèles, plus précis, nécessitent cependant une mise en place bien plus lourde au niveau numérique, et n'ont pas été utilisés dans le cadre de cette thèse. On peut cependant noter que les résultats de Brode ont été utilisés pour valider l'équation empirique proposée par Jones.

### 3.4.3 Quantification de l'énergie dépensée dans l'onde de choc

Dans un premier temps, on a cherché à modéliser l'évolution de l'onde de choc par le modèle de Taylor. Pour satisfaire les approximations de ce modèle (Eq. 3.7), il a fallu exclure les mesures effectuées au-delà de la microseconde après le claquage laser.

Cependant, comme on peut le voir sur les images de la figure 3.9 et 3.10, la forme allongée du plasma induit une propagation non-sphérique de l'onde de choc dans les premiers instants. A cause de cette ellipticité, il est difficile de définir et de mesurer un unique rayon que l'on pourrait comparer avec un modèle théorique, car les modèles de propagation pré-supposent une propagation sphérique, cylindrique ou plane, et non ellipsoïdale.



L'évolution temporelle de l'ellipticité de l'onde de choc pour des énergies incidentes de 33,5 et 175 mJ est représentée sur la figure 3.13.

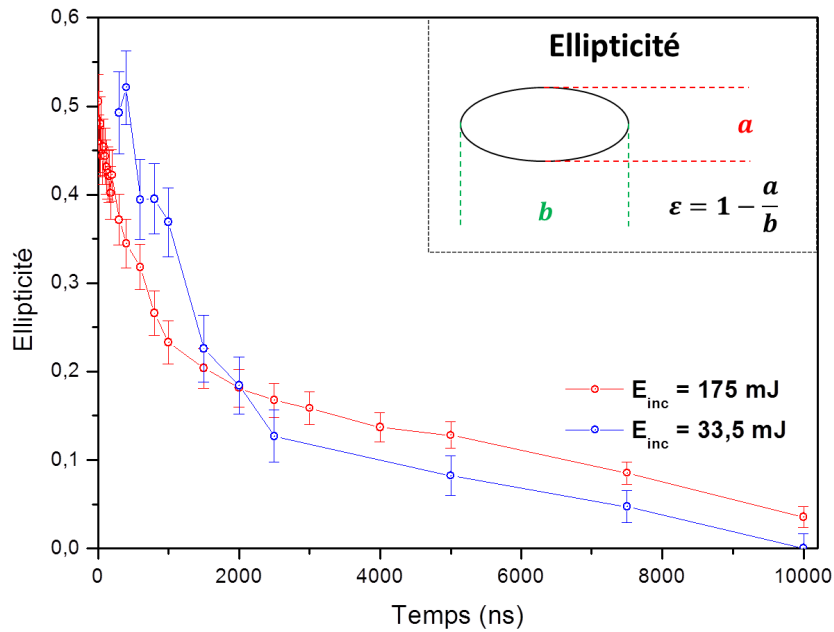


FIGURE 3.13 – Évolution temporelle de l'ellipticité de l'onde de choc. Chaque point correspond à la moyenne mesurée sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard.

On rappelle que l'ellipticité est un indicateur compris entre 0 et 1 décrivant le degré d'aplatissement de l'ellipse, une valeur nulle correspondant à un cercle. L'onde de choc n'est donc sphérique qu'à partir de la dizaine de microsecondes.

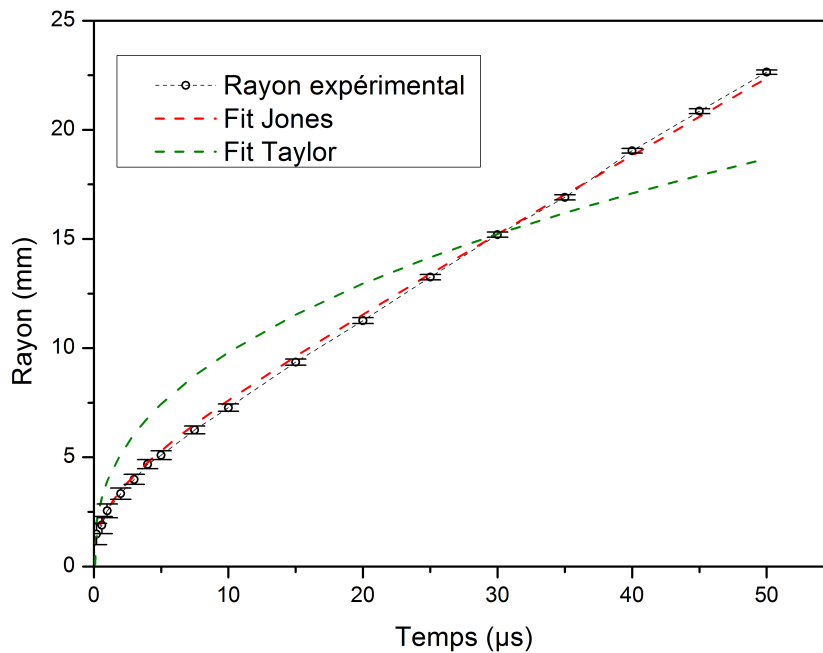


FIGURE 3.14 – Modélisation de l'évolution de l'onde de choc par les modèles de Taylor et de Jones ( $E_i = 175 \text{ mJ}$ )

On a ensuite cherché à modéliser la propagation de l'onde de choc à l'aide du modèle de Jones.

Pour cela, on a calculé l'écart entre les mesures expérimentales et le modèle de propagation considéré, et minimisé l'écart pour différentes valeurs d'énergies  $E_0$  (cf. Eq. 3.10 et 3.11). Les résultats pour une énergie incidente de 175 mJ sont représentés sur la figure 3.14. Bien que les mesures de rayon représentées sur la figure décrivent également les premiers instants de la propagation de l'onde de choc, seules celles correspondant à des instants supérieures à 10  $\mu\text{s}$  ont été utilisées pour la modélisation, car c'est à partir de cet instant que la propagation de l'onde de choc est effectivement sphérique.

A titre de comparaison, on a également représenté la propagation de l'onde de choc avec le modèle de Taylor (pour  $t > 10 \mu\text{s}$ ). Comme on pouvait s'y attendre, celui-ci est inadapté pour les conditions expérimentales de cette étude, et n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux. Le modèle de Jones, quant à lui, s'avère être très proche des mesures expérimentales, et a permis de quantifier l'énergie de l'onde de choc. Les résultats sont regroupés dans le tableau 3.4, où  $E_{inc}$  correspond à l'énergie laser incidente,  $E_{abs}$  à l'énergie absorbée par le plasma et  $E_{choc}$  à l'énergie de l'onde de choc.

$E_{inc}$ (mJ)	33,5 $\pm$ 2	63,9 $\pm$ 2,6	101 $\pm$ 2,9	139,3 $\pm$ 2,9	175 $\pm$ 3
$E_{abs}$ (mJ)	15,4 $\pm$ 1,5	41,6 $\pm$ 3,3	80,6 $\pm$ 4,3	118,8 $\pm$ 3,8	149,2 $\pm$ 4
$E_{choc}$ (mJ)	12,5 $\pm$ 1,6	31,5 $\pm$ 3,3	58,3 $\pm$ 5,1	84,4 $\pm$ 6,6	101,4 $\pm$ 7,4
$E_{choc}/E_{abs}$ (%)	81 $\pm$ 16	76 $\pm$ 13	72 $\pm$ 10	71 $\pm$ 8	68 $\pm$ 8

Tableau 3.4 – Mesures de l'énergie de l'onde de choc pour différentes énergies laser incidentes

De telles mesures avaient déjà été entreprises dans la littérature. On peut notamment citer les travaux de Phuoc et White [3] qui ont suivi la propagation de l'onde de choc grâce à une méthode utilisant la déflexion d'un faisceau laser par l'onde de choc, et quantifié l'énergie dissipée dans l'onde de choc en comparant leurs mesures au modèle de Taylor.

Plus récemment, Gebel et al. [147] ont utilisé un montage de strioscopie similaire à celui présenté dans le chapitre 2 (Fig. 2.7). Ils ont comparé leurs résultats avec les modèles de Taylor, Jones, Brode et Sedov. Pour leurs conditions expérimentales, le modèle de Taylor s'est avéré non-concluant.

Les résultats de ces deux études sont repris dans les tableaux 3.5 et 3.6.

$E_{abs}$ (mJ)	15,0	22,0	30,0	35,0	44,0	50,0
$E_{choc}$ (mJ)	10,6	15,0	19,2	21,8	27,1	28,6
$E_{choc}/E_{abs}$ (%)	70,0	68,0	64,0	62,0	61,6	57,0

Tableau 3.5 – Quantification de l'énergie dissipée dans l'onde de choc, étude de Phuoc et White [3]

$E_{inc}$ (mJ)	24,2	60,7	104,9	199,6	276,6
$E_{abs}$ (mJ)	11,6	46,1	89,6	176,1	245,6
$E_{choc, Brode}$ (mJ)	$8,9 \pm 0,4$	$28,7 \pm 0,9$	$50,4 \pm 1,4$	$94,6 \pm 2,5$	$128,2 \pm 3,2$
$E_{choc, Brode}/E_{abs}$ (%)	$76,6 \pm 3,4$	$62,3 \pm 2,0$	$56,2 \pm 1,6$	$53,7 \pm 1,4$	$52,2 \pm 1,3$
$E_{choc, Jones}$ (mJ)	$9,0 \pm 0,4$	$29,9 \pm 0,9$	$52,2 \pm 1,4$	$95,5 \pm 1,2$	$125,2 \pm 1,1$
$E_{choc, Jones}/E_{abs}$ (%)	$77,7 \pm 3,4$	$64,9 \pm 2,0$	$58,2 \pm 1,6$	$54,2 \pm 1,2$	$51,0 \pm 1,1$

Tableau 3.6 – Quantification de l’énergie dissipée dans l’onde de choc, étude de Gebel et al. [147]

On remarque des tendances similaires sur l’évolution de l’énergie de l’onde de choc entre les mesures présentées dans cette étude et celles présentées ci-dessus :

1. la majorité de l’énergie du plasma, entre 50 et 80% en fonction des énergies laser incidentes, est dissipée dans l’onde de choc ;
2. l’énergie de l’onde de choc augmente avec l’énergie déposée dans le plasma ;
3. la proportion de l’énergie de l’onde de choc par rapport à l’énergie déposée diminue avec les énergies croissantes.

Cependant, on remarque de fortes disparités entre les énergies mesurées dans ces différentes études. Concernant l’étude de Phuoc et White [3], la comparaison est difficile car leur méthode de mesure est différente, et le modèle qu’ils ont utilisé n’a pas paru adapté au calcul de l’énergie de l’onde de choc, d’autant plus que la mesure par déflectométrie ne permet pas de s’assurer de la propagation sphérique de l’onde de choc. En revanche, le protocole de mesure et de traitement, présenté dans le chapitre 2, est similaire à celui utilisé par Gebel et al. [147], et on observe malgré tout des écarts allant jusqu’à 15%.

Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces écarts. Tout d’abord, bien que les lasers utilisés dans les deux montages expérimentaux aient des caractéristiques similaires, les montages optiques permettant la focalisation du faisceau sont très différents : le faisceau laser incident dans l’étude de Gebel a été élargi pour obtenir un diamètre de 40 mm et la focale de la lentille finale était de 120 mm. Ainsi, même si l’on suppose que les mesures et les modélisations sont exactes, elles ne décriront pas exactement le même phénomène entre les deux expériences.

Ensuite, les modèles de propagation sont très sensibles aux conditions extérieures, ainsi qu’aux incertitudes de mesures. De légères variations, par exemple sur la température, peuvent donner des résultats très différents.

### Sensibilité du modèle à la température du milieu propageant

Comme on peut le voir à partir de l’équation 3.11, la propagation d’une onde de choc initiée par une énergie  $E_0$  va dépendre de la pression du milieu ( $P_0$ ), mais également de la température via la vitesse du son (cf. Eq. 3.9).

Cette vitesse du son définit notamment la vitesse  $V_\infty = c_0(T)$  que va atteindre le front de l’onde de

choc à des temps suffisamment grand ( $t \rightarrow \infty$ ). On remarque cependant que l'asymptote en  $t \rightarrow \infty$  de la courbe d'évolution des mesures expérimentales du rayon de l'onde de choc ne correspond pas à une vitesse de  $346 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , notamment pour des énergies élevées. Si l'on essaie de tracer la pente de la courbe de propagation de l'onde de choc par une régression linéaire, on obtient les résultats présentés dans le tableau 3.7.

$E_{inc}$ (mJ)	33,5 ±2	63,9 ±2,6	101 ±2,9	139,3 ±2,9	175 ±3
<b>Pente du fit linéaire</b>	0,35766	0,37055	0,3839	0,38539	0,38698
$V_{\infty}$ (m·s <sup>-1</sup> )	357,66	370,55	383,9	385,39	386,98

Tableau 3.7 – Mesures de  $V_{\infty}$  par régression linéaire pour plusieurs énergies incidentes

On observe donc avec cette mesure préliminaire que la vitesse du son qui correspond le plus aux mesures de propagations semble augmenter avec les énergies laser incidentes.

Des simulations complémentaires ont ensuite été effectuées avec le modèle de Jones. Contrairement aux simulations précédentes, on a fait varier  $E_0$  et  $c_0$  dans les itérations pour déterminer quelle valeur de  $c_0$ , et donc de  $T$ , permettait d'obtenir le fit le plus proche des mesures expérimentales au sens des moindres carrés. La figure 3.15 représente la modélisation initiale ( $c_0 = 346 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) ainsi que la modélisation qui propose un résultat plus proche des mesures expérimentales ( $c_0 = 372 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) dans le cas d'une énergie incidente de  $E_i = 175 \text{ mJ}$ . Pour  $c_0 = 372 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , le modèle de Jones est en très bon accord avec les mesures et barres d'erreurs associées.

La comparaison entre les modélisations effectuées est représentée dans le tableau 3.8, avec, dans un premier temps, une valeur fixe de  $c_0 = 346 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  correspondant à une température ambiante de  $25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ , et dans un second temps, une valeur variable de  $c_0$ , correspondant au meilleur fit entre les mesures expérimentales et le modèle de Jones, ainsi que les températures correspondantes.

$E_{inc}$ (mJ)	33,5 ±2	63,9 ±2,6	101 ±2,9	139,3 ±2,9	175 ±3
$E_{abs}$ (mJ)	15,4 ±1,5	41,6 ±3,3	80,6 ±4,3	118,8 ±3,8	149,2 ±4
$c_{0,1}$ (m·s <sup>-1</sup> )	346				
$T_1$ (°C)	25				
$E_{choc}$ (mJ)	12,5 ±1,6	31,5 ±3,3	58,3 ±5,1	84,4 ±6,6	101,4 ±7,4
$\Delta R_1$ (mm <sup>-2</sup> )	7,5 E-3	67,4 E-3	111 E-3	90,0 E-3	88,7 E-3
$c_{0,2}$ (m·s <sup>-1</sup> )	352,8	367,5	375,8	374,6	374,6
$T_2$ (°C)	36,5	62,8	78,2	75,9	75,9
$E_{choc,2}$ (mJ)	10,7 ±1,4	16,8 ±2	26,7 ±3	43,3 ±4	52,9 ±5,2
$\Delta R_2$ (mm <sup>-2</sup> )	1,9 E-3	14,6 E-3	16,1 E-3	7,7 E-3	8,4 E-3

Tableau 3.8 – Comparaison entre les modélisations à  $c_0$  fixe ( $346 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) et à  $c_0$  variable

La valeur  $\Delta R_i$  correspondant à l'écart entre les mesures et la modélisation, on remarque tout de suite que l'on gagne presque un ordre de grandeur sur l'écart au modèle pour chacune des énergies laser

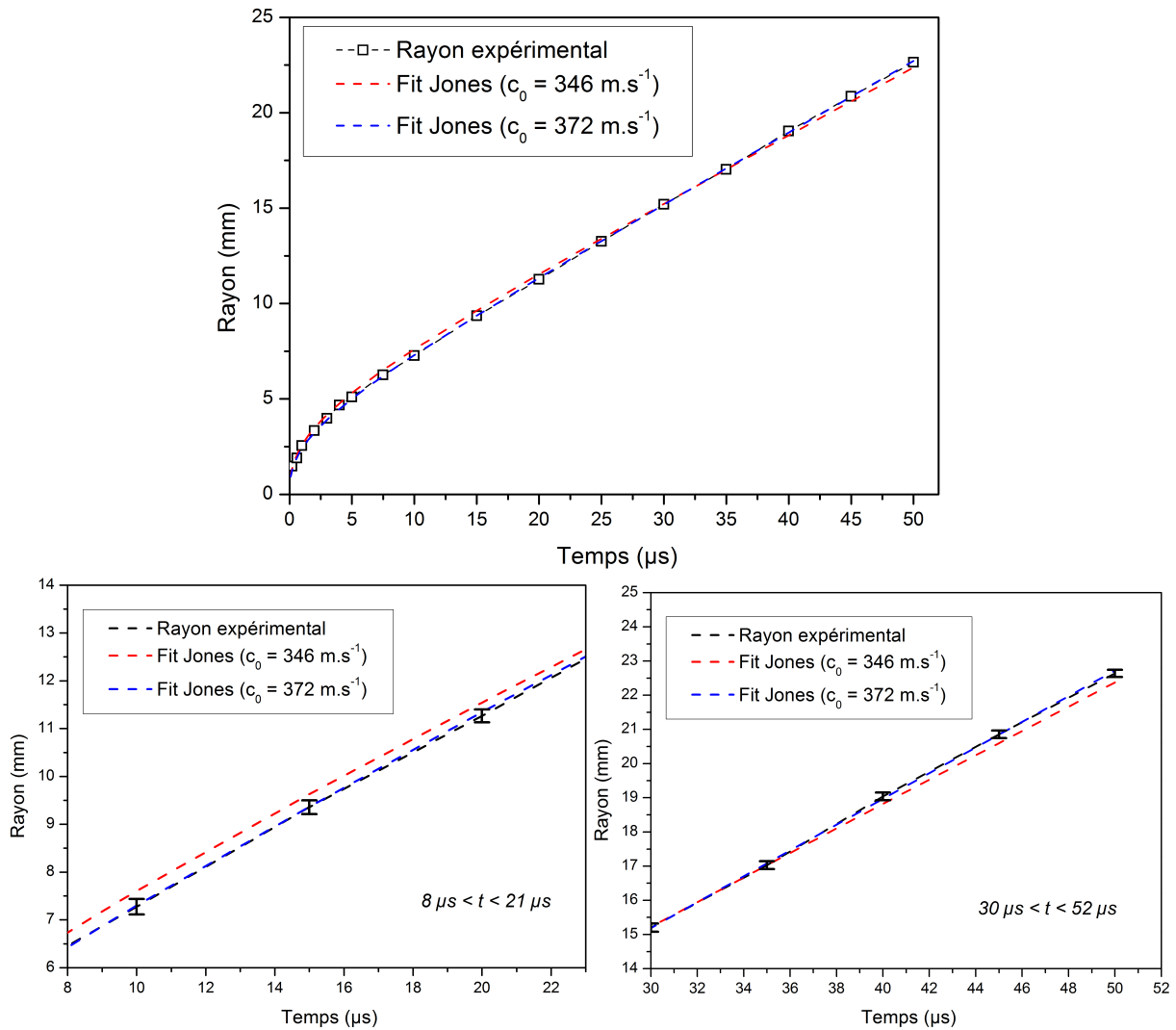


FIGURE 3.15 – Modélisation de l'évolution de l'onde de choc par le modèle de Jones pour différentes valeurs de  $c_0$  ( $E_i = 175$  mJ)

incidentes. On peut également noter que, pour les modélisations à  $c_0$  variable, la température correspondante est plus élevée de quelques dizaines de degrés  $^{\circ}\text{C}$  et croît avec les énergies laser incidentes. Cette augmentation de la température pourrait être causée par les tirs laser successifs.

En effet, toutes les mesures sont effectuées dans l'air du laboratoire à une fréquence de 10 Hz, soit la fréquence native du laser. Le noyau d'air chaud créé par le claquage laser n'a peut-être pas le temps de se dissiper entre deux tirs espacés seulement de 100 ms.

Pour pouvoir s'affranchir de ce problème, plusieurs solutions sont possibles :

- Mesurer la propagation de l'onde de choc sur un unique tir laser car l'environnement n'est en effet pas perturbé pour le premier tir. Cependant, cela nécessiterait l'utilisation d'une caméra rapide (de l'ordre du MHz si l'on souhaite une mesure toutes les microsecondes) et donc onéreuse si l'on veut également disposer d'une résolution spatiale satisfaisante ;
- Faire succéder les tirs laser à une fréquence plus faible (inférieure au Hz) pour laisser se diffuser la température ;

- Effectuer les mesures dans un flux d'air afin de régénérer le milieu au point de claquage et se placer ainsi à une température constante et parfaitement contrôlée. Il faut cependant faire attention à ce que le flux d'air soit laminaire pour que la propagation de l'onde de choc ne soit pas affectée par la turbulence.

Il est important de maîtriser les conditions dans lesquelles le plasma se forme puisque les valeurs d'énergies mesurées dans le cas où la température est susceptible d'être modifiée (cf. Tableau 3.8) sont alors très différentes : pour une énergie incidente de 175 mJ, l'énergie dissipée par l'onde de choc est quasiment divisée par 2, passant de 101,4 mJ à 52,9 mJ. Si l'on conjugue ce problème avec les incertitudes d'une dizaine de % sur la mesure de l'énergie dissipée dans l'onde de choc (Fig. 3.8), il apparaît difficile de réussir à déterminer une quantité d'énergie "restante" pour l'allumage aussi faible que 4 ou 5% de l'énergie déposée, comme l'avaient montré Phuoc et White [3].

## 3.5 Spectroscopie d'émission du plasma

On va maintenant chercher à caractériser le plasma induit par laser grâce à son spectre d'émission. On a notamment cherché à déterminer l'évolution temporelle de la température et de la densité électronique du plasma. Dans cette sous-partie, on se consacrera donc à un plasma créé dans l'air du laboratoire, ainsi que dans un mélange gazeux air/kérosène non-réactif.

### 3.5.1 Évolution temporelle de l'émission spectrale

Dans la littérature, plusieurs études [37, 53] ont permis de décrire la cinétique de l'émission d'un plasma créé par focalisation laser. Dans un premier temps ( $t \sim$  quelques dizaines de nanosecondes), deux phénomènes principaux vont dominer l'émission du plasma :

- L'effet Bremsstrahlung : ce processus engendre une perte d'énergie cinétique par les électrons libres du plasma lorsque ces derniers sont freinés par le champ électrique des espèces ionisées présentes dans le plasma. L'énergie ainsi perdue est émise sous forme de photons. Cependant, elle n'entraîne pas de recombinaison (transition *libre-libre*). Le rayonnement de Bremsstrahlung se produit aux faibles longueurs d'onde (rayons X dont la longueur d'onde est de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de pm).
- Les recombinaisons radiatives : la capture d'un électron libre par un ion va engendrer un rayonnement. L'atome résultant de cette recombinaison peut être dans son état fondamental ou excité (transition *libre-lié*)

Ces phénomènes engendrent un spectre continu et leur intensité est directement liée à la densité d'électrons libres présents dans le plasma.

Lorsque ce dernier va se refroidir, le nombre d'électrons libres va diminuer. Les transitions libre-libre et libre-lié vont donc laisser place dans un second temps aux transitions lié-lié, qui correspondent aux transitions électroniques des atomes neutres et ionisés. L'énergie rayonnée est donc quantifiée et le spectre de raies discrètes obtenue va permettre d'identifier les espèces émettrices en mesurant les longueurs d'onde de ces raies. Pour un plasma d'air, les seules raies que l'on pourra détecter vont donc correspondre aux atomes et ions issus de la recombinaison de l'oxygène et de l'azote. Dans le cas d'un claquage d'un mélange air/kérosène, on observera également les raies du carbone et de l'hydrogène.

Les figures 3.16 et 3.17 montrent plusieurs spectres d'émission expérimentaux obtenus à divers instants après la création du plasma. Les raies identifiées grâce aux données du NIST [148] et de diverses études [37, 149, 150], sont représentées sur les figures 3.20, 3.21, 3.18 et 3.19.

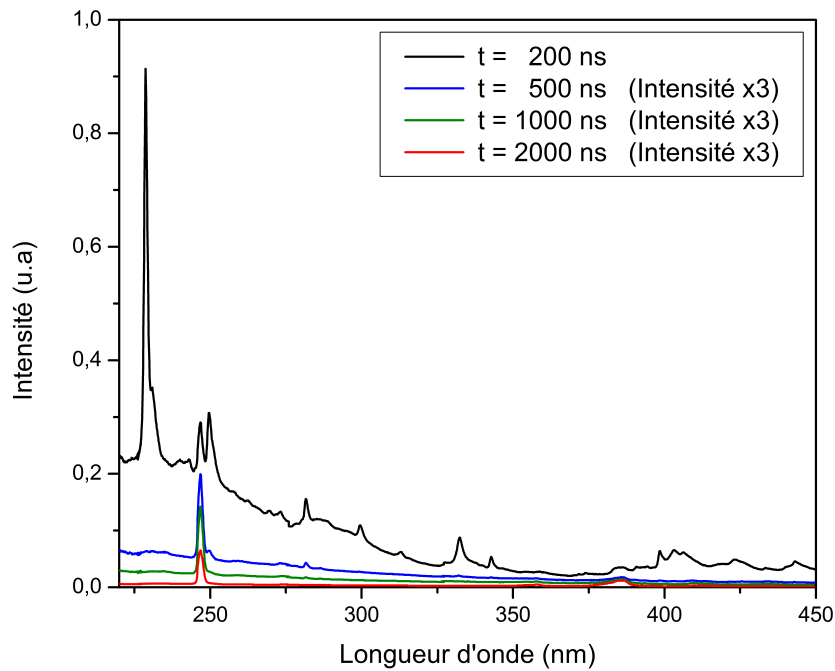


FIGURE 3.16 – Spectres d'émission expérimentaux à 200, 500, 1000 et 2000 ns après le claquage optique sur la gamme 220-450 nm. Le claquage se produit dans le mélange air/kérosène ( $\phi=0,612$ ) pour une énergie incidente de  $E_i=170$  mJ)

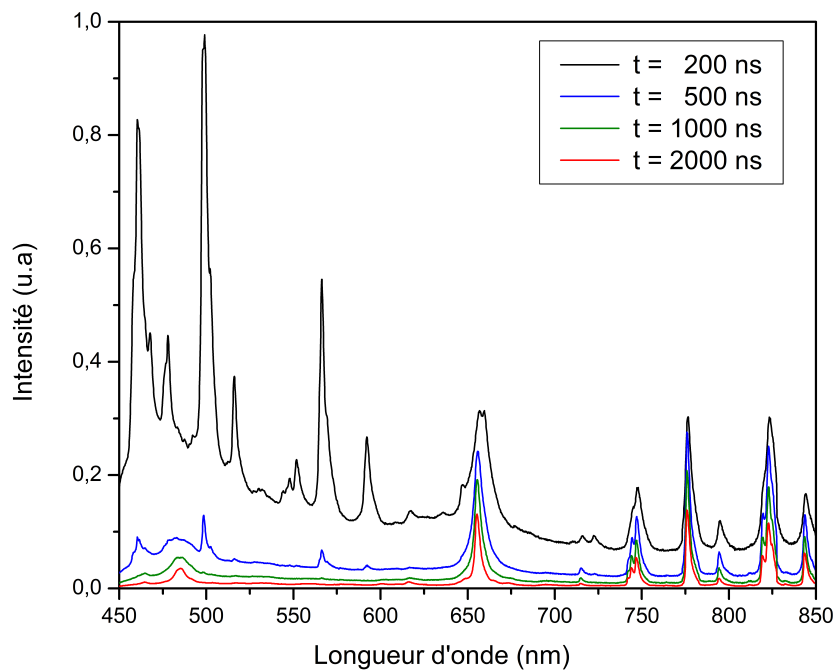


FIGURE 3.17 – Spectres d'émission expérimentaux à 200, 500, 1000 et 2000 ns après le claquage optique sur la gamme 450-850 nm. Le claquage se produit dans le mélange air/kérosène ( $\phi=0,612$ ) pour une énergie incidente de  $E_i=170$  mJ)

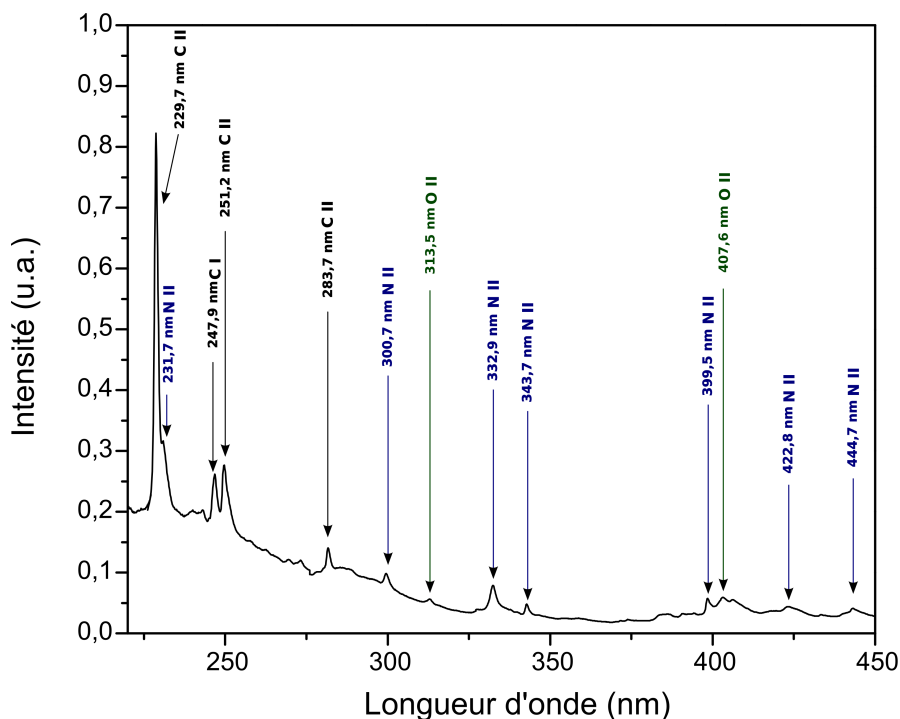


FIGURE 3.18 – Identification des raies d'un spectre d'émission expérimental sur la gamme 220-450 nm à  $t = 200$  ns après le claquage optique. Le claquage se produit dans le mélange air/kérosène ( $\phi=0,612$ ) pour une énergie incidente de  $E_i=170$  mJ)

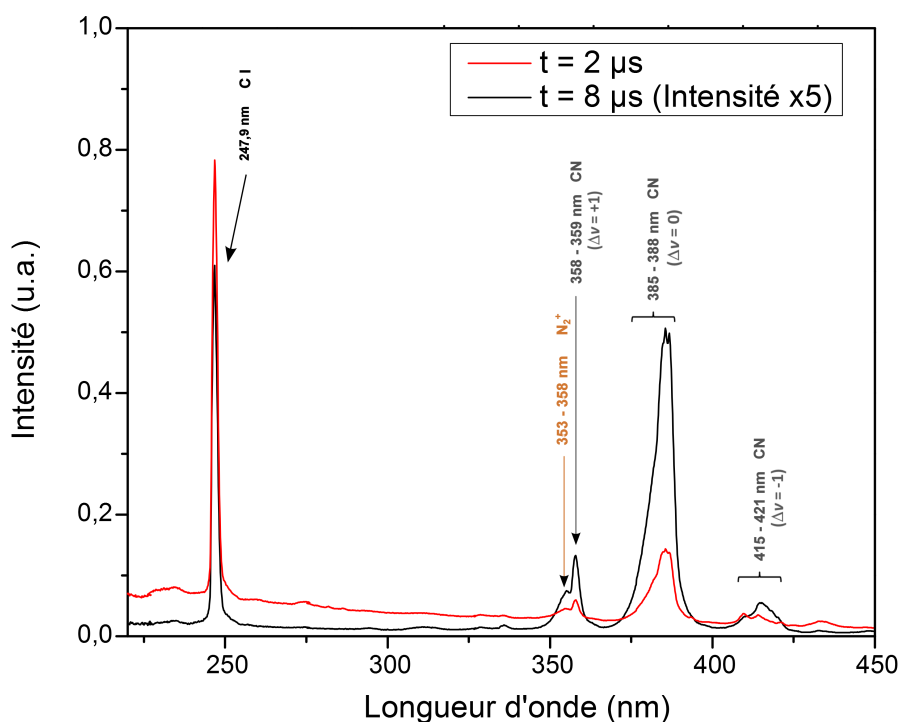


FIGURE 3.19 – Identification des raies d'un spectre d'émission expérimental sur la gamme 220-450 nm à  $t = 2 \mu\text{s}$  et  $t = 8 \mu\text{s}$  après le claquage optique. Le claquage se produit dans le mélange air/kérosène ( $\phi=0,612$ ) pour une énergie incidente de  $E_i=170$  mJ)



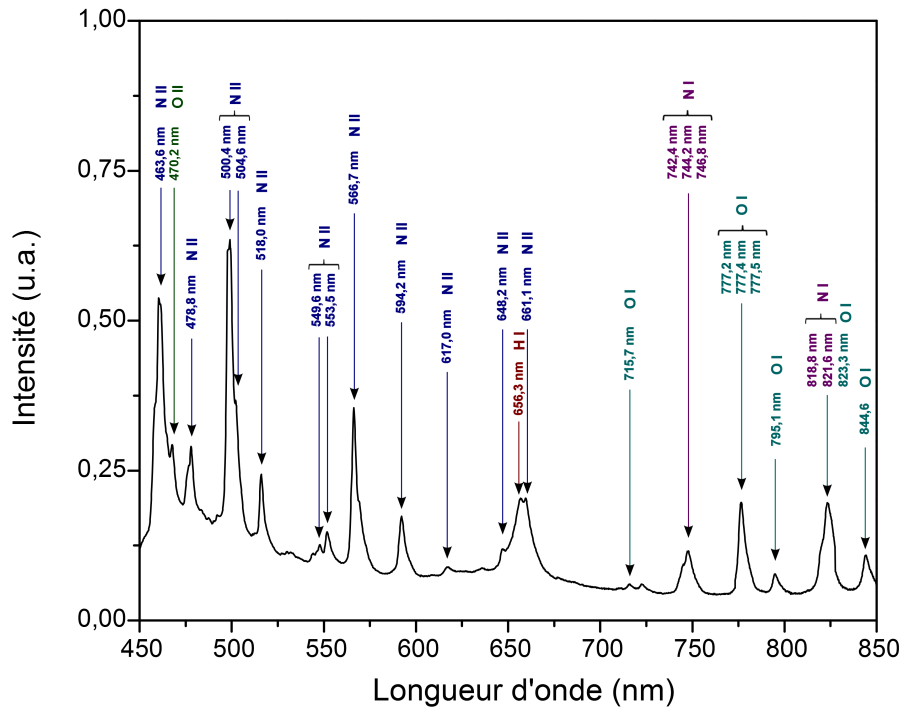


FIGURE 3.20 – Identification des raies d’un spectre d’émission expérimental sur la gamme 450-850 nm à  $t = 200$  ns après le claquage optique. Le claquage se produit dans le mélange air/kérosène ( $\phi=0,612$ ) pour une énergie incidente de  $E_i= 170$  mJ)

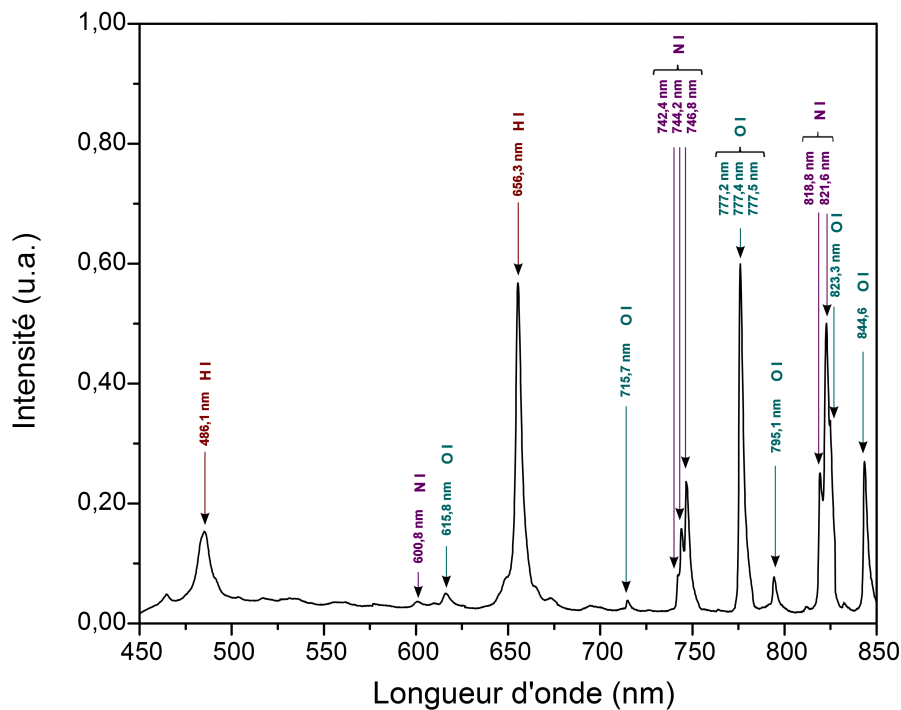


FIGURE 3.21 – Identification des raies d’un spectre d’émission expérimental sur la gamme 450-850 nm à  $t = 2000$  ns après le claquage optique. Le claquage se produit dans le mélange air/kérosène ( $\phi=0,612$ ) pour une énergie incidente de  $E_i= 170$  mJ)

A  $t = 200$  ns, l'émission provient principalement de l'émission ionique, notamment de l'azote ( $N^+$ ), dont les raies sont majoritairement comprises entre 300 et 700 nm. On observe également l'émission des ions carbone entre 220 et 280 nm, ainsi que l'émission d'ions oxygène. Les raies d'émission de l'oxygène et de l'azote atomique, d'intensités plus faibles, sont comprises entre 700 et 850 nm. La raie  $H_\alpha$  de l'hydrogène atomique est également visible à 656,3 nm, et la raie du carbone atomique à 247,9 nm.

A partir de  $t = 500$  ns, l'émission ionique disparaît progressivement, pour ne laisser place qu'aux raies d'émission des atomes de carbone, d'hydrogène, d'azote et d'oxygène. La raie  $H_\beta$  de l'hydrogène atomique à 486,1 nm, auparavant occultée par l'émission ionique, devient visible. On note également une forte baisse du fond continu. Celui-ci provient du rayonnement de Bremsstrahlung qui, on le verra par la suite, diminue fortement pendant le refroidissement du plasma. A partir de  $t = 2$   $\mu$ s, on note également l'apparition des bandes CN et  $N_2^+$  (Fig. 3.19) entre 350 et 430 nm.

### 3.5.2 Mesures de la température du plasma

#### 3.5.2.1 Choix des raies spectrales

Afin de pouvoir effectuer des mesures de températures du plasma, il est nécessaire de déterminer le couple de raies correspondant aux transitions  $i_1 \rightarrow f_1$  et  $i_2 \rightarrow f_2$  dont on souhaite mesurer l'évolution temporelle de l'intensité, et qui donnerait une bonne précision. On rappelle l'incertitude relative sur la mesure de la température (cf. chapitre 2) :

$$\left| \frac{\Delta T}{T} \right| = \frac{kT}{E_1 - E_2} \left| \frac{\Delta X}{X} \right| \quad (3.12)$$

D'après cette relation, plusieurs critères sont à prendre en compte pour le choix du couple de raies :

- il faut que la différence d'énergie  $E_1 - E_2$  des niveaux correspondant aux deux transitions considérées soit la plus élevée possible ;
- il faut optimiser le rapport signal sur bruit en sélectionnant des raies intenses, et isolées pour éviter un recouvrement avec des raies voisines.

Dans la littérature, plusieurs études se sont penchées sur la mesure de température à partir des raies de l'hydrogène [122, 124, 125], de l'oxygène [3, 37, 53, 128, 151] ou encore de raies d'espèces métalliques comme celles du fer [128, 152, 153], de l'aluminium [154, 155] ou du cuivre [156, 157]. De nombreuses références sont disponibles dans la review d'articles d'Aragón et al. [121].

Dans le cas d'un plasma d'air, les seules espèces émettrices que l'on peut considérer sont l'azote et l'oxygène, puisque l'on souhaite, entre autres, mesurer la température dans un plasma d'air. L'oxygène en particulier dispose de plusieurs raies d'émissions atomique isolées à des longueurs d'onde supérieures à 700 nm où le continuum d'émission est faible. Dans la littérature, le triplet de l'oxygène à 777 nm est souvent utilisé en conjonction avec la raie à 715 nm [37], à 748 nm [3], à 795 nm [128, 151] ou encore à 822 nm [53].

On a représenté sur la figure 3.22 le spectre d'émission d'un plasma créé dans l'air du laboratoire et dans de l'azote pur à pression ambiante entre 700 et 900 nm. L'énergie incidente est de 170 mJ et

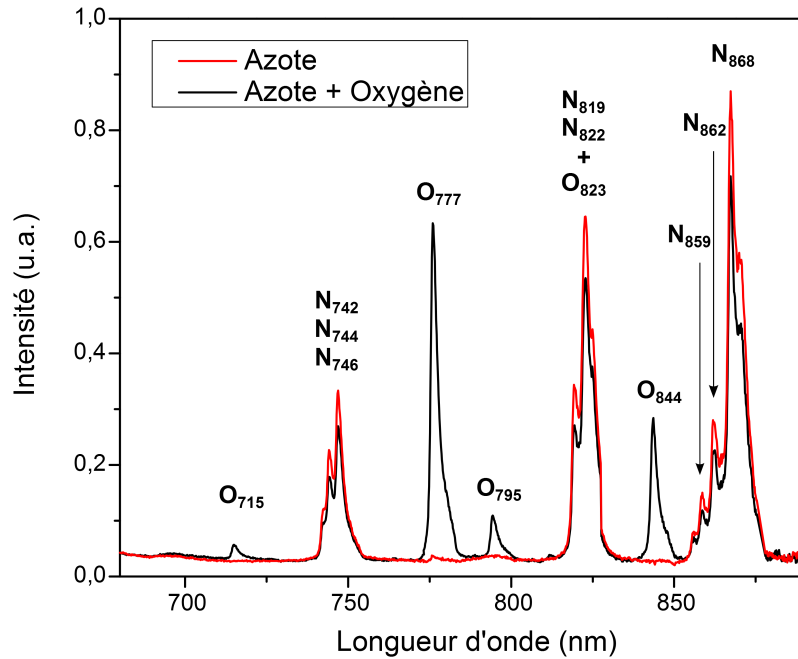


FIGURE 3.22 – Spectres d’émission du plasma pour une énergie incidente  $E_i=170$  mJ dans de l’air et de l’azote ( $t=1$   $\mu$ s)

le délai d’acquisition est de 1  $\mu$ s. On remarque que les raies atomiques de l’azote aux alentours de 746 et 822 nm empêchent de résoudre correctement les raies de l’oxygène proches de ces longueurs d’onde. En revanche, on peut parfaitement distinguer les raies atomiques de l’oxygène à 715, 777, 795 et 844 nm. Les paramètres spectroscopiques de ces raies sont résumés dans le tableau 3.9.

Raie apparente	$\lambda$ (nm)	$E_f - E_i$ ( $cm^{-1}$ )	$g$	$A_{if}$ ( $s^{-1}$ )	$P^*$
$O_{844}$	844.676	76794.978 – 88630.587	3	$3.22E + 07$	$B$
	844.636	76794.978 – 88631.146	5	$3.22E + 07$	$B$
	844.625	76794.978 – 88631.303	1	$3.22E + 07$	$B$
$O_{795}$	795.2159	101155.532 – 113727.171	5	$3.119E + 07$	$C$
	795.0803	101147.532 – 113721.419	7	$3.296E + 07$	$C$
	794.7548	101135.413 – 113714.450	9	$3.708E + 07$	$C$
$O_{777}$	777.539	73768.200 – 86625.757	3	$3.69E + 07$	$B$
	777.417	73768.200 – 86627.778	5	$3.69E + 07$	$B$
	777.194	73768.200 – 86631.454	7	$3.69E + 07$	$B$
$O_{715}$	715.670	102662.026 – 116631.094	5	$6.05E + 07$	$B$

Tableau 3.9 – Constantes spectroscopiques de plusieurs raies atomiques de l’oxygène [148]

\* Estimation de l’incertitude sur les probabilités de transition A ( $B=10\%$ ,  $C=25\%$ )

$E_i$  et  $E_f$  représentent les niveaux d’énergies des transitions considérées,  $g$  la dégénérescence de la transition et  $A_{if}$  le coefficient d’Einstein d’émission spontanée. On rappelle que, pour obtenir une meilleure précision sur la mesure de la température, la différence d’énergie des niveaux supérieurs ( $E_i$ ) des deux transitions que l’on souhaite utiliser doit être importante ; ce qui exclut, a priori, les couples

de raies  $O_{844}/O_{777}$  et  $O_{795}/O_{715}$ . On a ensuite cherché à comparer les mesures de température pour les différents couples de raies restants. Pour cela, on a mesuré le spectre d'émission du plasma entre 700 et 900 nm de  $t = 200$  ns à  $9 \mu\text{s}$ . L'énergie incidente est de 170 mJ. Chaque mesure de température correspond à un spectre moyenné sur 100 acquisitions correspondant à 100 tirs laser individuels dans l'air du laboratoire, à une température de  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  et à une pression de 1 atm. L'intensité de chaque raie a été estimée en intégrant l'intensité du spectre sur la largeur à mi-hauteur de chacune des raies considérées, après soustraction du fond continu. Les mesures sont présentées sur la figure 3.23.

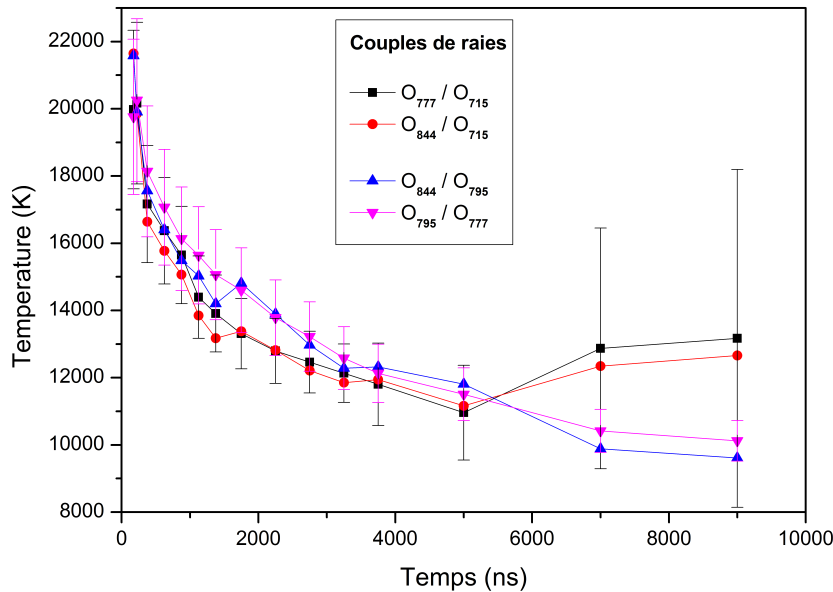


FIGURE 3.23 – Comparaison des mesures de température pour plusieurs couples des raies atomiques de l'oxygène. Les barres d'erreurs sont évaluées d'après l'équation 3.12.

On remarque dans un premier temps que, quelque soit le couple de raies considéré, l'évolution de la température suit la même tendance et aucune des mesures n'apparaît aberrante pour  $t < 5 \mu\text{s}$ . Pour  $t > 5 \mu\text{s}$ , on remarque une augmentation significative de la température pour les couples  $O_{777}/O_{715}$  et  $O_{844}/O_{715}$ . En effet, le rapport signal sur bruit de la raie de l'oxygène à 715 nm pour ces instants est beaucoup trop faible et fausse le résultat. Le choix définitif s'est donc porté sur le couple de raies  $O_{795}/O_{777}$  pour deux raisons principales :

- la faible intensité de la raie  $O_{715}$  empêche d'obtenir un bon rapport signal sur bruit pour des temps d'acquisition supérieurs à  $5 \mu\text{s}$ , ce qui génère une forte incertitude sur la mesure de température ;
- la raie  $O_{777}$  dispose de l'intensité d'émission la plus élevée ; elle est également suffisamment proche de la raie  $O_{795}$  pour permettre de ne faire des acquisitions de spectres que sur une seule bande spectrale du spectromètre, évitant ainsi de multiplier les mesures.

### 3.5.2.2 Évolution temporelle de la température du plasma

Il ressort de l'évaluation précédente que le couple  $O_{795}/O_{777}$  offre la meilleure performance parmi les possibilités répertoriées. La figure 3.24 montre l'évolution temporelle de la température électronique du plasma déduite à partir du rapport des raies  $O_{795}/O_{777}$  mesurées à l'aide du spectromètre.

Deux énergies laser incidentes (40 mJ et 170 mJ) sont représentées. Pour ces mesures, la température du mélange gazeux est portée à 180 °C, ce qui va sensiblement modifier le seuil de claquage, et donc l'énergie absorbée, notamment pour des énergies incidentes faibles. On a également représenté l'évolution de la température d'un plasma créé dans l'air du laboratoire, à une température de 25 °C, et pour une énergie incidente de 170 mJ. Les valeurs des énergies incidentes et absorbées considérées sont les suivantes :

	Énergie incidente	Énergie absorbée
Air/Kérosène	$40 \pm 2,5$ mJ	$16 \pm 2$ mJ
	$170 \pm 4$ mJ	$130 \pm 4$ mJ
Air	$170 \pm 4$ mJ	$143 \pm 4$ mJ

Tableau 3.10 – Valeurs des énergies incidentes et absorbées

Les mesures ont pu être effectuées entre 200 ns et 10  $\mu$ s. Dans les instants suivants directement la création du plasma, l'absence des raies atomiques de l'oxygène ne permet pas d'obtenir des informations sur la température.

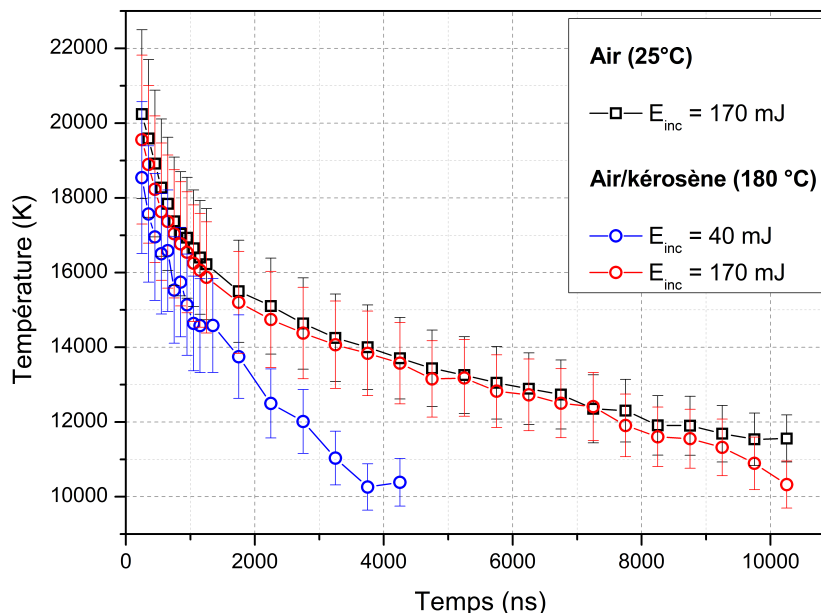


FIGURE 3.24 – Évolution temporelle de la température du plasma pour deux énergies laser incidentes

À  $t = 200$  ns après le claquage, la température mesurée est aux alentours de 20000 K, avec une température légèrement plus faible pour une énergie incidente de 40 mJ. Pour expliquer cette température similaire malgré la différence d'énergie incidente, on suppose que l'énergie déposée est spatialement répartie sur l'ensemble du plasma (volume plus important à haute énergie incidente), ce qui n'affectera

que très peu le maximum de température que celui-ci va atteindre. En revanche, la décroissance de la température semble en être affectée car on observe une baisse plus rapide de celle-ci pour une énergie incidente plus faible. Dans ce dernier cas, il n'a pas été possible d'effectuer des mesures satisfaisantes au-delà de 4  $\mu\text{s}$ , le signal étant beaucoup trop faible. La différence d'évolution temporelle de la température entre un claquage dans l'air ambiant (25 °C) et dans le mélange air/kérosène gazeux (180 °C) pour une même énergie incidente est négligeable.

Ces résultats sont en accord avec les valeurs que l'on peut retrouver dans la littérature pour des conditions expérimentales semblables, notamment celles de Yalçın et al. [56], lesquels avaient également mesuré l'évolution temporelle de la température pour plusieurs énergies laser incidentes allant de 41 mJ à 150 mJ, et obtenu une décroissance d'environ 22200 K ( $t = 350$  ns) à 15600 K ( $t = 1,4$   $\mu\text{s}$ ). Pour une énergie déposée de 17 mJ, on peut également citer les travaux de Joshi et al. [158] qui mesuraient des températures de 22000 K et 13000 K à  $t = 100$  ns et  $t = 3$   $\mu\text{s}$  pour une pression de 0,85 bar.

### 3.5.2.3 Fit de la décroissance de la température

Afin de décrire l'évolution temporelle de la température d'un plasma produit par claquage optique, des modèles de décroissance en puissance [159], en double-exponentielle [159, 160], voire en triple exponentielle [161] ont été proposés dans la littérature. On a donc testé ces différents modèles pour les mesures de température dans le mélange air/kérosène, le seul paramètre fixe étant la valeur de  $T_\infty$ , établie à 453 K. Les décroissances en puissance sont de la forme :

$$T(t) = T_0 + A.t^p \quad (3.13)$$

Ce modèle de décroissance n'a cependant pas permis de décrire correctement la décroissance de la température, avec des coefficients de corrélation  $R^2$  respectivement de 0,95 et 0,92 pour les énergies incidentes de 40 et 170 mJ.

Le modèle en double-exponentielle décrit la décroissance selon la forme :

$$T(t) = T_0 + A_1 \cdot \exp\left(\frac{-t}{t_1}\right) + A_2 \cdot \exp\left(\frac{-t}{t_2}\right) \quad (3.14)$$

Ce dernier a donné de meilleurs résultats, avec des coefficients de corrélation respectifs de 0,984 et 0,992. Les modélisations ainsi que les paramètres utilisés sont représentés sur la figure 3.25 et dans le tableau 3.11.

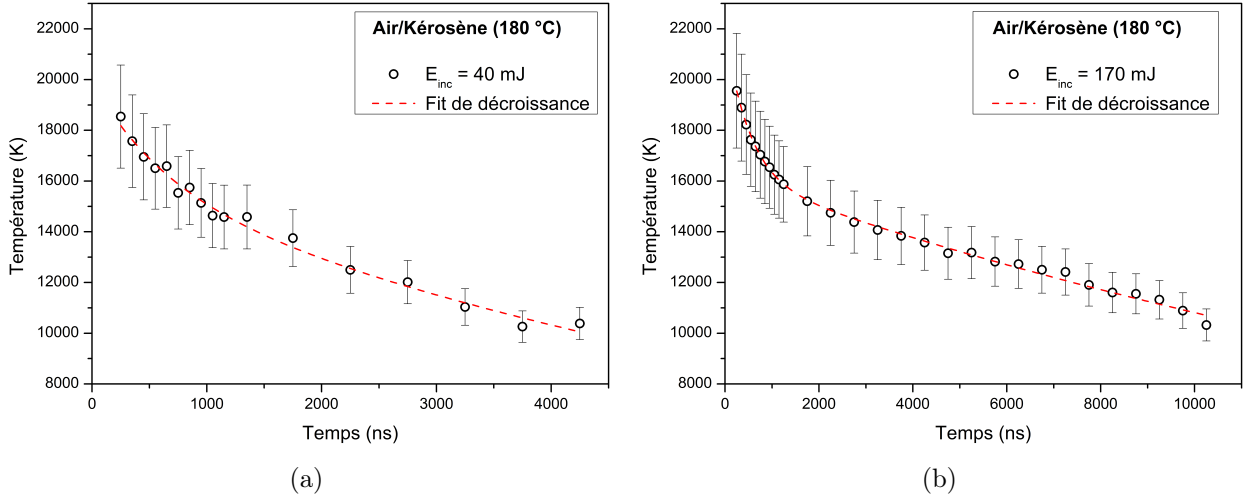


FIGURE 3.25 – Modélisation de la décroissance de la température par un modèle en double-exponentielle

Paramètres	$E_i=40$ mJ	$E_i=170$ mJ
$T_0$ (K)	453	453
$A_1$ (K)	15354	15739
$t_1$ (ns)	9041	23927
$A_2$ (K)	4095	5790
$t_2$ (ns)	653	502
$R^2$	0,9841	0,99217

Tableau 3.11 – Paramètres utilisés pour la modélisation de la décroissance de la température en double exponentielle

Les différences observées sur le modèle mathématique permettant de décrire correctement la décroissance de la température d'un plasma semblent provenir de la plage temporelle sur laquelle les mesures de température sont effectuées. En effet, en mesurant la température à partir de l'émission de raies atomiques, on ne dispose pas d'informations sur son évolution dans les quelques dizaines de nanosecondes suivant le claquage laser, période durant laquelle les raies atomiques ne sont pas visibles.

Plusieurs études théoriques [35, 50] stipulent que la température du plasma dans les premiers instants suivants sa création serait plutôt de l'ordre de  $10^5$  K. Chen et al. [50] ont ainsi tabulé les valeurs de température aux premiers instants en fonction de l'irradiance  $I_L$  selon la relation :

$$T \propto I_L^{1/(\beta+4)} \quad (3.15)$$

avec  $\beta = 1,6$ . Ces valeurs sont bien supérieures à celles prévus par la décroissance en double-exponentielle (Fig. 3.25). Parmi les études expérimentales qui ont entrepris de mesurer la température aux premiers instants, on retrouve celle de Glumac et al. [161] qui ont mesuré une température de 45000 K à  $t=50$  ns à partir de l'émission ionique de l'azote pour un faisceau incident d'énergie 180

mJ, de longueur d'onde 532 nm et focalisé par une lentille de focale 100 mm. On notera que dans leur étude, Glumac avait préconisé l'utilisation d'une décroissance en triple-exponentielle. De la même manière, Lorenz et al. [114] ont mesuré la température du plasma entre 30 et 150 ns, pour des énergies laser plus faibles à environ 12,3 mJ. La température mesurée à 30 ns était de 110000 K pour descendre aux alentours de 30000 K à 150 ns (Fig. 3.26). La mesure de la température aux premiers instants par l'utilisation des raies ioniques a été envisagée, mais n'a pas donné de résultats probants.

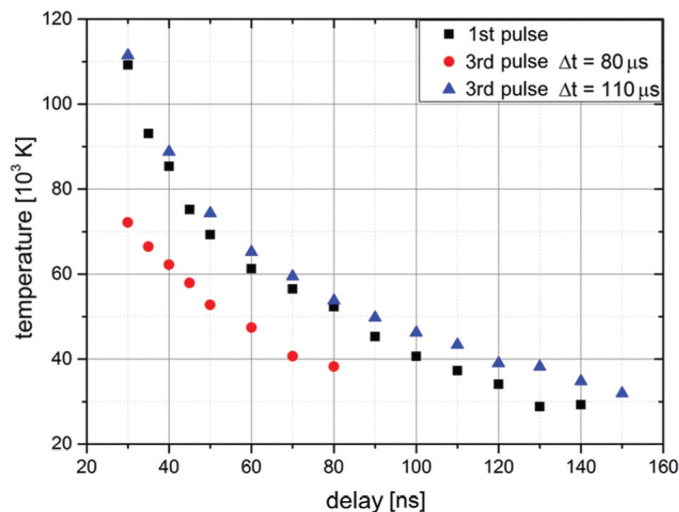


FIGURE 3.26 – Mesures de température de plasma provenant d'un laser en train d'impulsions [114]

Ainsi, bien qu'une décroissance en double-exponentielle décrive correctement l'évolution de la température du plasma à partir de quelques centaines de nanosecondes, elle ne décrit pas la baisse de température bien plus prononcée qui semble se produire dans les premiers instants ( $t < 150$  ns) suivant la création du plasma.

### 3.5.3 Évolution temporelle de la densité électronique

Les calculs de densité électronique sont déduits de la mesure de l'élargissement de la raie hydrogène  $H_\alpha$  à 656,285 nm (cf. Chapitre 2.3). Les spectres d'émission utilisés sont issus du claquage dans un mélange air/kérosène de richesse  $\phi = 0,612$ , ce qui introduit suffisamment d'espèces hydrocarbonées pour que les raies d'émission de l'hydrogène soient bien visibles. Sur la figure 3.27 sont représentés plusieurs spectres à divers instants après le claquage optique couvrant le domaine spectral où apparaît la raie de l'hydrogène  $H_\alpha$ .

L'élargissement de la raie de l'hydrogène (Eq. 2.18) ainsi que le décalage spectral (Eq. 2.19) par effet Stark sont bien visibles, notamment à  $t = 200$  ns. Ces effets s'atténuent aux instants ultérieurs, ce qui est révélateur d'une baisse de la densité électronique du plasma. On détermine l'élargissement de la raie de l'hydrogène par un ajustement des raies par un profil de Voigt (Fig. 3.28). Aux premiers instants, il est nécessaire de prendre en compte la présence des raies de l'azote ionique.

L'évolution de la densité électronique en fonction du temps est ensuite calculée grâce à l'équation 2.23, pour deux énergies laser incidentes de 40 et 170 mJ. Les résultats sont représentés sur la figure 3.29. On a également représenté sur cette figure le critère de McWhirther (Eq. 2.9) dépendant de la température mesurée précédemment (Fig. 3.24). Il apparaît que le critère de McWhirther n'est validé



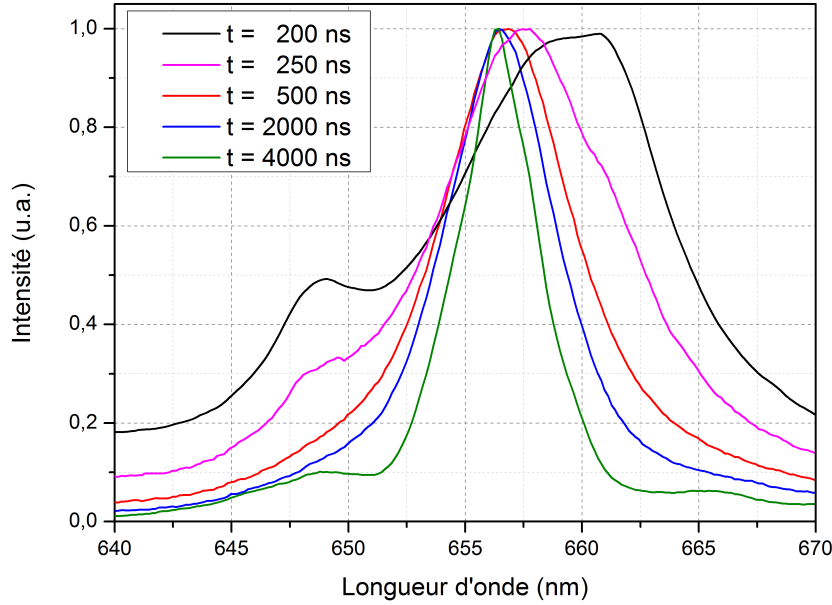


FIGURE 3.27 – Évolution temporelle de la bande spectrale 640-670 nm du spectre d'émission du plasma pour une énergie incidente  $E_i=170$  mJ ( $\phi = 0,612$ )

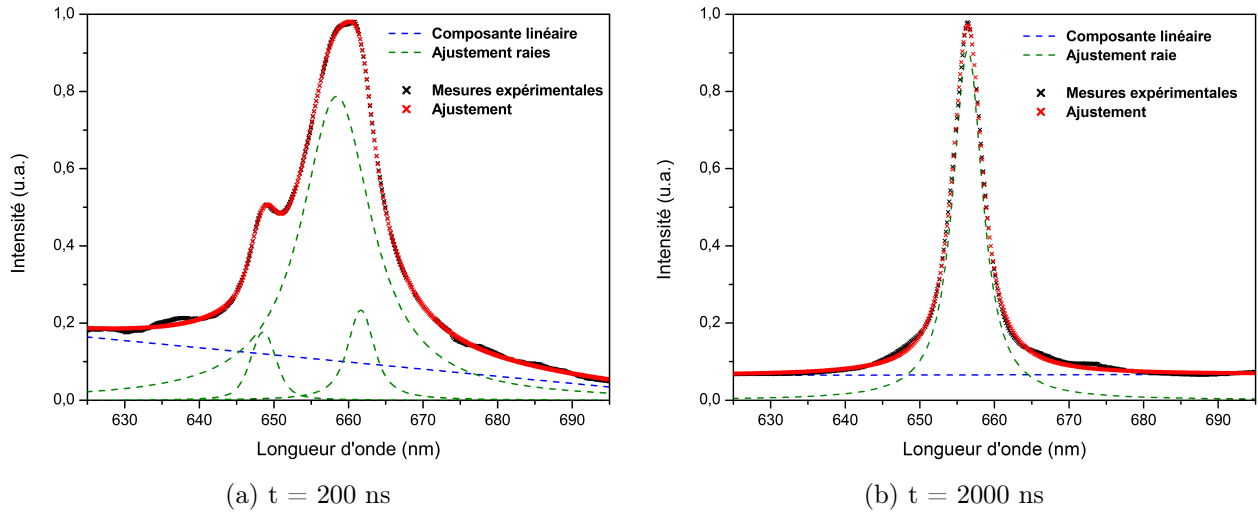


FIGURE 3.28 – Ajustement de la raie hydrogène  $H_\alpha$  à deux instants ( $E_i=170$  mJ -  $\phi = 0,612$ )

que pour  $t < 1500$  ns, dans le cas d'une énergie incidente de 40 mJ, et pour  $t < 6000$  ns, dans le cas d'une énergie incidente de 170 mJ. Au-delà, le plasma n'est pas considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique local.

A 200 ns après l'impulsion laser, la densité électronique est de  $1.88 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour 170 mJ incident, et de  $1.19 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour 40 mJ incident. La densité électronique décroît alors en fonction du temps, atteignant respectivement  $2.64 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $8.31 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pour 170 et 40 mJ à  $t = 2250$  ns. L'évolution temporelle de la densité électronique suit ainsi une décroissance similaire à celle de la température : sa valeur est équivalente aux premiers instants pour les deux énergies incidentes considérées, mais va décroître beaucoup plus rapidement à partir de  $t = 1000$  ns après la création du plasma pour l'énergie incidente de 40 mJ.

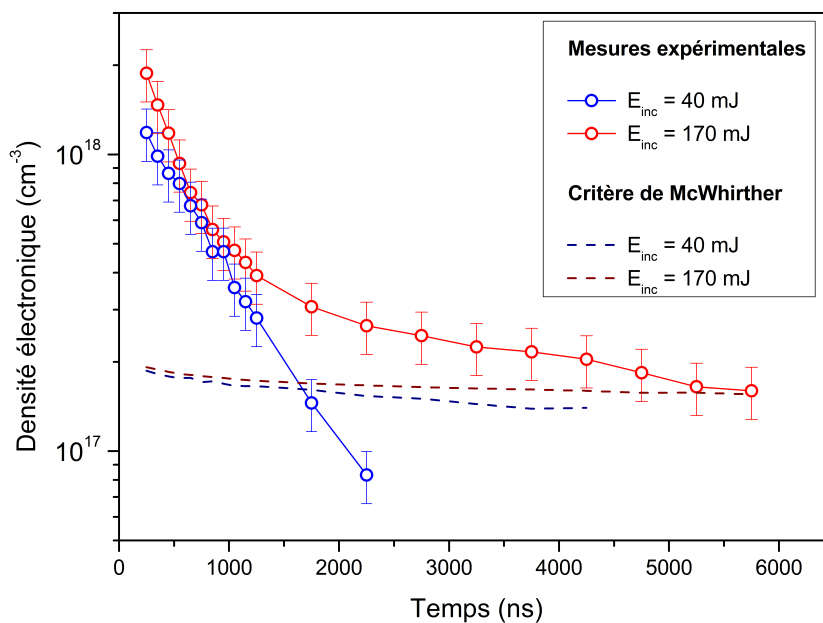
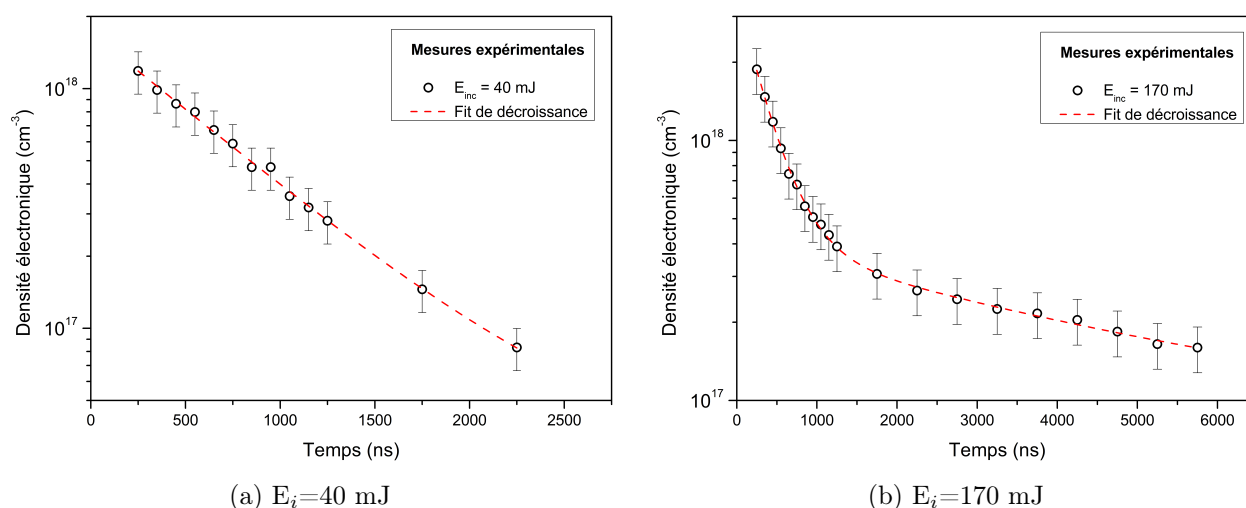


FIGURE 3.29 – Évolution temporelle de la densité électronique du plasma pour deux énergies laser incidentes

La décroissance de la densité électronique peut être modélisée par une simple ou une double exponentielle selon l'énergie incidente considérée (Fig. 3.30 et Tab.3.12). L'utilisation de deux modèles différents traduit la divergence que l'on observe dans la décroissance de la densité électronique pour les deux énergies incidentes considérées.



(a)  $E_i=40$  mJ

(b)  $E_i=170$  mJ

FIGURE 3.30 – Modélisation de la décroissance de la densité électronique par un modèle en simple (a) et double (b) exponentielle

Paramètres	$E_i=40$ mJ	$E_i=170$ mJ
$A_0$ (cm <sup>-3</sup> )	$2.6 \times 10^{16}$	$7.4 \times 10^{16}$
$A_1$ (cm <sup>-3</sup> )	$1.7 \times 10^{18}$	$3.2 \times 10^{18}$
$t_1$ (ns)	662	321
$A_2$ (cm <sup>-3</sup> )	/	$3.4 \times 10^{17}$
$t_2$ (ns)	/	4190
$R^2$	0,99	0,99

Tableau 3.12 – Paramètres utilisés pour la modélisation de la décroissance de la densité électronique en simple et double exponentielle

On peut comparer ces résultats avec ceux obtenus par Glumac et al. [161] qui avaient mesuré l'évolution de la densité électronique dans des conditions similaires avec une énergie incidente de 180 mJ. Ils ont ainsi mesuré une densité électronique de  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> à  $t=400$  ns qui descendait à  $4 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> à  $t=1500$  ns. On peut également citer les travaux de Yalçın et al. [56] qui ont étudié le plasma créé par un faisceau d'énergie incidente de 150 mJ : ils mesuraient une densité électronique de  $1.8 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> à  $t=400$  ns et de  $2 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> à  $t=2000$  ns pour une énergie incidente de 150 mJ.

En ce qui concerne l'évolution de la densité électronique pour une énergie incidente de 40 mJ, on peut se référer aux travaux de Joshi et al. [120] qui ont conduit une étude sur le claquage laser et mesuré la température et la densité électronique de plasmas créés avec une énergie incidente de 26 mJ (énergie absorbée de 17 mJ) pour plusieurs pressions. Ils ont mesuré, pour une pression de 0,85 bar, une densité électronique de  $1.6 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> à 200 ns et de  $1.2 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> à 3000 ns, ce qui est également dans les mêmes ordres de grandeurs que les résultats expérimentaux présentés ici (Fig. 3.29).

### 3.6 Pertes radiatives d'un plasma induit par laser

En vue de faire un bilan énergétique d'un plasma induit par laser, il est nécessaire de considérer l'ensemble des modes de dissipation par lesquels l'énergie déposée dans le plasma par le faisceau va se dissiper (Fig. 3.31). On retrouve notamment la dissipation mécanique par onde de choc étudiée précédemment, mais également la dissipation par rayonnement et par échauffement du milieu. Ce dernier mode de dissipation est le vecteur principal par lequel l'énergie déposée servira à l'allumage, puisqu'il permet la création d'un noyau d'air chaud.

Afin de quantifier cette énergie, plusieurs études ont essayé d'estimer l'énergie qui se dissipe par rayonnement lumineux. On peut notamment citer les travaux de Phuoc et White [3] qui, à partir de mesures de température aux premiers instants, couplés à des simulations d'expansion du plasma, ont entrepris de calculer les flux radiatifs provenant de l'émission du bremsstrahlung et du corps noir, qu'ils considèrent comme étant les deux modes de dissipation radiatifs principaux. Ils se sont appuyés sur les travaux d'Akram [162] qui avait étudié la simulation de l'expansion d'un plasma produit par une décharge électrique, lequel s'était également appuyé sur les travaux de Plooster [163].

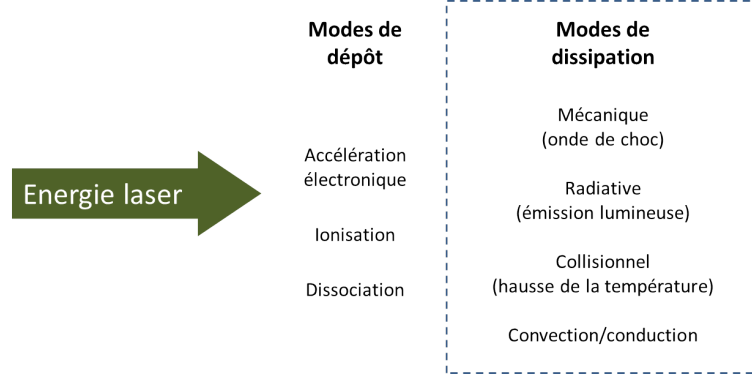


FIGURE 3.31 – Schéma des différents modes de dépôts et de dissipation de l'énergie

Les flux radiatifs du bremsstrahlung  $Q_b$  et du corps noir  $Q_{cn}$  (en  $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) sont calculés selon les relations suivantes :

$$Q_b = 2.457 \times 10^{11} T^{1/2} A_1^2 \left( \frac{A_1 + 3A_2}{A_1 + A_2} \right)^3 \quad (3.16)$$

$$Q_{cn} = \frac{8\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} \epsilon T^4 \quad (3.17)$$

Où  $A_1$  et  $A_2$  sont des paramètres caractérisant le degré d'ionisation du milieu et dépendant également de la température [162, 163],  $k_B$  est la constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $h$  la constante de Planck ( $6,62 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ ),  $c$  la vitesse de la lumière ( $3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ),  $T$  la température (en K) et  $\epsilon$  l'émissivité du plasma (en  $\text{m}^{-1}$ ).

D'après cette simulation, les pertes radiatives cumulées de ces deux phénomènes sont estimées entre 22 et 34% de l'énergie déposée, ce pourcentage augmentant avec les énergies déposées croissantes (comprises entre 15 et 50 mJ). La majorité de cette énergie était rayonnée dans la première centaine de nanosecondes suivant la création du plasma (Fig. 3.32).

D'autres études ont également essayé de quantifier l'énergie perdue par rayonnement [164, 165] grâce à des simulations numériques. Les auteurs ne considèrent cependant que les transitions liés-liés, ce qui correspond à l'émission spontanée des espèces du milieu, et négligent donc l'émission du corps noir et du bremsstrahlung. Ils trouvent ainsi des énergies rayonnées de l'ordre du  $\mu\text{J}$  pour une énergie déposée de 93 mJ. Contrairement à leur approximation initiale, il semble donc impossible de négliger le rayonnement du bremsstrahlung et du corps noir, au vu des estimations de l'énergie dissipée par ces phénomènes proposées dans la littérature. En revanche, leurs calculs semblent montrer qu'il est correct de négliger le rayonnement émis par les transitions liés-liés.

D'un point de vue expérimental, mesurer l'énergie rayonnée par le plasma obtenu par claquage laser est très difficile car, en supposant que la majorité du rayonnement provient du bremsstrahlung et du corps noir, le spectre d'émission se situera majoritairement dans l'ultraviolet proche et lointain, comme on le voit sur la figure 3.33, sur laquelle est représentée la distribution spectrale normalisée de ces deux phénomènes en fonction de la température [166]. On rappelle que le flux rayonné par le bremsstrahlung (Eq. 3.16) et le corps noir (Eq. 3.17) sont dépendants de la température selon les relations respectives

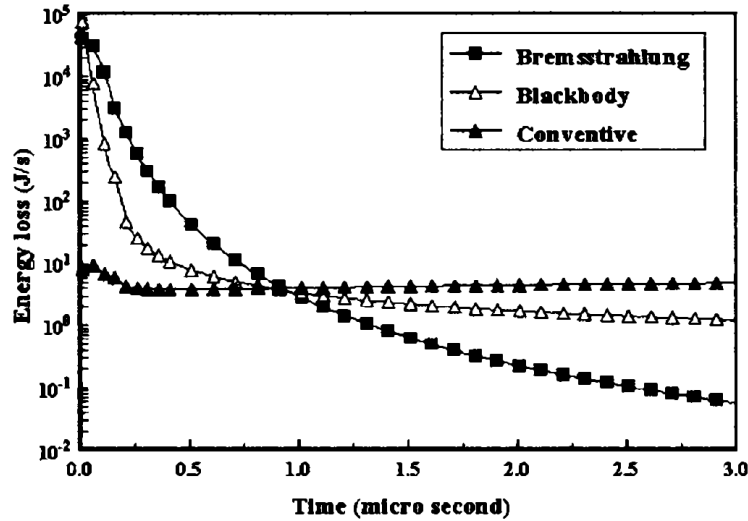


FIGURE 3.32 – Évolution temporelle du flux d'énergie provenant du rayonnement de bremsstrahlung et du corps noir, ainsi que de la convection [3] pour une énergie absorbée de 22 mJ

$$Q_b \propto T^{1/2} \text{ et } Q_{cn} \propto T^4.$$

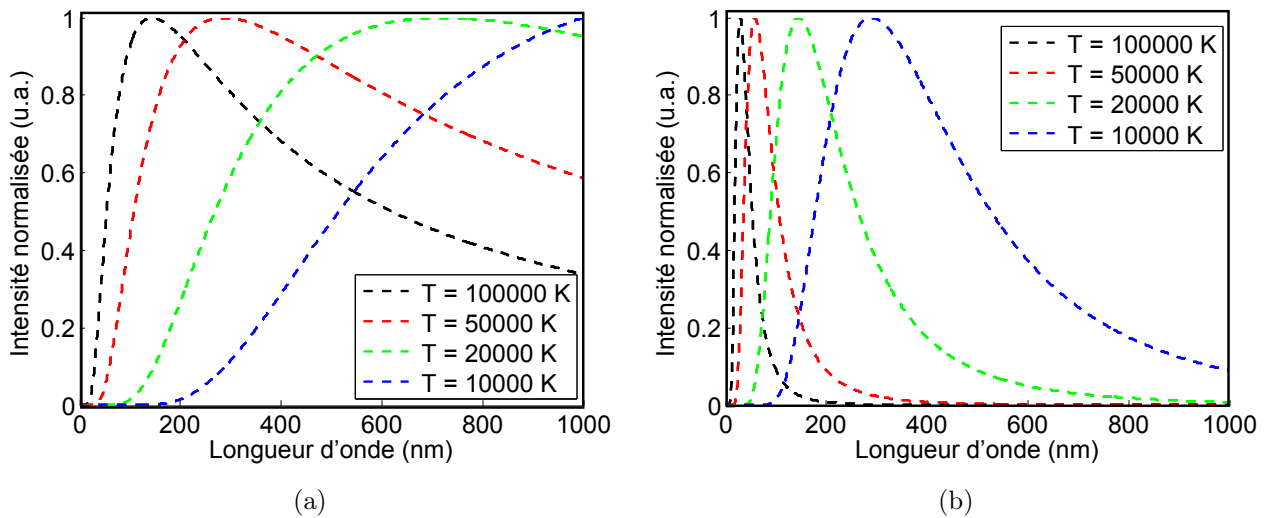


FIGURE 3.33 – Distribution spectrale du rayonnement de bremsstrahlung (a) et du corps noir (b) en fonction de la température

Il existe ainsi des applications pour lesquels les plasmas induits par laser sont utilisés comme source de rayonnement dans l'UV proche et lointain [166–169]. Il n'a été recensé qu'une seule étude [170] dans laquelle l'auteur cherchait à mesurer directement l'énergie rayonnée par le plasma. Il utilisait pour cela deux types de photo-détecteurs : un puissance-mètre sensible dans la gamme spectrale 0,15–8  $\mu\text{m}$  et une photo-diode diamant capable de détecter uniquement des photons très énergétiques, entre 200 et 2200 eV (correspondant à la gamme spectrale comprise entre 0,6 et 6,2 nm). Bien qu'ils soient effectivement arrivés à détecter une émission dans l'UV lointain, l'énergie émise correspondant à cette bande spectrale était bien inférieure à 1% de l'énergie déposée (pour des énergies incidentes comprises entre 60 et 200 mJ). Pour la gamme spectrale 0,15–8  $\mu\text{m}$ , l'énergie rayonnée correspondait à environ 4~5% de l'énergie déposée (comprise entre 75 et 525 mJ). Cependant, la bande spectrale qui va de 6

nm (200 eV) à 150 nm n'est pas mesurée, et cette dernière est susceptible de contenir une part non-négligeable, voire majoritaire (Fig. 3.33), de l'énergie rayonnée par le corps noir et le bremsstrahlung.

On avait envisagé, à partir des mesures de températures, d'expansion du plasma et de densité électronique, d'estimer l'énergie rayonnée par le plasma. Cependant, plusieurs problèmes ont été identifiés :

- le calcul nécessite de connaître l'évolution temporelle et la distribution spatiale de la densité au sein du plasma ;
- les mesures de températures par la relation de Boltzmann sont intrinsèquement entachés de barres d'erreur importantes dues aux incertitudes sur les constantes spectroscopiques ;
- enfin, d'après les calculs de Phuoc et White [3], la majorité du rayonnement semble être émis dans les premiers instants, zone temporelle où les mesures de température et de densité électronique sont impossibles avec les diagnostics utilisés, et où l'on ne dispose pas de données expérimentales

Ce dernier point est particulièrement problématique, car, d'après la littérature, la température chute brutalement dès la première centaine de nanoseconde. Au vu de la forte dépendance en température des flux rayonnés, la quasi-totalité du rayonnement est déjà émis aux instants où l'on commence à mesurer la température du plasma. Les travaux de Mazhukin et al. [171] sur la modélisation des transferts radiatifs d'un plasma induit par laser dans une vapeur d'aluminium vont dans ce sens, puisqu'ils montrent que la majorité du rayonnement est effectivement émis dans les 100 premières nanosecondes (énergie absorbée de 20 mJ), et descend même à quelques dizaines de nanosecondes pour des énergies supérieures (400 mJ). Il ressort de leur simulation que la proportion d'énergie absorbée perdue par rayonnement semble également augmenter avec l'énergie déposée, passant d'un dixième de % de l'énergie absorbée pour 20 mJ déposés à 60% pour 400 mJ déposés.

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, on a cherché à caractériser de manière la plus exhaustive possible le dépôt d'énergie qui se produit lors d'un claquage laser en simple impulsion. On a mesuré l'énergie absorbée en fonction de l'énergie incidente, et caractérisé l'expansion spatio-temporelle du plasma en résultant par imagerie ICCD. La hausse de l'énergie incidente va ainsi générer un plasma plus volumineux et au rayonnement plus intense.

On a également observé l'onde de choc induite par un dispositif de visualisation strioscopique. Un modèle de propagation de l'onde de choc a permis de déterminer la quantité d'énergie déposée qui était dissipé mécaniquement dans l'onde de choc. Il a été mis en évidence une forte sensibilité de la propagation de l'onde de choc à la température du milieu dans laquelle elle se propage.

Grâce à l'étude du spectre d'émission du plasma, on a pu mesurer l'évolution temporelle de sa température et de sa densité électronique entre 0,2 et 10  $\mu$ s après la création du plasma. On a ainsi mis en évidence une forte disparité sur l'évolution temporelle de ces deux paramètres selon l'énergie incidente déposée par l'impulsion laser dans le plasma : la température est la densité électroniques avoisinent respectivement 20000 K et  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$  à  $t = 200$  ns pour les deux énergies incidentes

considérées (40 et 170 mJ), mais vont subir une décroissance plus prononcée pour une énergie incidente plus faible.

Les tentatives de calcul du rayonnement émis à partir de ces données expérimentales se sont malheureusement révélées infructueuses. Toute ces données serviront de référence en vue de comparer le claquage en simple impulsion et en double impulsion.

## CHAPITRE 4

---

# Caractérisation du claquage en double-impulsion

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>119</b>
<b>4.2</b>	<b>Caractérisation de l'absorption du second plasma</b>	<b>120</b>
4.2.1	Influence du délai inter-impulsions	120
4.2.2	Influence des énergies incidentes	125
<b>4.3</b>	<b>Propagation spatiale du plasma</b>	<b>126</b>
4.3.1	Observation du dépôt d'énergie	126
4.3.2	Évolution spatio-temporelle du plasma	129
<b>4.4</b>	<b>Propagation de l'onde de choc induite</b>	<b>135</b>
4.4.1	Visualisation de l'onde de choc	135
4.4.2	Géométrie du noyau de gaz chaud	138
<b>4.5</b>	<b>Spectroscopie d'émission d'un plasma en double-impulsion</b>	<b>140</b>
4.5.1	Mesures de température du plasma	140
4.5.2	Mesures de la densité électronique	142
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>143</b>

---

### 4.1 Introduction

Le chapitre introductif de ce manuscrit a montré que l'utilisation d'impulsions laser multiples est une piste envisagée pour améliorer l'efficacité de l'allumage par claquage laser. Le claquage à double-impulsion [4, 116] a notamment montré des résultats encourageants, sans que la cause exacte de l'amélioration de ces performances n'ait été déterminée.

Dans ce chapitre sera donc étudié, avec les mêmes diagnostics que ceux présentés dans les chapitres précédents, la caractérisation du plasma produit par une configuration en double-impulsion. Les termes SP (pour *Single Pulse*) et DP (pour *Dual Pulse*) seront utilisés pour différencier les configurations à une impulsion et à deux impulsions. Il a cependant fallu se restreindre à une configuration où les impulsions laser étaient de même durée et de même longueur d'onde pour deux raisons :

- utiliser des impulsions aux caractéristiques identiques permet de n'utiliser qu'un unique laser, ce qui facilite la démarche expérimentale ;
- d'un point de vue pratique, l'intégration d'une configuration DP sur un système laser dans le cas où les impulsions sont identiques est très simple, car il suffirait alors d'intégrer un séparateur de faisceau et une ligne à retard.

On a donc uniquement cherché à varier les énergies des impulsions laser et le délai temporel entre les deux impulsions.



## 4.2 Caractérisation de l'absorption du second plasma

Pour la caractérisation du plasma en configuration double-impulsion, il est nécessaire de connaître l'énergie fournie par la première impulsion  $E_1$ . En effet, les photo-détecteurs utilisés (cf. Chapitre 2) ne peuvent pas résoudre temporellement les deux impulsions laser pour les délais que l'on envisage ( $\Delta t < 50 \mu\text{s}$ ).

Pour les mesures d'absorption en configuration double-impulsion, on a donc initialement mesuré l'énergie incidente  $E_{i,1}$  et absorbée  $E_{abs,1}$ . Les mesures des énergies incidentes et absorbées totales  $E_i$  et  $E_{abs}$  donnent alors les valeurs des énergies de la seconde impulsion  $E_{i,2}$  et  $E_{abs,2}$  grâce aux relations :

$$\begin{cases} E_{i,1} + E_{i,2} = E_i \\ E_{abs,1} + E_{abs,2} = E_{abs} \end{cases} \quad (4.1)$$

L'évaluation de  $E_{abs,2}$  va alors être statistique, et donc entachée des fluctuations sur la mesure de  $E_{abs,1}$ . L'incertitude  $\sigma_{abs,2}$  sur l'énergie absorbée de la seconde impulsion s'écrit alors :

$$\sigma_{abs,2} = \sqrt{\sigma_{abs,1}^2 + \sigma_{abs}^2} \quad (4.2)$$

où  $\sigma_{abs,1}$  et  $\sigma_{abs}$  sont, respectivement les fluctuations mesurées (déviations standard) respectives de l'énergie absorbée par la première impulsion (mesurée a priori) et de l'énergie absorbée par les deux impulsions.

### 4.2.1 Influence du délai inter-impulsions

Dans un premier temps, on a cherché à déterminer l'influence du délai  $\Delta t$  entre les deux impulsions laser sur l'absorption de l'énergie incidente par le plasma. L'énergie laser incidente de la première impulsion a donc été fixée à 26 mJ, de façon à obtenir un premier plasma de faible énergie, mais suffisamment éloigné du seuil pour minimiser la variabilité de l'énergie absorbée et assurer une probabilité de claquage de 100%. Trois valeurs d'énergies laser incidentes pour la seconde impulsion (26, 91 et 146 mJ) ont été testées avec des délais inter-impulsions allant de 100 ns à 50  $\mu\text{s}$ . Les résultats sont représentés dans la figure 4.1.

SP		DP		
$E_i$	$T_{abs}$	$E_{i,1}$	$E_{i,2}$	$T_{abs,2}$
26 mJ	37 %		26 mJ	58 %
91 mJ	75 %	26 mJ	91 mJ	79 %
146 mJ	81 %		146 mJ	88 %

Tableau 4.1 – Comparaison du taux d'absorption (%) d'une impulsion laser en configuration SP et en configuration DP ( $\Delta t = 100 \text{ ns}$ ) pour trois énergies laser incidentes

On compare dans un premier temps le taux d'absorption de l'unique impulsion laser en configuration SP avec la deuxième impulsion laser de la configuration SP (cf. Tab. 4.1). Pour un délai  $\Delta t$  fixé à 100

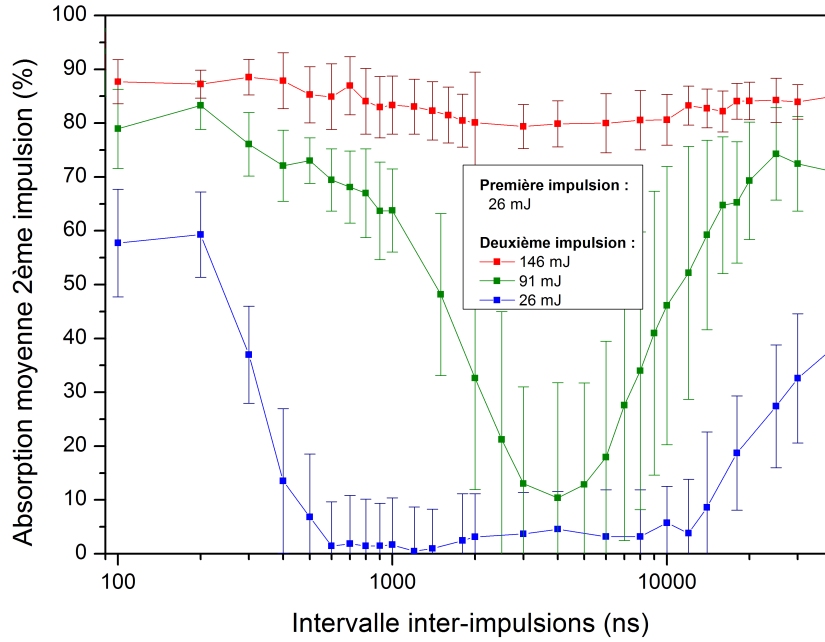


FIGURE 4.1 – Évolution du taux d'absorption (%) de la deuxième impulsion en fonction du délai inter-impulsions (ns) et des énergies laser incidentes ( $E_1 = 26$  mJ). Chaque point sur la courbe correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

ns, on observe une augmentation du taux d'absorption de l'impulsion laser lorsque celle-ci est précédée d'une première impulsion ayant produit un premier plasma. En effet, dans cette gamme de délais, le plasma dispose encore d'électrons libres lorsque la seconde impulsion arrive. Ces électrons vont alors être capables d'initier directement et plus rapidement la cascade électronique à l'origine du claquage optique, puisque la création d'électrons initiaux par l'ionisation multi-photonique n'est plus nécessaire. Ceci se traduit par une baisse du seuil de claquage et une augmentation du taux d'absorption. Le différentiel d'absorption (en %) entre configurations SP et DP tend cependant à se résorber pour des énergies incidentes plus importantes (cf. Tab. 4.1), car le taux d'absorption va alors saturer aux alentours de 90% pour nos deux configurations.

En revanche, lorsque le délai entre les impulsions augmente, les électrons libres vont avoir le temps de se recombiner au sein du plasma. De nouveaux électrons vont devoir être créés par la seconde impulsion pour qu'un nouveau plasma apparaisse, ce qui implique une ré-augmentation du seuil de claquage, et donc une baisse du taux d'absorption (Fig. 4.1). Cependant, on observe des comportements différents pour les trois énergies incidentes  $E_2$  considérées :

- pour  $E_2 = 26$  mJ, la baisse du taux d'absorption est très rapide pour des délais croissants. On observe une extinction (absorption nulle) à partir de  $\Delta t = 600$  ns jusqu'à  $\Delta t = 12$   $\mu$ s, instant à partir duquel le taux d'absorption remonte alors progressivement ;
- pour  $E_2 = 91$  mJ, la baisse du taux d'absorption est plus progressive et on n'observe, a priori, aucune extinction. L'absorption atteint son minimum pour  $\Delta t = 4$   $\mu$ s puis remonte progressivement. Cependant, l'amplitude des barres d'erreurs semble indiquer que la probabilité de claquage dans cette zone temporelle intermédiaire n'est pas de 100 % ;

- pour  $E_2 = 146$  mJ, la baisse du taux d'absorption est presque inexistante.

Une étude de Bak et al. [115] a mis en évidence un comportement similaire pour une configuration en double-impulsion et des énergies incidentes globales comprises entre 15 et 30 mJ. L'absorption de la seconde impulsion passait de 80% pour des délais inter-impulsions  $\Delta t$  inférieurs à 300 ns, puis à 0% pour des délais plus importants. Ce taux d'absorption ne remonte graduellement qu'à partir de  $\Delta t = 10$   $\mu$ s pour atteindre 60% pour des délais supérieurs à 100  $\mu$ s. Cette évolution du taux d'absorption est similaire à celle que l'on obtient pour le cas  $E_1 = E_2 = 26$  mJ (Fig. 4.1). Bak et al. ont supposé que la baisse de densité du gaz suivant l'expansion du plasma ne permettait pas à la seconde impulsion d'effectuer un nouveau claquage optique. En effet, la baisse de pression implique une augmentation du seuil de claquage (Chapitre 1.3). On peut également supposer que d'autres paramètres, tels que la hausse locale de la température ou la présence d'une onde de choc affectent également le seuil de claquage.

Cette évolution du taux d'absorption conserve cette tendance lorsque l'on modifie l'énergie incidente de la première impulsion (Fig. 4.2.a). On a ensuite effectué des mesures complémentaires en modifiant cette fois-ci l'énergie  $E_1$  de la première impulsion (Fig. 4.2.b et 4.2.c).

Dans le cas où l'énergie  $E_2$  est de 26 mJ (Fig. 4.2.b), l'évolution du taux d'absorption est peu affectée par la modification de  $E_1$ . On observe néanmoins un décalage du creux de la courbe d'absorption vers les grands intervalles inter-impulsions pour une énergie  $E_1$  croissante. En effet, en déposant plus d'énergie dans le premier plasma, ce dernier conservera plus longtemps ses électrons libres, favorisant le claquage provenant d'une seconde impulsion pour de faibles délais ( $\Delta t < 600$  ns). Il introduira également de plus fortes perturbations dans le milieu, et ainsi retardera le claquage pour de longs délais ( $\Delta t > 40$   $\mu$ s).

Si maintenant on fixe l'énergie  $E_2$  à 97 mJ (Fig. 4.2.c), l'évolution du taux d'absorption de la deuxième impulsion est très différente selon que l'énergie de la première impulsion  $E_1$  soit de 26 mJ ou 91 mJ. On observe notamment que la gamme temporelle de délais durant laquelle le taux d'absorption est bas est bien plus longue lorsque l'énergie de la première impulsion est de 91 mJ.

Pour vérifier si cette baisse progressive est due à une baisse de l'absorption ou à un taux de claquage inférieur à 100%, on a représenté sur la figure 4.3, la répartition de l'énergie absorbée globale comprenant l'absorption par la première et la deuxième impulsion, pour des délais correspondant à 0.5, 2, 4 et 20  $\mu$ s. Le trait vertical en pointillé correspond à la valeur moyenne de l'énergie absorbée par la première impulsion.

Pour de faibles délais ( $\Delta t = 500$  ns), la variation de l'énergie absorbée est relativement faible, avec une valeur d'énergie absorbée stable aux alentours de 78 mJ. En augmentant le délai inter-impulsions, on observe effectivement une baisse de l'absorption moyenne, mais également une très forte variabilité dans l'énergie déposée. Pour un délai de 4  $\mu$ s, où se situe le minimum d'absorption, l'énergie globalement absorbée est proche de l'énergie absorbée par la première impulsion, ce qui semble indiquer que, pour certains événements, l'absorption de la deuxième impulsion est nulle. Cependant, le caractère aléatoire de l'absorption de la première impulsion ne permet pas de déterminer cette probabilité. Enfin, pour un  $\Delta t$  de 20  $\mu$ s, on retrouve une répartition de l'énergie semblable à celle que l'on obtient pour de courts délais inter-impulsions ( $\Delta t \sim$  centaines de nanosecondes).

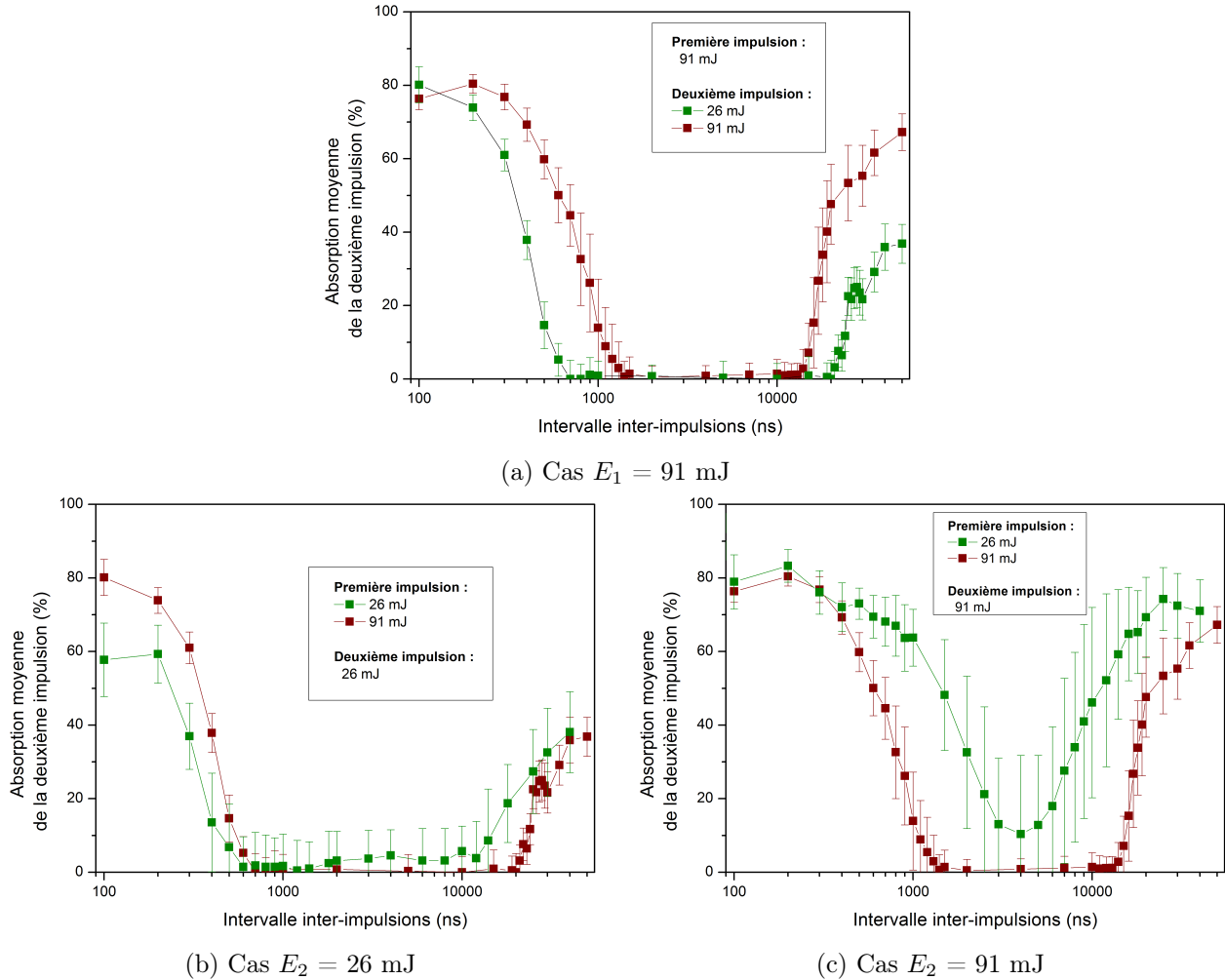


FIGURE 4.2 – Évolution du taux d'absorption (%) de la deuxième impulsion en fonction du délai inter-impulsions (ns) et des énergies laser incidentes (mJ). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard du taux d'absorption sur ces 100 tirs lasers

Il apparaît ainsi que l'efficacité de l'absorption de la deuxième impulsion dépend de son énergie  $E_2$  et du délai entre les impulsions  $\Delta t$ , mais qu'elle va également dépendre de l'énergie  $E_1$  de la première impulsion. En effet, plus l'énergie déposée dans le premier plasma est élevée, et plus l'environnement dans lequel la deuxième impulsion va arriver sera perturbé. On peut notamment supposer que la baisse de la pression et l'augmentation de la température soient intensifiées pour des énergies  $E_1$  croissantes, ce qui conduirait à une augmentation du seuil de claquage par rapport à des énergies  $E_1$  plus faibles.

De cette étude préliminaire, il ressort que le choix du délai est primordial lorsque l'on cherche à utiliser une configuration en double impulsion ou en train d'impulsions (cf. Chapitre 1). Pour conserver une bonne absorption globale, le délai entre des impulsions successives doit satisfaire l'une des conditions suivantes :

- $\Delta t < 200\text{-}300$  ns : dans cette configuration, les électrons libres du premier plasma sont encore présents, et permettent d'initier très rapidement une seconde cascade électronique lorsque la deuxième impulsion arrive ;

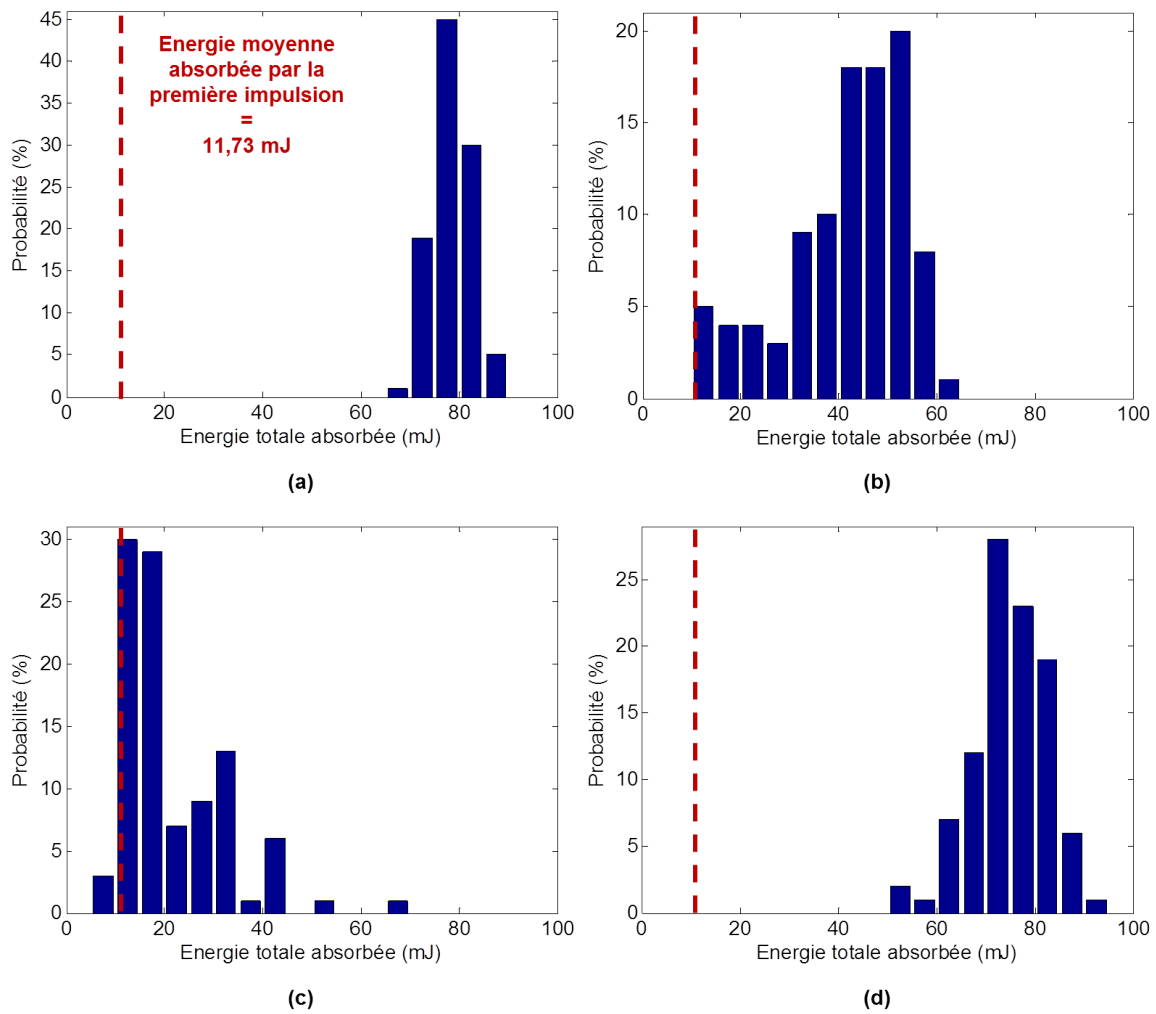


FIGURE 4.3 – Répartition des énergies absorbées pour plusieurs délais inter-impulsions  $\Delta t$  :  
 $0.5 \mu\text{s}$  (a),  $2 \mu\text{s}$  (b)  $4 \mu\text{s}$  (c) et  $20 \mu\text{s}$  (d)  
 $E_1 = 26 \text{ mJ} - E_2 = 91 \text{ mJ}$

- $\Delta t > 40\text{-}50 \mu\text{s}$  : dans cette configuration, le délai est suffisamment long pour que la deuxième impulsion ne soit plus gênée par les perturbations causées par le premier claquage.

Les résultats qui vont être présentés dans la suite de ce chapitre ont été obtenus pour le premier cas de figure, à savoir  $\Delta t < 300 \text{ ns}$ , ce qui a semblé plus pertinent car le premier plasma a alors une influence bénéfique sur l'absorption d'une seconde impulsion. Il faut cependant garder à l'esprit que les valeurs temporelles caractérisant ces évolutions de l'absorption en fonction du délai inter-impulsions sont des ordres de grandeur susceptibles d'évoluer en fonction des paramètres laser (longueur d'onde, focale, énergie, etc.) mais également de l'environnement (température, pression, présence d'un écoulement, etc.).

### 4.2.2 Influence des énergies incidentes

On va maintenant étudier l'évolution du taux d'absorption de la configuration DP en fonction de l'énergie incidente. Pour cela, l'énergie  $E_1$  et le délai  $\Delta t$  sont fixés respectivement à 26 mJ et 100 ns (configuration DP). On a représenté sur la figure 4.4 l'évolution de l'énergie (a) et du taux d'absorption (b) :

- en configuration SP (bleu), l'énergie incidente correspondant à l'énergie de l'impulsion unique  $E_0$  (comprise entre 0 et 200 mJ avec un seuil de claquage égal à 19,2 mJ) ;
- en configuration DP avec uniquement la contribution de la seconde impulsion (rouge), l'énergie incidente correspondant à l'énergie de la seconde impulsion  $E_2$  ;
- en configuration DP avec la contribution des deux impulsions (vert), l'énergie incidente correspondant à la somme des énergies incidentes  $E_1 + E_2$ .

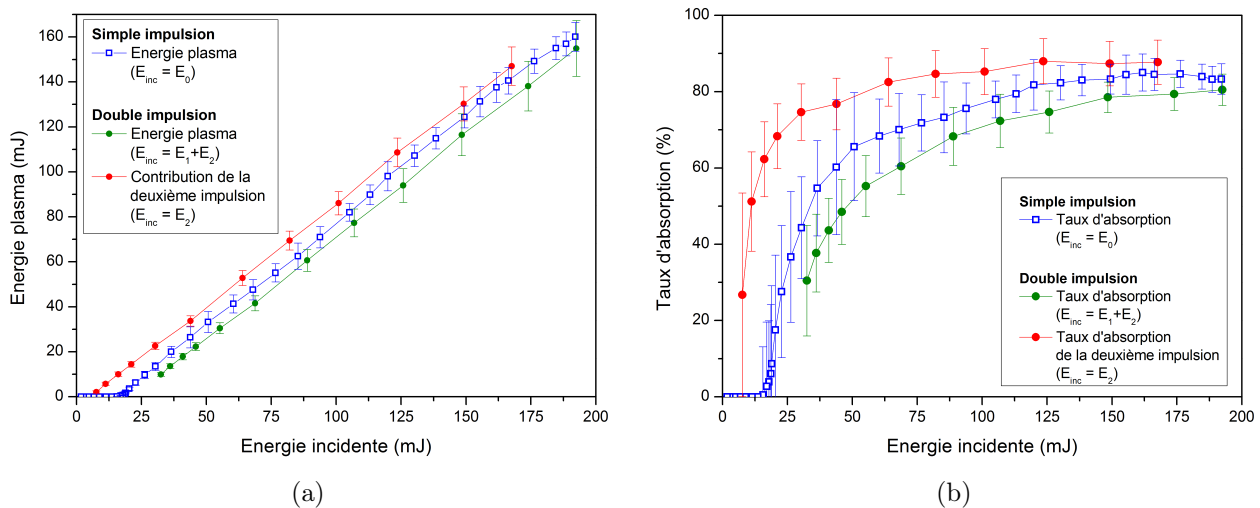


FIGURE 4.4 – Comparaison (a) de l'énergie absorbée (mJ) et (b) du taux d'absorption (%) entre configurations simple et double impulsion en fonction de l'énergie laser incidente (mJ). Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard des énergies et taux d'absorption mesurés

Comme remarqué précédemment, on observe effectivement une baisse du seuil de claquage pour la seconde impulsion, puisque l'absorption est déjà d'environ 25% pour une énergie  $E_2$  de 7,6 mJ, ce qui est bien inférieur au seuil de claquage d'une impulsion unique mesuré à 19,2 mJ (cf. chapitre 3).

En revanche, si l'on cherche à comparer l'efficacité globale de la configuration SP à celle de la configuration DP en considérant l'énergie incidente et le taux d'absorption des deux impulsions combinées ( $E_1 + E_2$ ), on remarque que le processus est plus avantageux dans le cas de l'impulsion unique. En effet, le claquage produit par la première impulsion de la configuration DP ( $E_1 = 26$  mJ) est peu efficace, avec un taux d'absorption de l'ordre de 35% soit une énergie déposée de seulement 9,1 mJ. Ainsi, malgré un processus d'absorption de la seconde impulsion bien plus efficace, le dépôt d'énergie en configuration DP est globalement moins efficace que la configuration SP, pour les paramètres laser de l'expérience. L'attrait de ce procédé et de cette configuration précise en vue d'un allumage ne reposera donc pas sur une meilleure absorption de l'énergie incidente.

### 4.3 Propagation spatiale du plasma

On va maintenant chercher à caractériser et comparer l'expansion spatiale du plasma lorsque ce dernier est créé par une configuration SP et DP. Pour cela, une procédure similaire à celle présentée dans les chapitres précédents a été employée. Dans cette partie, on définit l'origine des temps comme étant l'instant d'arrivée de la deuxième impulsion. Les instants négatifs correspondent donc à des instants antérieurs à l'arrivée de la deuxième impulsion laser.

#### 4.3.1 Observation du dépôt d'énergie

Dans un premier temps, on s'intéressera aux premiers instants de l'expansion du plasma afin de caractériser le processus de dépôt d'énergie par le second faisceau laser. Sur la figure 4.5 sont ainsi représentées les images de l'émission du plasma à  $t=20$  ns dans différentes configurations d'énergies incidentes et de délais inter-impulsions.

On constate alors une différence majeure dans le processus de dépôt par rapport au claquage SP. Le dépôt d'énergie de la deuxième impulsion se forme aux extrémités du premier, et non au niveau du point focal : la majorité semble se faire en amont (entre -5 et -0,5 mm (Axe X) sur les images), mais on remarque également qu'un plasma moins lumineux se forme après le point focal (entre 2 et 3 mm (Axe X) sur les images) signe qu'une partie de l'énergie laser est déposée à cet endroit.

En effet, lorsque la seconde impulsion arrive à proximité du point focal, le faisceau va rencontrer les premiers électrons libres à la surface du plasma déjà présent, où il va initier une nouvelle cascade électronique. Ceci est mis en évidence sur la figure 4.5 où l'on remarque alors que le déplacement du dépôt d'énergie par rapport au point focal correspond à l'expansion spatiale du plasma créé à partir de la première impulsion.

On suppose que la présence du second dépôt s'explique par des effets de dé-focalisation et/ou de re-focalisation du faisceau laser incident dus à la présence d'un premier plasma au point focal. Plusieurs effets, tels que la modification des conditions de température et de pression, l'effet Kerr optique, ou encore la défocalisation plasma peuvent intervenir. Le calcul des ordres de grandeur correspondant à ces différents phénomènes (Annexe C) montrent que la défocalisation par le plasma est l'effet prépondérant. L'expression de l'indice optique peut alors s'écrire sous la forme [172] :

$$n \cong n_0 - \frac{\rho(\vec{r}, t)}{2\rho_c} \quad (4.3)$$

Avec  $\rho(\vec{r}, t)$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ) la densité électronique du plasma et  $\rho_c$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ) la densité électronique critique au-delà de laquelle le plasma va devenir opaque à l'impulsion laser. Le calcul (cf. Annexe C) montre que l'ampleur de la défocalisation causée par le premier plasma reste réduite, et n'est significative que pour des angles d'incidence très élevés (décalage du point focal comprise entre 0,1 et 1 mm pour des angles d'incidence supérieurs à  $80^\circ$ ). En revanche, on peut s'interroger sur l'ampleur de cet effet durant le processus de claquage car la densité électronique y est plus importante. Nos mesures de la densité électronique ne nous permettent cependant pas d'estimer la densité électronique du plasma au moment du claquage.

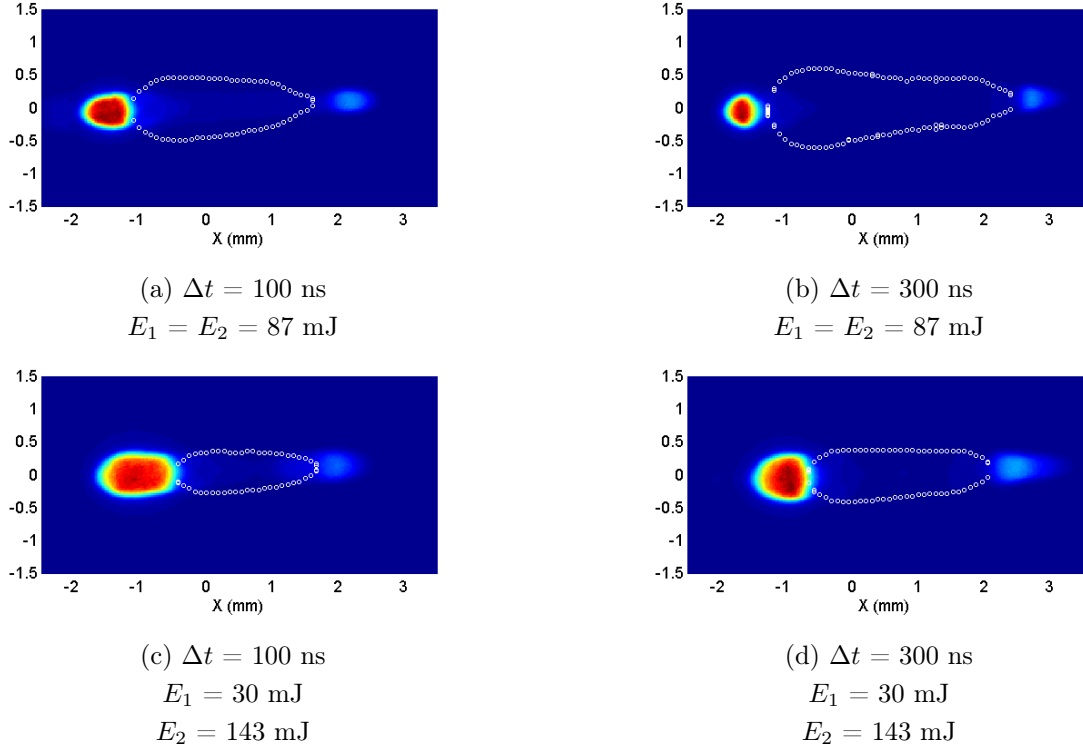


FIGURE 4.5 – Comparaison entre le plasma produit par la première impulsion et le plasma produit par la seconde impulsion. On a représenté sur la même figure la superposition des dimensions du premier plasma à  $t = -20$  ns (marqueurs blancs) correspondant aux dimensions du plasma pour un seuil à 10% du maximum d'intensité, et l'émission du second plasma juste après l'arrivée de la seconde impulsion.

On note maintenant  $P_1$  la position amont, celle où la seconde impulsion arrive en premier, et  $P_2$  la position aval. On a observé la manière dont se dépose l'énergie en fonction du délai inter-impulsions pour plusieurs énergies incidentes  $E_1$  et  $E_2$ . Sur la figure 4.6 est représentée la probabilité d'apparition d'un plasma en position  $P_1$  ou  $P_2$  en fonction du délai pour plusieurs énergies incidentes. Il y est différencié les évènements où l'énergie est déposée uniquement en  $P_1$  (courbe noire), uniquement en  $P_2$  (courbe rouge) ainsi que ceux où elle est déposée simultanément aux deux endroits (courbe bleue).

Quelles que soient les énergies incidentes considérées, un double dépôt (courbe bleue) apparaît systématiquement pour des délais suffisamment courts, de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes. L'extinction arrive ensuite pour des délais compris entre 500 ns et 1  $\mu$ s, ce qui est cohérent avec les mesures du taux d'absorption présentées précédemment. On remarque cependant que l'extinction du dépôt d'énergie s'effectue souvent en position  $P_1$  dans un premier temps, puis en  $P_2$ . Ceci est particulièrement visible sur la figure 4.6.c où le dépôt d'énergie s'effectue uniquement en  $P_2$  pour une courte gamme de délais entre 500 et 700 ns.

Parmi les quatre configurations présentées, celle où  $E_1 = 29$  mJ et  $E_2 = 87$  mJ possède un profil particulier (Fig. 4.6.b). En effet, alors que dans la gamme comprise entre 1 et 10  $\mu$ s, aucun dépôt n'est observé sur les autres configurations, on remarque sur celle-ci la présence d'un dépôt d'énergie en  $P_2$  dans 40 à 90% des cas dans cette gamme de délais. Cette observation confirme que la baisse d'absorption



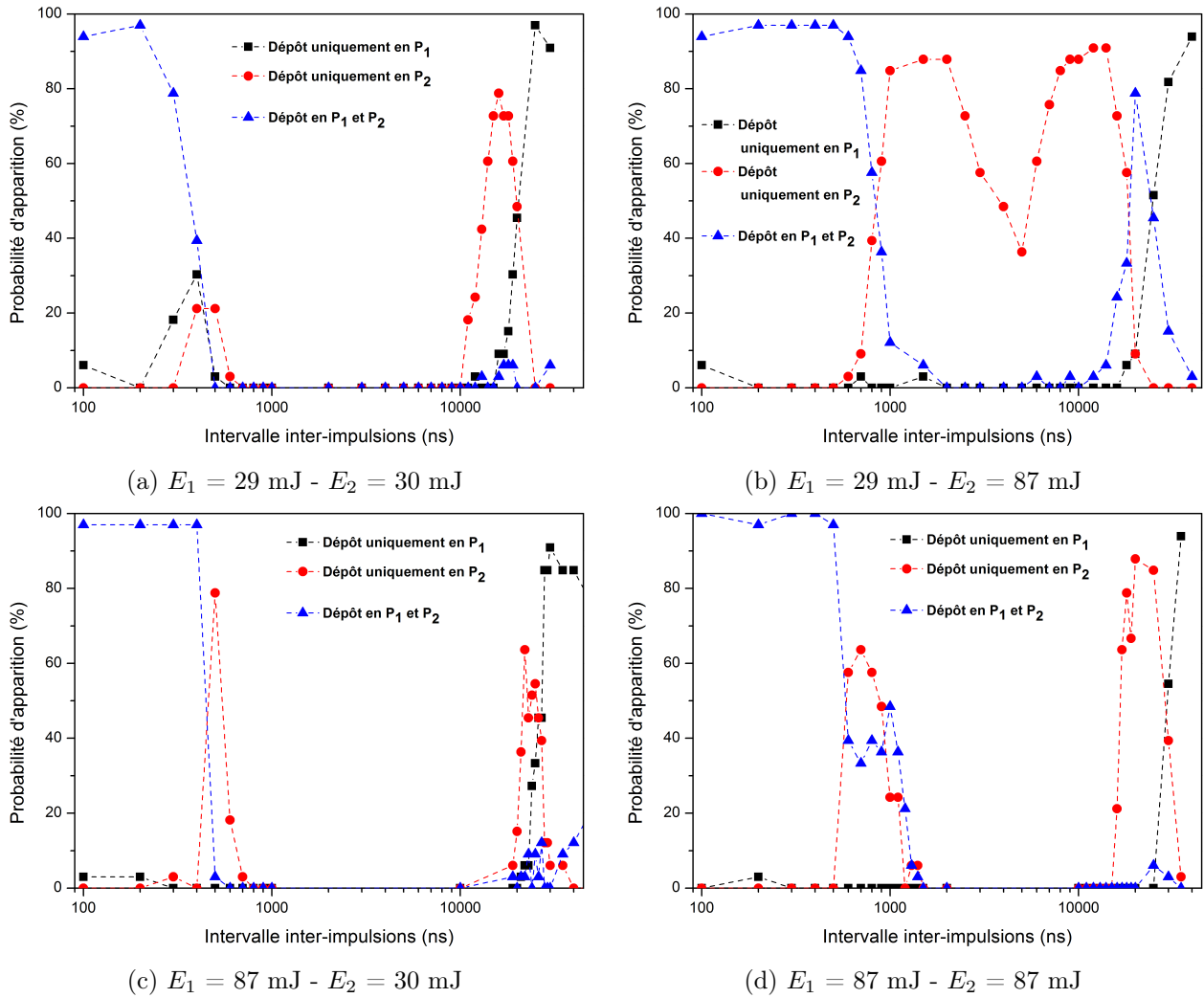


FIGURE 4.6 – Probabilités de la présence d'un dépôt d'énergie en  $P_1$  ou  $P_2$  en fonction du délai inter-impulsions  $\Delta t$

mesurée pour ces délais inter-impulsions est la conséquence d'une baisse du taux d'absorption couplée à une baisse de l'absorption par évènement.

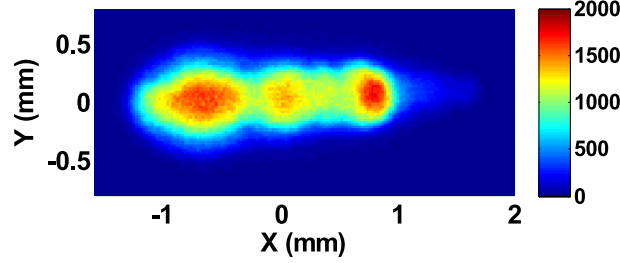
Enfin, pour des délais de plusieurs dizaines de microsecondes, les effets du premier plasma se sont suffisamment atténués pour que le dépôt d'énergie s'effectue comme en configuration SP avec un unique dépôt au niveau du point focal. On observe cet effet sur la figure 4.6 par un dépôt d'énergie s'effectuant majoritairement en  $P_1$  pour des délais inter-impulsions supérieurs à  $20 \mu\text{s}$ .

De cette étude du dépôt d'énergie, il ressort à nouveau que le délai inter-impulsions va fortement influencer la physionomie du dépôt d'énergie :

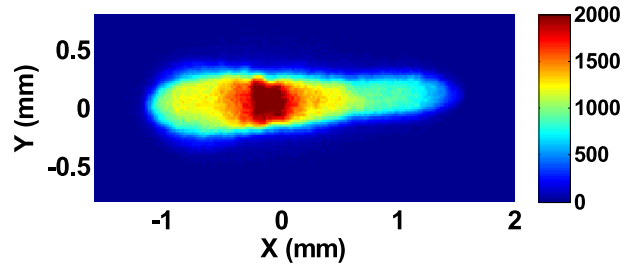
- $\Delta t < 200\text{-}300 \text{ ns}$  : le claquage optique se produit aux extrémités du premier plasma, l'extrémité en amont étant là où semble se produire la majorité du dépôt ;
- $200\text{-}300 \text{ ns} < \Delta t < 40\text{-}50 \mu\text{s}$  : dans cette gamme de délais, les perturbations (pression, température, densité) qu'occasionnent le premier plasma affectent la deuxième impulsion, ce qui peut entraîner dans certains cas, le déplacement du dépôt d'énergie, voire l'absence d'un tel dépôt

par la seconde impulsion si son énergie est trop faible ;

- $\Delta t > 40\text{-}50 \mu\text{s}$  : le dépôt d'énergie de la deuxième impulsion n'est plus perturbée par le dépôt antérieur. On retrouve donc un dépôt d'énergie ponctuel semblable à celui que l'on obtient en configuration SP (Fig. 4.7).



(a) Configuration SP ( $t=100 \text{ ns}$ ,  $E_i=87 \text{ mJ}$ )



(b) Configuration DP ( $t=100 \text{ ns}$ ,  $E_1=87 \text{ mJ}$ ,  $E_2=87 \text{ mJ}$ ,  $\Delta t=50 \mu\text{s}$ )

FIGURE 4.7 – Images d'un plasma issu d'une configuration SP et d'une configuration DP pour un délai inter-impulsions  $\Delta t=50 \mu\text{s}$

Ces trois domaines temporels correspondent à ceux identifiés dans la partie 4.2.1, le cas intermédiaire correspondant au domaine temporel de faible absorption.

### 4.3.2 Évolution spatio-temporelle du plasma

On va maintenant étudier l'expansion spatiale du plasma une fois le dépôt d'énergie effectué par la deuxième impulsion. Dans cette sous-partie, deux cas uniquement sont considérés :

- **Cas 1** :  $E_1 = E_2 = 87 \text{ mJ}$
- **Cas 2** :  $E_1 = 30 \text{ mJ} \ll E_2 = 143 \text{ mJ}$

Les images de l'émission du plasma représentant l'évolution spatio-temporelle de ce dernier pour ces deux configurations et avec un délai inter-impulsions de 100 ns sont représentées sur la figure 4.8. Les images de l'émission en SP y figurent également à titre de comparaison.

Dans les premières centaines de nanosecondes suivant l'arrivée de la seconde impulsion laser, on observe une hausse de l'intensité de l'émission provenant de la zone centrale qui correspond à la zone de dépôt du premier plasma. Ce phénomène est présent aussi bien dans le cas 1 que dans le cas 2. En effet, alors qu'à  $t = 20 \text{ ns}$  l'émission du plasma est spatialement localisée aux zones de dépôt  $P_1$  et  $P_2$ , à des temps ultérieurs ( $t = 100 \text{ ns}$ ), on remarque une augmentation soudaine de l'intensité dans la zone centrale.

Afin de pouvoir comparer spatialement l'évolution de l'intensité de l'émission, trois zones parti-

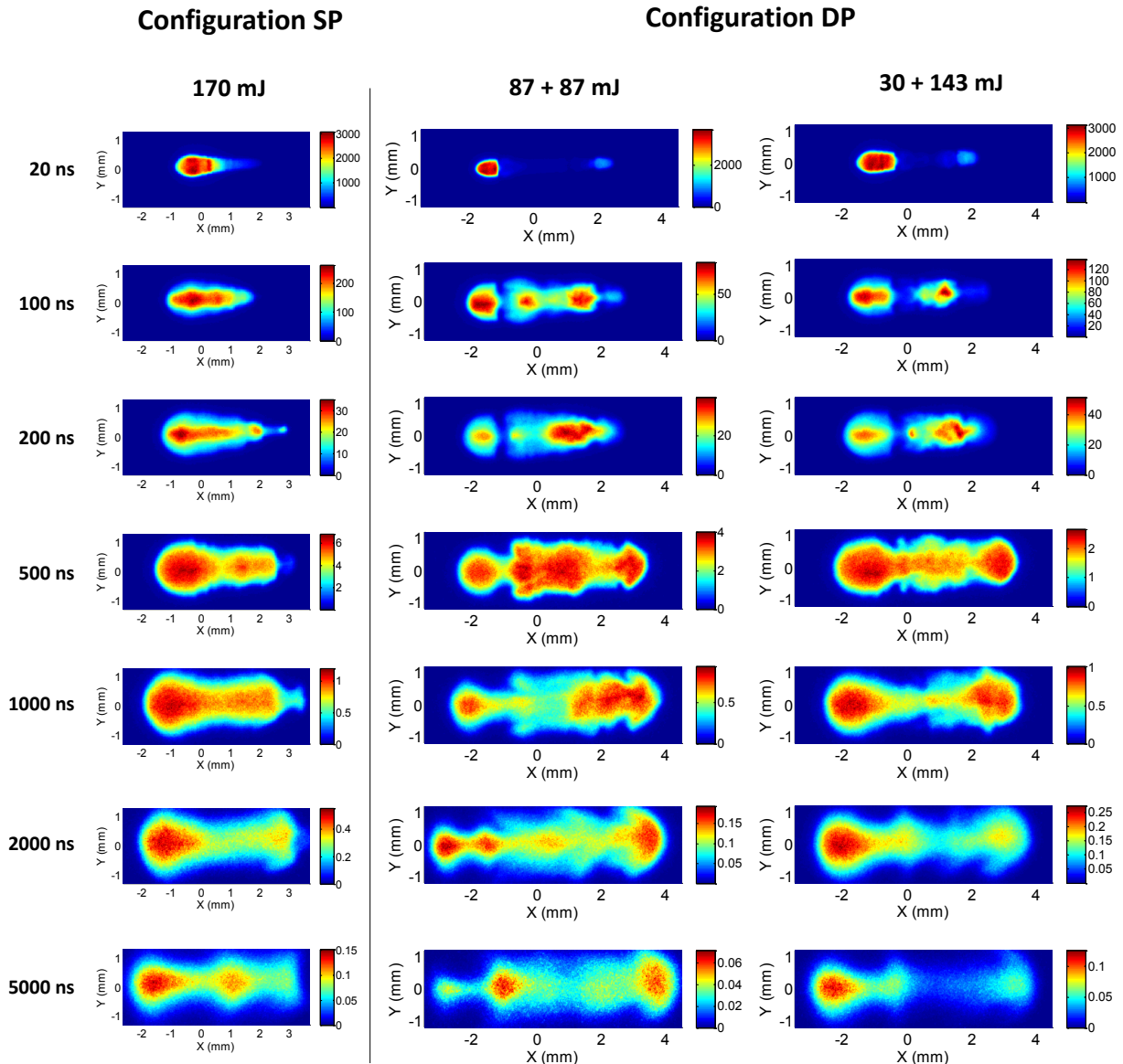


FIGURE 4.8 – Images de l'expansion du plasma à différents instants après l'impulsion laser pour une énergie incidente de  $E_i = 170$  mJ en considérant les configurations SP et DP (Cas 1 et 2). Le délai inter-impulsions est égal à 100 ns

culières sont délimitées (Fig. 4.9) : les zones 1 et 2 correspondent aux zones de l'image où le dépôt d'énergie par la seconde impulsion laser a eu lieu, et la zone 3 correspond à la zone centrale. L'évolution de l'intensité d'émission de ces trois zones a été mesurée (sans application du seuil de 10% utilisé pour les mesures de dimensions) et est représentée sur la figure 4.9. Dans les premiers instants, l'émission est principalement localisée au niveau des zones de dépôt d'énergie, l'émission provenant de la zone 3 étant très inférieure à celle des deux autres zones. Cependant, à partir de  $t = 100$  ns, non seulement l'émission provient majoritairement de la zone centrale, mais l'émission de cette zone a augmenté entre  $t = 50$  ns et  $t = 100$  ns. Dans cette fenêtre temporelle, il y a donc eu une nouvelle ionisation de la zone centrale, laquelle n'a pas pu être produite par l'impulsion laser, car on se situe à plusieurs dizaines de nanosecondes après la fin de cette impulsion.

Cette ionisation ne peut donc provenir que d'une interaction entre le plasma créé par la première

impulsion (zone 2) et les dépôts d'énergie de la seconde impulsion (zone 1 et 3). Deux phénomènes peuvent potentiellement expliquer cette augmentation de l'émission de la zone centrale :

1. une absorption du rayonnement provenant des plasmas extrémaux par le plasma central ;
2. une augmentation de la densité causée par l'expansion des plasma extrémaux et des ondes de choc induites qui vont alors comprimer le plasma central.

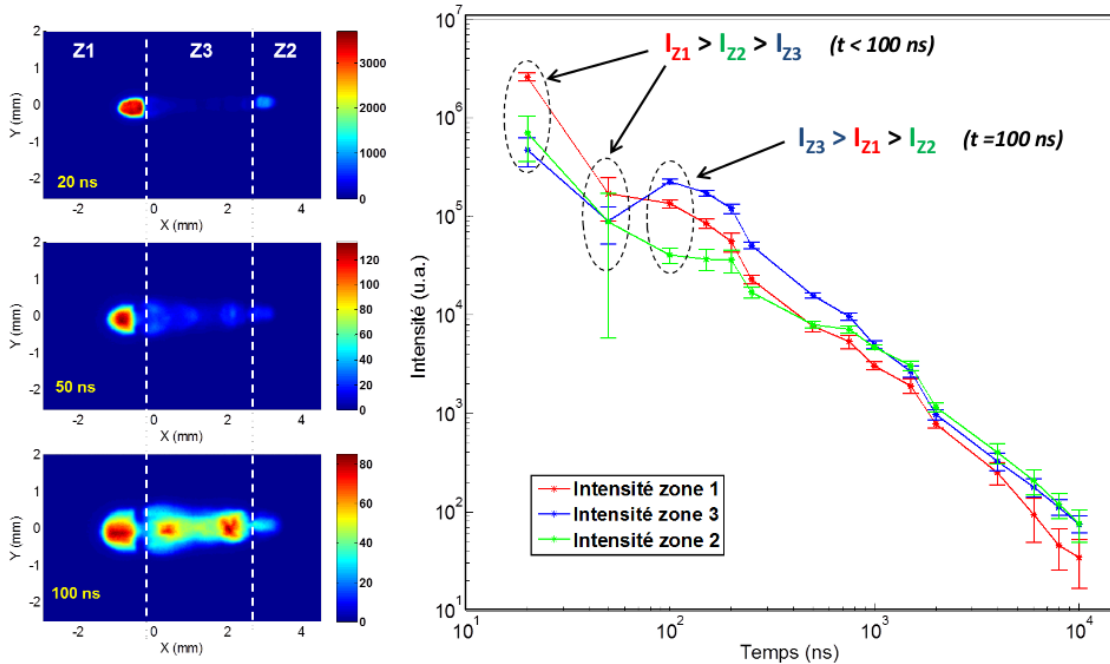


FIGURE 4.9 – Évolution de l'intensité d'émission du plasma en trois zones différentes (Configuration DP - Cas 1). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs

Cette deuxième hypothèse semble la plus probable, puisque plusieurs études [173–177] ont observé l'apparition d'une zone de ré-ionisation stationnaire lors de la collision de deux plasmas créés par focalisation laser sur des surfaces solides. Un exemple est représenté sur la figure 4.10, avec une des images de l'étude de Dardis et al. [175]. Ce dernier a notamment observé l'apparition d'un plasma secondaire dans une zone de stagnation à équidistance de deux plasmas issus d'un claquage optique pour des ordres de grandeurs temporel ( $t=100$  ns) et spatial (distance inter-plasmas  $\sim$  quelques millimètres) similaires à ce que l'on observe sur nos expériences. Cependant, l'impact de cette zone de stagnation sur l'évolution du plasma n'a pas été étudiée à l'heure actuelle.

On va maintenant chercher à comparer l'expansion spatiale du plasma en configuration DP et celle en configuration SP. Pour cela, il a été nécessaire de modifier la manière dont on mesure les dimensions de ce dernier puisque, à cause de l'apparition de plusieurs dépôts d'énergie, il est nécessaire de considérer l'extension spatiale comprenant les deux plasmas créés par la deuxième impulsion. Sur la figure 4.11 est représentée la différence que l'on obtient avec l'ancienne méthode utilisant la routine *regionprops* mentionnée dans le chapitre 3, qui ne détecte que la zone de plus grande dimension (mesure de  $X_1$ ), et la nouvelle méthode qui permet d'effectuer cette mesure sur la totalité des zones d'émission (mesure de  $X_2$ ).

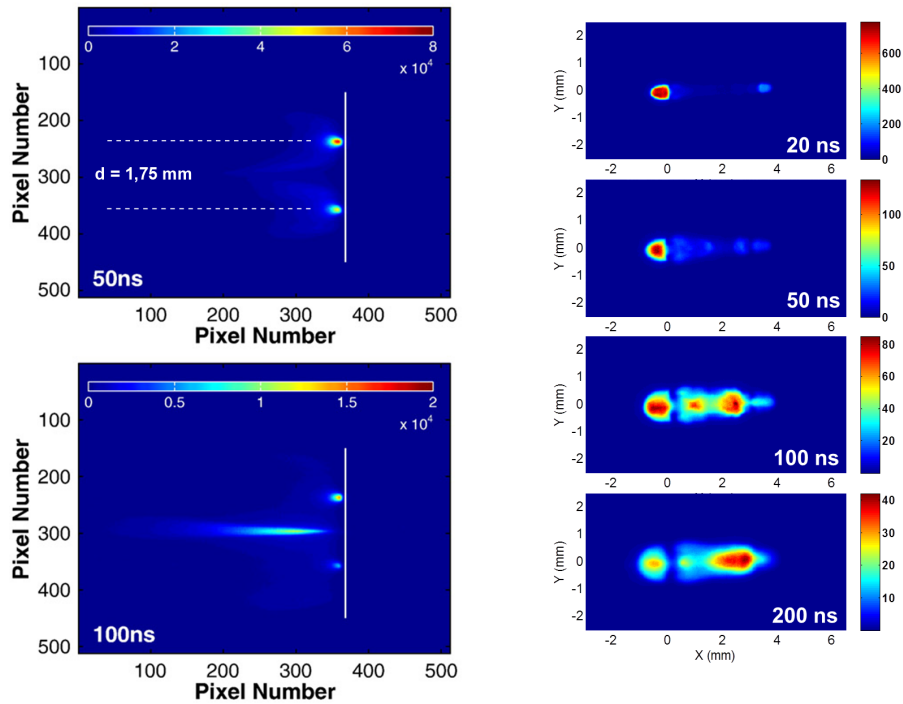


FIGURE 4.10 – Comparaison entre les images obtenues dans l'étude de Dardis et al. [175] (à gauche) et l'étude présente (à droite - Cas 1 -  $\Delta t = 100$  ns)

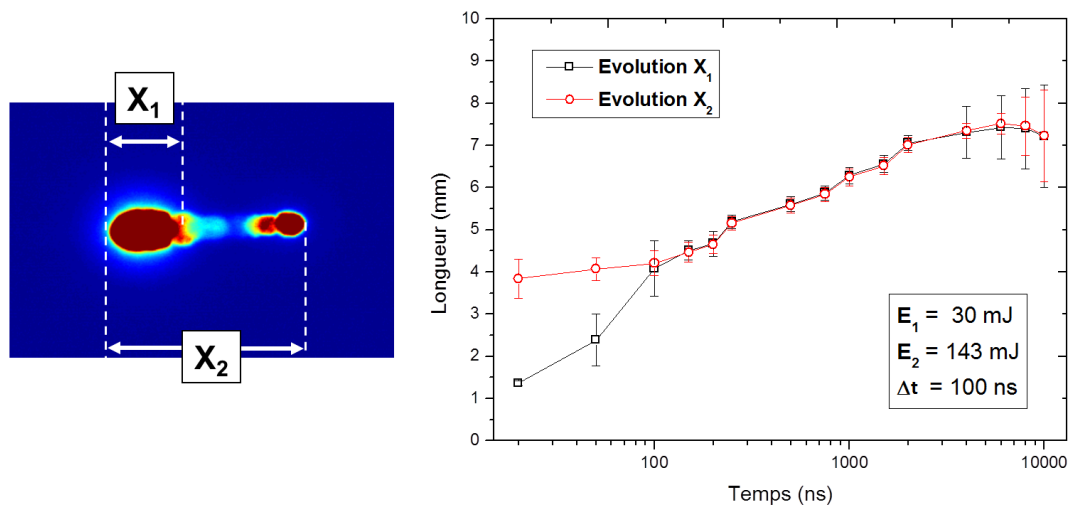


FIGURE 4.11 – Méthode de mesure des dimensions géométriques du plasma par *regionprops* et en considérant les deux plasmas et comparaison des résultats. Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

La différence n'est notable que dans les premiers instants de l'expansion où il y a encore deux plasmas distincts ( $t < 200$  ns), après quoi, les différents plasmas se seront recombinaés, comme on peut le voir sur la figure 4.8. Dans la suite de ce chapitre, l'expansion spatiale présentée correspondra à la mesure  $X_2$ .

**Cas 1 :**  $E_1 = E_2 = 87$  mJ

Sur la figure 4.12 est représentée l'évolution temporelle des différentes dimensions géométriques du plasma pour la configuration DP (Cas 1) ainsi que la comparaison avec le cas SP ( $E_i = 170$  mJ).

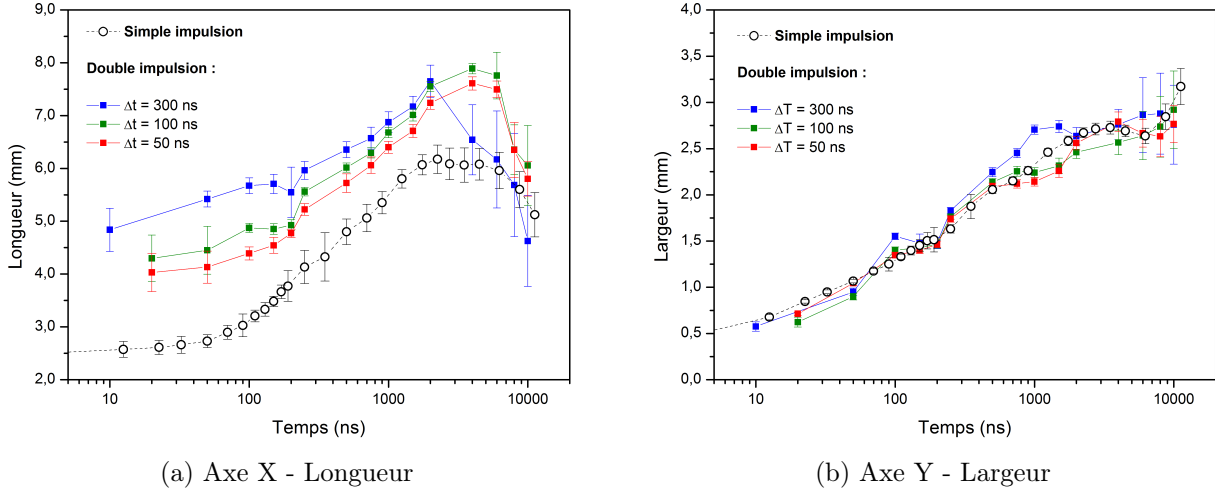


FIGURE 4.12 – Comparaison des dimensions du plasma selon les axes X et Y entre configuration SP ( $E_i=170$  mJ) et DP ( $E_1 = E_2 = 87$  mJ). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

Dans les premiers instants de l'expansion, la longueur du plasma (Axe X) est bien plus importante dans le cas DP que dans le cas SP, avec des longueurs respectives comprises entre 4 et 5 mm (DP) et 2,5 mm (SP) à  $t = 20$  ns. Cela s'explique par la physionomie du dépôt d'énergie qui, pour une configuration DP, se produit aux extrémités du plasma créé par la première impulsion laser. Ceci a pour incidence d'augmenter la taille du dépôt dans l'axe du faisceau laser. Si l'on observe l'évolution temporelle de la longueur du plasma, on constate que ce dernier conserve une taille plus importante en configuration DP (entre 7 et 8 mm au maximum de l'expansion) qu'en configuration SP (environ 6 mm au maximum de l'expansion).

On observe également que, pour des délais inter-impulsions croissants, la dimension du plasma dans cette direction est plus importante, jusqu'à des temps de l'ordre de  $6 \mu\text{s}$  ( $3 \mu\text{s}$  pour  $\Delta t=300$  ns). En effet, en augmentant le délai inter-impulsions, le plasma créé par la première impulsion laser aura plus de temps pour se développer et s'étendre. Les zones de dépôt de la seconde impulsion seront alors plus éloignées du point focal. Cela se traduit par un plasma globalement plus étiré dans l'axe du faisceau laser.

En revanche, l'expansion selon l'axe orthogonal au faisceau laser (Axe Y) reste inchangée (Fig. 4.12.b.), et ce, quelque soit la durée inter-impulsions considérée.

**Cas 2 :**  $E_1 = 30$  mJ  $\ll E_2 = 143$  mJ

De la même façon, on a comparé (Fig. 4.13) la configuration DP (Cas 2) avec la configuration SP ( $E_i = 170$  mJ).

On observe des caractéristiques similaires au cas 1, avec une extension du plasma DP plus impor-

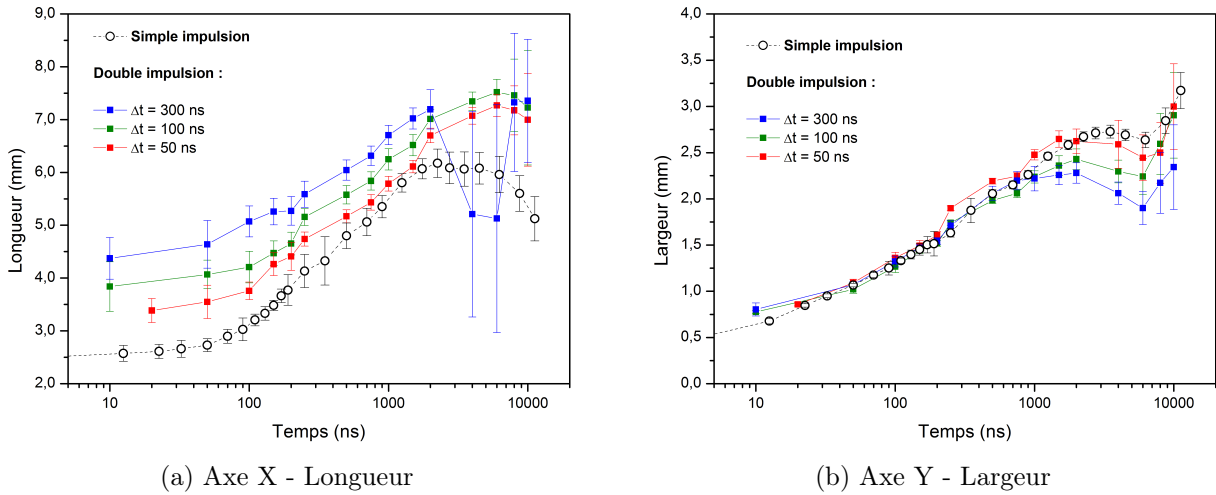


FIGURE 4.13 – Comparaison des dimensions du plasma selon les axes X et Y entre configuration SP ( $E_i=170$  mJ) et DP ( $E_1 = 30$  mJ et  $E_2 = 143$  mJ). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d’erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

tante dans la direction du faisceau laser, comprise entre 3,5 et 4,5 mm à  $t = 20$  ns pour la configuration DP, contre 2,5 mm en configuration SP (Fig. 4.13). Elle est cependant moins marquée que dans le cas 1. En effet, le plasma initial sur lequel s’appuie la deuxième impulsion a absorbé moins d’énergie ( $E_1 = 30$  mJ) et il est donc spatialement moins étendu. Les extrémités de ce plasma sur lesquelles le second dépôt va s’effectuer seront donc plus rapprochées d’où une extension spatiale plus faible de ce deuxième dépôt. L’expansion du plasma selon l’axe Y est similaire en configuration SP et DP jusqu’à  $t \sim 1 \mu\text{s}$ . Aux temps supérieurs, on constate que l’expansion est plus faible lorsque le délai inter-impulsions croît.

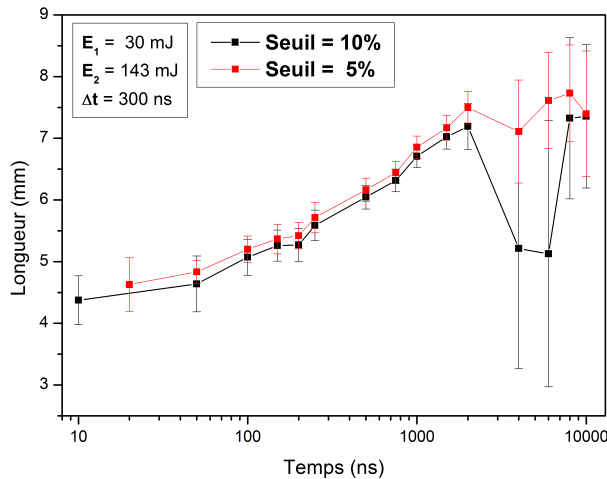


FIGURE 4.14 – Comparaison de la mesure de la longueur avec un seuillage à 5% et un seuillage à 10% pour une configuration DP ( $E_1 = 30$  mJ,  $E_2 = 143$  mJ,  $\Delta t = 300$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d’erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

On note une chute brutale de la longueur aux alentours de  $4 \mu\text{s}$  sur la figure 4.13 pour un délai inter-impulsions de 300 ns. Comme on peut le constater sur la figure 4.14, sur laquelle on compare la même mesure pour deux valeurs de seuillage différents, cette singularité est essentiellement causée

par le fait que de fortes hétérogénéités spatiales peuvent apparaître dans l'émission du plasma (Fig. 4.8). Avec un taux de 5%, on peut corriger ce biais de mesure, et retrouver l'évolution continue des dimensions du plasma que l'on observe pour les autres cas de figures étudiés. On notera que l'amplitude des barres verticales décrivant la dispersion des résultats est beaucoup plus faible, ce qui traduit une meilleure répétabilité de la mesure avec un seuil à 5%.

## 4.4 Propagation de l'onde de choc induite

On va maintenant chercher à comparer la propagation de l'onde de choc induite entre les configurations SP et DP. On rappelle que pour la configuration DP, les deux cas suivants ont été considérés :

- **Cas 1** :  $E_1 = E_2 = 87$  mJ
- **Cas 2** :  $E_1 = 30$  mJ  $\ll$   $E_2 = 143$  mJ

### 4.4.1 Visualisation de l'onde de choc

La figure 4.15 représente les images obtenues à différents instants suivant l'arrivée de l'impulsion laser pour les différentes configurations. Pour la configuration DP, le délai inter-impulsions considéré est de 100 ns et l'origine des temps correspond à l'instant d'arrivée de la seconde impulsion.

Dès les premiers instants suivant la création du plasma, on remarque l'apparition de multiples ondes de choc très rapprochées, que l'on arrive à différencier uniquement dans les premiers instants ( $t < 1$   $\mu$ s). L'onde de choc centrale correspond au plasma créé par la première impulsion laser, tandis que les ondes de choc sur les côtés proviennent du double dépôt de la deuxième impulsion. Par la suite, on observe une fusion de ces ondes de pression, qui finissent par n'en former qu'une seule après quelques microsecondes.

On avait déjà remarqué dans le chapitre précédent que l'expansion de l'onde de choc n'était pas sphérique dans les premiers instants de son expansion. En effet, le dépôt d'énergie n'est pas parfaitement ponctuel, et le plasma va avoir tendance à se former le long de l'axe du faisceau laser. Dans le cas de la configuration DP, cet effet est encore plus marqué car le dépôt d'énergie supplémentaire se forme également dans l'axe du faisceau laser aux extrémités du premier plasma.

On a représenté sur la figure 4.16 l'évolution temporelle du rayon de l'onde de choc dans la direction orthogonale au faisceau. Dans cette direction de propagation, les différences sont minimales dans l'évolution temporelle du rayon et de la vitesse de propagation entre les cas de figure considérés, SP comme DP. Le caractère plus elliptique de l'onde de choc provient donc d'une élongation dans l'axe laser.

Afin de quantifier cet effet, l'ellipticité de l'onde de choc a été représentée sur la figure 4.17, pour la configuration DP ( $\Delta t = 100$  ns) ainsi que pour la configuration SP à titre de comparaison ( $E_i = 175$  mJ). Qu'il s'agisse du cas 1 ou du cas 2, l'élongation du plasma induit une onde de choc plus elliptique par rapport à une configuration SP, et qui conserve cette ellipticité pendant une durée bien plus longue ( $t \sim 30$   $\mu$ s). Pour rappel (cf. chapitre 3), l'onde de choc devient sphérique à  $t \sim 10$   $\mu$ s dans le cas de la configuration SP.



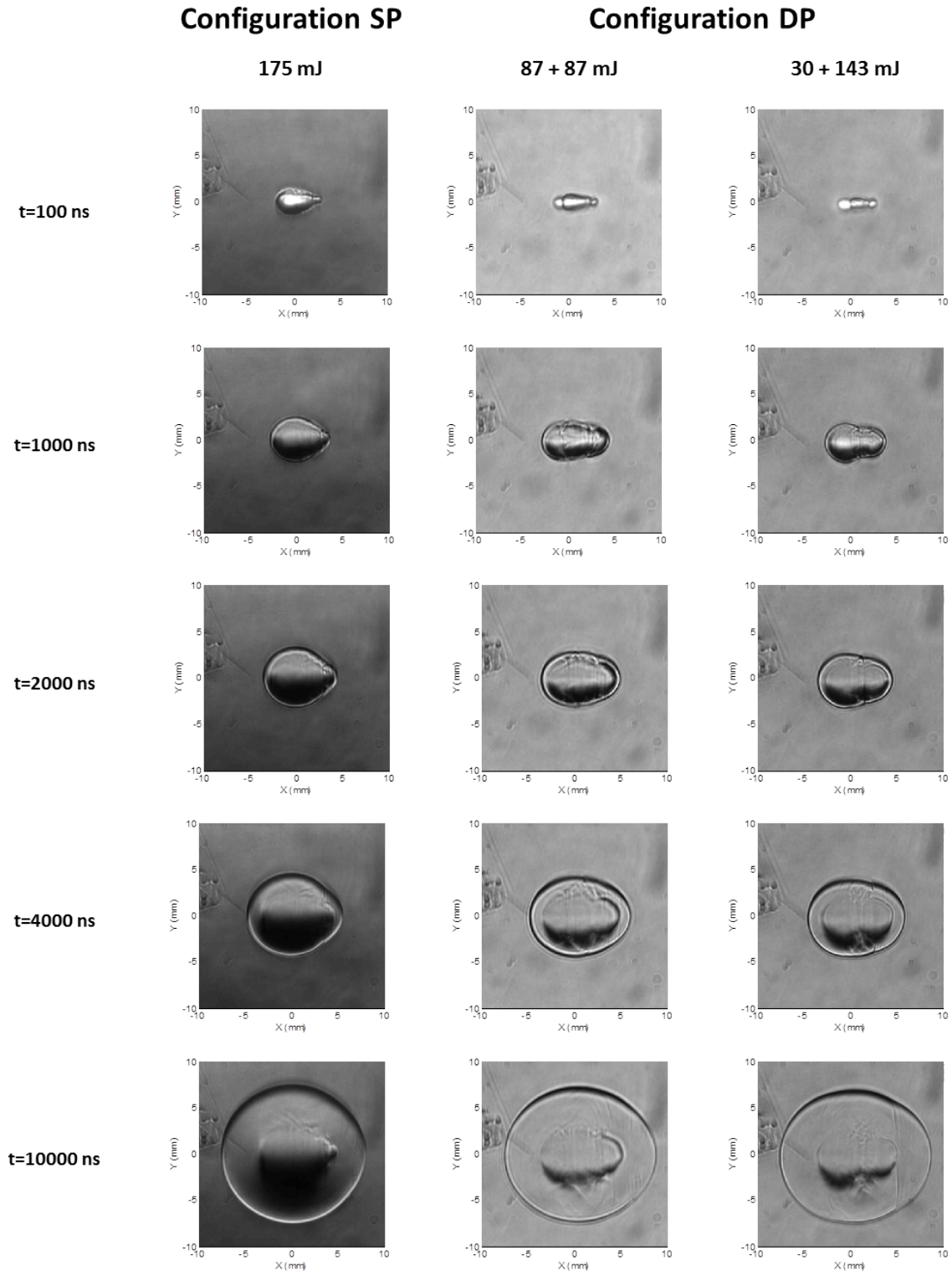


FIGURE 4.15 – Images de l’expansion de l’onde de choc à différents instants après le déclenchement du laser pour une énergie incidente de  $E_i = 175$  mJ en considérant les configurations SP et DP (Cas 1 et 2). Le délai inter-impulsions est égal à 100 ns

Bien qu’il eût été intéressant de réussir à déterminer l’énergie dissipée par l’onde de choc lors d’un claquage en configuration DP, de nombreux éléments ne permettent pas d’utiliser le même modèle de propagation que dans le chapitre précédent :

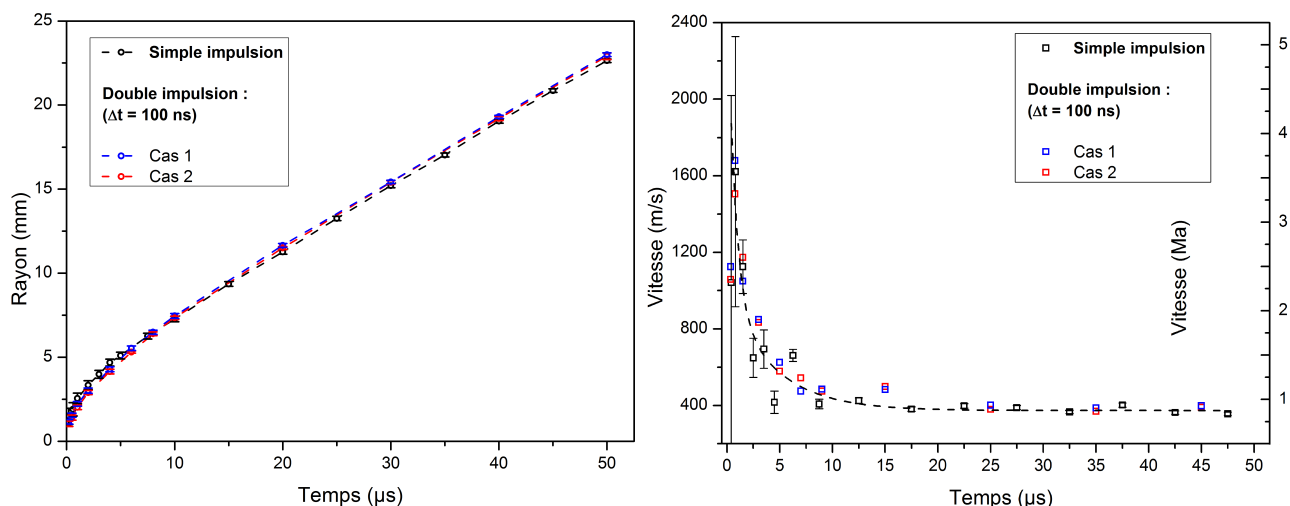


FIGURE 4.16 – Évolution temporelle du rayon et de la vitesse de l'onde de choc dans la direction orthogonale au faisceau laser (selon l'axe Y) pour une configuration SP ( $E_i=170$  mJ) et les configurations DP ( $\Delta t= 100$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

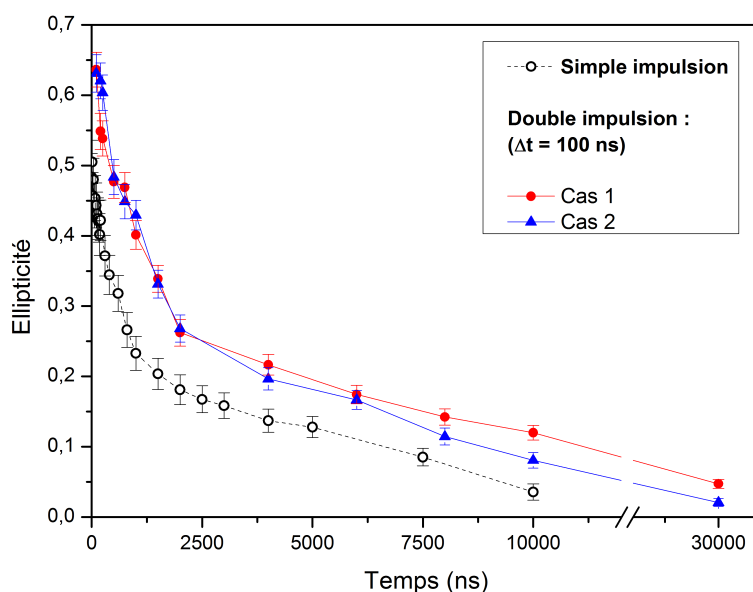


FIGURE 4.17 – Évolution temporelle de l'ellipticité de l'onde de choc et comparaison entre SP ( $E_i=175$  mJ) et DP ( $\Delta t = 100$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

- le dépôt d'énergie n'est plus ponctuel temporellement : alors que pour la configuration SP, le dépôt s'effectue sur une durée équivalente à l'impulsion laser ( $\tau = 6$  ns), on ne peut plus considérer que c'est le cas pour la configuration DP puisque la durée de dépôt est alors de l'ordre de grandeur de la durée inter-impulsions (entre 100 et 300 ns) ;
- l'expansion du plasma plus importante dans la direction du faisceau laser induit une non-sphéricité de l'onde de choc encore plus importante, et qui se conserve sur des durées plus longues ;
- la présence de plusieurs ondes de choc suppose qu'il existe des interactions entre elles qui ne

sont pas prévues par le modèle de propagation utilisé précédemment.

#### 4.4.2 Géométrie du noyau de gaz chaud

En observant les images par strioscopie à des instants plus lointains ( $t > 50 \mu\text{s}$ ), il est possible d'observer l'évolution de la géométrie du noyau d'air chaud qui continue de se développer une fois le plasma dissipé. Sur la figure 4.18 sont représentées les images du noyau à différents instants après l'impulsion laser, et pour plusieurs énergies incidentes en configuration SP.

On observe au bout de quelques dizaines de microsecondes l'apparition d'un lobe frontal dans l'axe du faisceau laser et d'un anneau toroïdal autour de ce même axe. La dynamique des gaz qui suit un claquage optique a fait l'objet de plusieurs études [35, 178]. L'une des principales conclusions était l'effet d'accélération induit par la présence d'une onde de choc et des anneaux toroïdaux sur la vitesse de propagation du noyau [35].

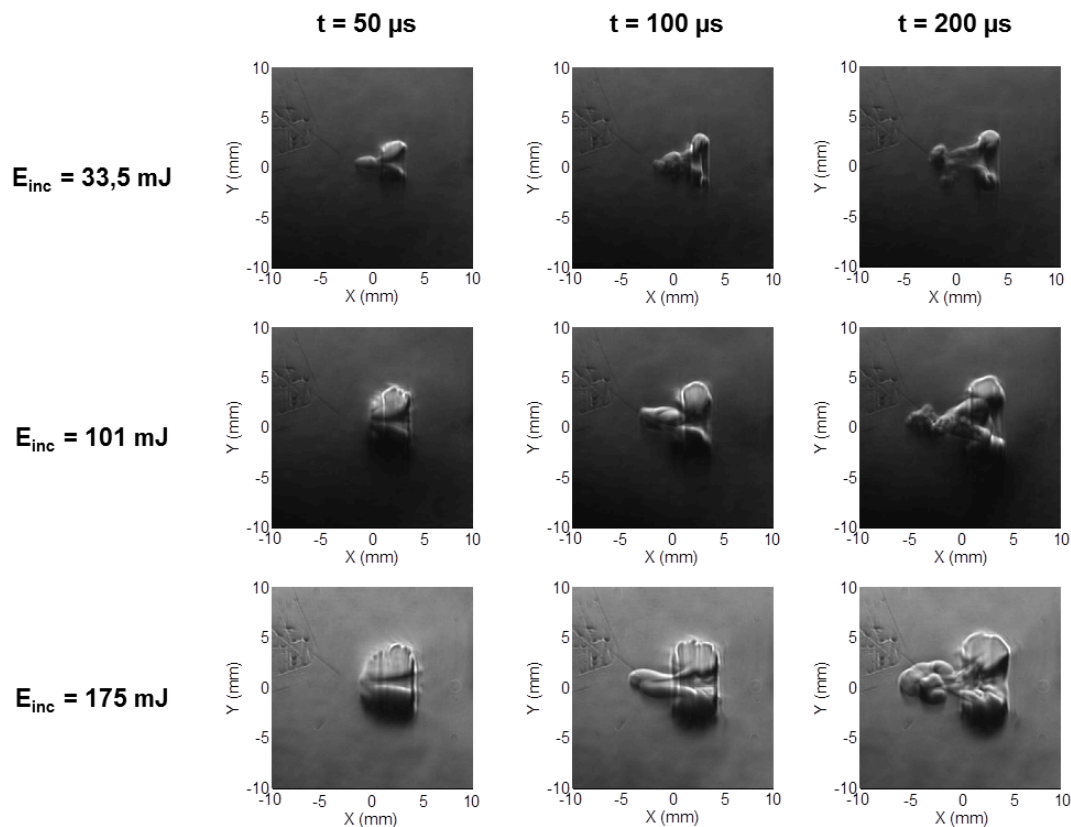


FIGURE 4.18 – Images du noyaux d'air chaud à différents instants et pour plusieurs énergies laser incidentes (configuration SP)

Lorsque l'on compare les noyaux produits en configuration SP et DP (Fig. 4.19), on observe plusieurs différences :

- la disparition du lobe frontal qui se propageait le long de l'axe laser, du point focal vers la lentille de focalisation. A  $t = 200 \mu\text{s}$ , le noyau d'air chaud est alors beaucoup moins étendu dans cette direction en configuration DP qu'en configuration SP (Fig. 4.18) ;
- des perturbations dans la propagation de l'anneau toroïdal ;

- la présence de fortes turbulences à l'interface noyau d'air chaud/air ambiant.

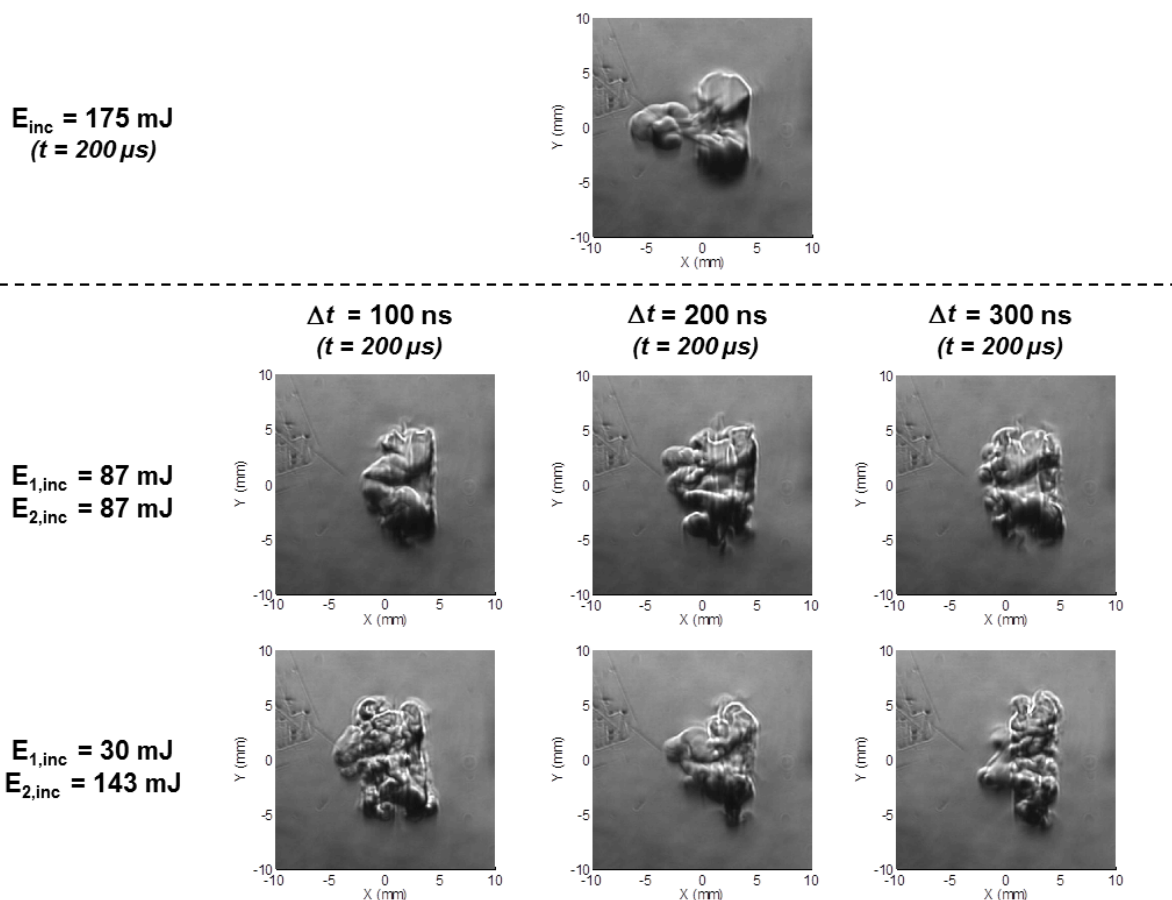


FIGURE 4.19 – Images du noyau d'air chaud à  $t=200 \mu\text{s}$  pour plusieurs énergies laser incidentes et plusieurs délais inter-impulsions (configuration DP) - Comparaison avec la configuration SP

Ces différences proviennent probablement des interactions entre les différents dépôts d'énergie et ondes de choc induites qui n'existent pas en configuration SP, et qui vont alors affecter la propagation du noyau d'air chaud. Un comportement similaire (disparition du lobe frontal et apparition de fortes perturbations) avait été observé par Endo et al. [109] lors de leur étude sur la ré-injection de l'énergie non-absorbée : après un premier claquage ( $E_i = 50 \text{ mJ}$ ), l'énergie non-absorbée était réfléchiée et réinjectée par le côté opposé au faisceau incident, avec un délai  $\tau = 8 \text{ ns}$ . Ils avaient également remarqué que, dans le cas où le claquage se produisait dans un mélange air/hydrogène, un lobe se développait du côté opposé au premier faisceau incident, correspondant à la zone où l'énergie ré-injectée était déposée.

Il apparaît donc que la physionomie du dépôt d'énergie (configuration SP ou DP) va fortement affecter le développement du noyau d'air chaud dans les premiers instants de sa propagation. La configuration en impulsion unique crée un noyau où l'on distingue 2 zones distinctes (lobe + tore) à partir de  $50\sim 100 \mu\text{s}$  après le claquage laser. En configuration DP, le noyau ne forme ni de lobe frontal, ni de tore, mais de fortes turbulences apparaissent à sa surface lors de son expansion. Ces dernières augmentent la surface d'échange entre le noyau et l'air ambiant et vont donc augmenter la dissipation thermique de ce dernier, et l'efficacité de l'allumage pourrait en pâtir. En raison de la structure complexe du noyau de gaz chauds, il est compliqué d'en déterminer le volume en SP et en DP. Il est donc difficile de savoir laquelle des deux configurations générerait le plus gros noyau, ce qui

pourrait favoriser l'allumage.

Une étude comparative précise de ces dynamiques de gaz serait nécessaire pour quantifier les échanges thermiques entre le noyau et son environnement immédiat, et estimer son impact sur la propagation du noyau de flamme et l'allumage résultant.

## 4.5 Spectroscopie d'émission d'un plasma en double-impulsion

Avec le montage présenté dans la partie 2.3, on a entrepris de mesurer l'évolution temporelle de la température et de la densité électroniques pour la configuration DP. Le couple  $O_{777}/O_{795}$  (Chapitre 3.5.2) a été conservé pour les mesures de température.

Dans le tableau 4.2 sont répertoriées les valeurs des énergies incidentes et absorbées des cas qui ont été étudiés.

Configuration	Énergie incidente	Énergie absorbée
SP	$170 \pm 4$ mJ	$130 \pm 4$ mJ
Cas 1 - $\Delta t = 100$ ns	$(40 + 131) \pm 4$ mJ	$119 \pm 6$ mJ
Cas 1 - $\Delta t = 300$ ns	$(40 + 131) \pm 4$ mJ	$118 \pm 7$ mJ
Cas 2 - $\Delta t = 100$ ns	$(86 + 86) \pm 4$ mJ	$120 \pm 5$ mJ
Cas 2 - $\Delta t = 300$ ns	$(86 + 86) \pm 4$ mJ	$117 \pm 7$ mJ

Tableau 4.2 – Valeurs des énergies laser incidentes et absorbées (configurations SP et DP)

### 4.5.1 Mesures de température du plasma

L'évolution temporelle de la température en configuration DP ( $\Delta t = 100$  ns et 300 ns) et SP est représenté sur les figures 4.20 et 4.21. On rappelle que l'origine des temps pour la configuration DP correspond à l'instant d'arrivée de la deuxième impulsion laser.

La température est sensiblement identique dans les premiers instants, avec des valeurs aux alentours de 19000 K à  $t = 250$  ns, et ce, quel que soit le cas et le délai considéré. La décroissance temporelle est identique pour les configurations considérées jusqu'à  $t = 1$   $\mu$ s. Au-delà, la température est plus faible pour la configuration DP comparée à la configuration SP équivalente. L'écart de température ( $\sim 1000$  K) reste cependant très faible puisqu'il est de l'ordre de grandeur des incertitudes. Il n'y a également aucune différence notable entre les configurations DP considérées ( $\Delta t = 100$  ns et 300 ns et cas 1 et 2).

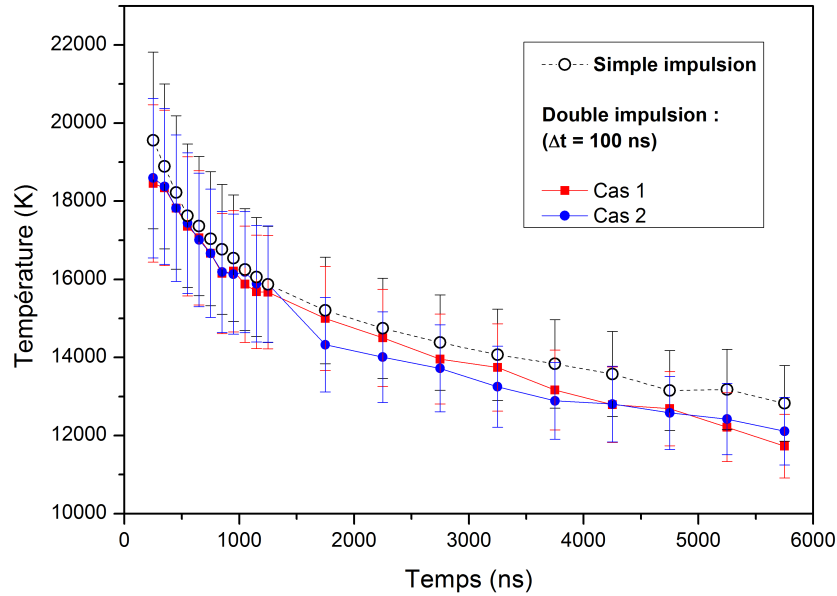


FIGURE 4.20 – Évolution temporelle de la température et comparaison entre configuration SP ( $E_i = 170$  mJ) et DP (Cas 1 et 2 -  $\Delta t = 100$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

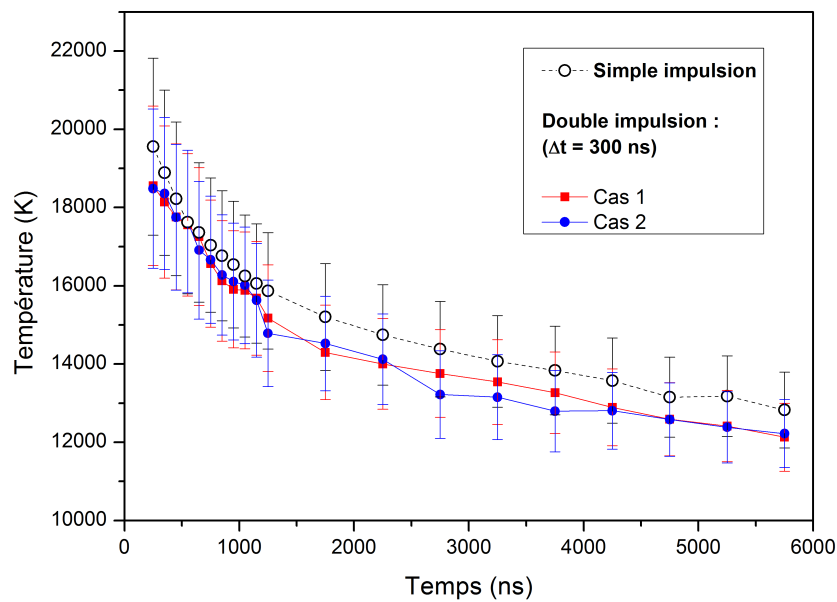


FIGURE 4.21 – Évolution temporelle de la température et comparaison entre configuration SP ( $E_i = 170$  mJ) et DP (Cas 1 et 2 -  $\Delta t = 300$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

### 4.5.2 Mesures de la densité électronique

L'évolution temporelle de la densité électronique en configuration DP ( $\Delta t = 100$  ns et 300 ns) et SP est représentée sur les figures 4.22 et 4.23.

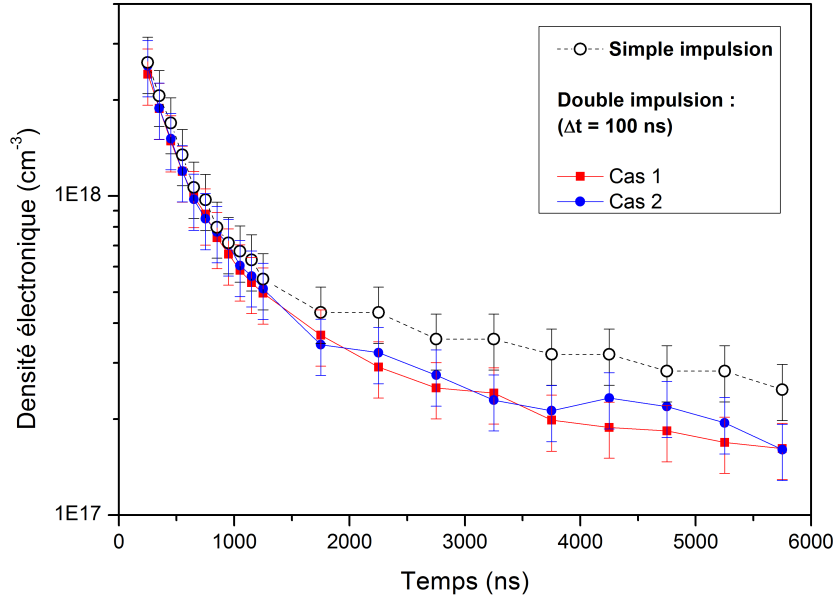


FIGURE 4.22 – Évolution temporelle de la densité électronique et comparaison entre configuration SP ( $E_i = 170$  mJ) et DP (Cas 1 et 2 -  $\Delta t = 100$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

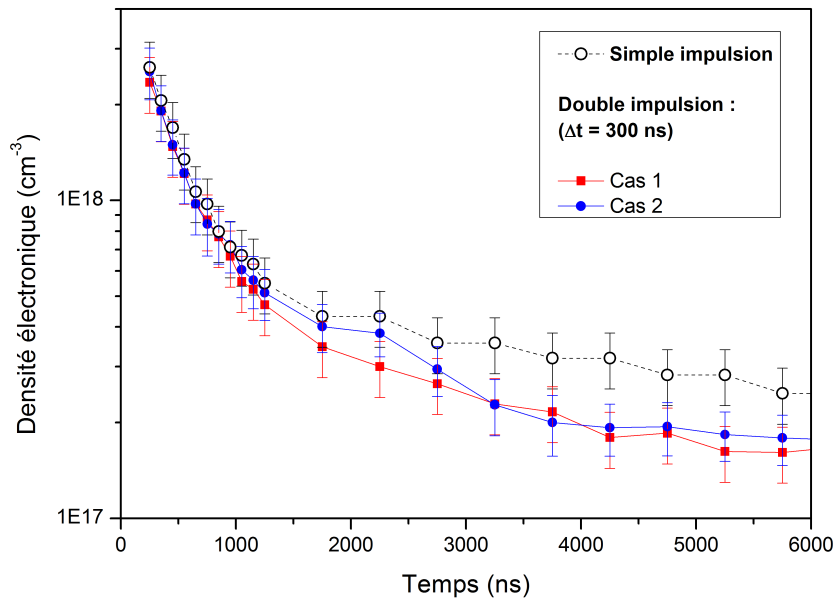


FIGURE 4.23 – Évolution temporelle de la densité électronique et comparaison entre configuration SP ( $E_i = 170$  mJ) et DP (Cas 1 et 2 -  $\Delta t = 300$  ns). Chaque point correspond à la valeur moyenne sur 100 tirs laser. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard sur ces 100 tirs lasers

On remarque immédiatement une tendance similaire à celle que l'on avait observée sur l'évolution de la température pour les configurations SP et DP. On note ainsi des valeurs de densité électronique similaires égales à  $N_e = 2,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , à  $t = 250$  ns après la création du plasma, mais avec une

décroissance plus prononcée de cette densité pour les configurations DP, puisque l'on descend à une densité de  $1,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  à  $t = 5750 \text{ ns}$  contre  $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  en configuration SP. Comme pour l'évolution temporelle de la température, il n'y a pas de différence notable entre les configurations DP considérées ( $\Delta t = 100 \text{ ns}$  et  $300 \text{ ns}$  et cas 1 et 2).

Cette baisse plus importante de la densité (et de la température dans une moindre mesure) pour la configuration DP semble indiquer un refroidissement du plasma plus rapide dans le cas de la double-impulsion.

D'après les observations effectuées dans les parties précédentes, l'une des explications les plus plausibles à cette décroissance accentuée de la température et de la densité pourrait être l'extension spatiale plus importante du plasma dans le cas de la double impulsion (chapitre 4.3). En effet, l'énergie absorbée est distribuée en deux zones distinctes dès les premiers instants, et s'étend également plus rapidement, ce qui expliquerait l'accentuation du refroidissement du plasma. On notera que l'énergie déposée étant plus faible en configuration DP qu'en configuration SP (environ 10 mJ) pour des énergies laser incidentes identiques, cela a également pu affecter la température et la densité électroniques du plasma en configuration DP, celui-ci ayant absorbé moins d'énergie.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a cherché à comparer le processus de claquage lorsque l'on se place dans une configuration en simple impulsion (SP) et en double impulsion (DP).

Dans un premier temps, on a montré que le délai  $\Delta t$  entre les impulsions allait fortement affecter l'absorption de la deuxième impulsion ainsi que l'expansion du plasma.

Pour  $\Delta t < 300 \text{ ns}$ , le premier plasma va introduire des électrons libres qui vont faciliter l'absorption de la deuxième impulsion. L'énergie de cette deuxième impulsion va se déposer aux extrémités du premier plasma, allongeant le dépôt dans la direction du faisceau laser.

Pour  $300 \text{ ns} < \Delta t < 40\text{-}50 \text{ }\mu\text{s}$ , les perturbations introduites par le premier plasma vont fortement affecter le dépôt d'énergie de la seconde impulsion. Cela se traduit par une baisse de l'absorption voire une absorption nulle en fonction du délai et des énergies  $E_1$  et  $E_2$  considérées.

Pour  $\Delta t > 40\text{-}50 \text{ }\mu\text{s}$ , la seconde impulsion ne sera plus affectée par les perturbations créées par le premier plasma, ce qui se traduit par un second claquage optique identique à une configuration SP.

En observant le dépôt d'énergie par caméra intensifiée, il a été montré que pour une configuration DP, le dépôt d'énergie de la seconde impulsion était multiple et s'effectuait aux extrémités du plasma créé par la première impulsion. Ceci se traduit par une extension spatiale plus importante dès les premiers instants, et qui se poursuit lors de l'expansion du plasma. On a également observé l'apparition d'une ré-ionisation dans la zone centrale du plasma, probablement causée par les interactions entre les dépôts d'énergies multiples.

On a également observé les variations de densité par strioscopie dans l'environnement du dépôt d'énergie. On a ainsi remarqué l'apparition de plusieurs ondes de choc aux premiers instants provenant



des différents dépôts d'énergie. Celles-ci vont ensuite fusionner en une onde de choc unique dont l'ellipticité est beaucoup plus prononcée que dans la configuration SP. Les particularités de l'onde de choc induite en configuration DP (ellipticité, dépôt non-ponctuel spatialement et temporellement) n'a cependant pas permis de quantifier l'énergie qu'elle dissipe. On a aussi remarqué une physionomie de l'expansion du noyau d'air chaud différente à des instants plus lointains ( $t > 100 \mu\text{s}$ ), avec la présence de fortes turbulences ainsi que l'absence du lobe frontal (que l'on retrouve habituellement en configuration SP).

Enfin, les mesures de température et de densité électroniques ont montré une décroissance légèrement plus prononcée de ces deux paramètres pour la configuration DP. On suppose que l'expansion spatiale plus importante du plasma est la cause de son refroidissement plus prononcé. Cependant, l'utilisation de diagnostics plus avancés (spectroscopie d'émission 2D [179]) seraient nécessaires pour s'en assurer.

## CHAPITRE 5

---

# Étude du claquage en milieu diphasique

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>145</b>
<b>5.2</b>	<b>Caractérisation en impulsion unique</b>	<b>146</b>
5.2.1	Seuil de claquage en milieu diphasique	146
5.2.2	Visualisation du plasma	147
5.2.2.1	Position et taille du dépôt d'énergie	147
5.2.2.2	Expansion du plasma	149
<b>5.3</b>	<b>Influence du spray sur le claquage en double-impulsion</b>	<b>151</b>
5.3.1	Influence du délai sur le taux de claquage et l'absorption	152
5.3.2	Influence du délai sur la position du plasma	154
5.3.3	Influence du délai sur les dimensions du plasma	156
<b>5.4</b>	<b>Analyse</b>	<b>159</b>
5.4.1	Hypothèse 1 : le premier plasma affecte la propagation de la deuxième impulsion laser	160
5.4.2	Hypothèse 2 : la configuration du spray est modifiée par la première impulsion	160
<b>5.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>162</b>

---

## 5.1 Introduction

Dans le cadre d'un allumage par claquage laser, on a vu (cf. chapitre 1) que la présence de gouttes pouvait affecter :

- le processus de claquage, par l'atténuation et/ou la multi-diffusion du faisceau laser incident, ainsi que par la possibilité que le claquage se produise dans une goutte ;
- le processus d'allumage, dont la distribution de probabilité (de 0 à 100%) va alors s'étendre sur un domaine d'énergies incidentes beaucoup plus large [4, 37].

Dans cette partie, on cherchera à caractériser et comparer le processus de claquage et d'expansion du plasma lorsque celui-ci s'effectue avec et sans la présence de gouttes de combustible. Dans un premier temps, on testera un claquage en configuration SP, avant de s'intéresser dans un second temps au claquage en configuration DP.

## 5.2 Caractérisation en impulsion unique

Le montage expérimental permettant la création du spray de carburant a été décrit dans le chapitre 2.4. Lors des expériences de claquage en diphasique, deux débits d'injection différents ont été considérés (Tab. 5.1).

	Débit fuel ( g.h <sup>-1</sup> )	Richesse	Fraction volumique
<b>Spray 1</b>	108	0,45	$0,504 \times 10^{-4}$
<b>Spray 2</b>	216	0,9	$1,008 \times 10^{-4}$

Tableau 5.1 – Caractéristiques des deux sprays considérés

Bien que la présence de cette phase dispersée puisse avoir une influence sur la propagation du plasma (dispersion, atténuation, etc.), la fraction volumique des sprays considérés est suffisamment faible pour que ces effets soient négligeables.

### 5.2.1 Seuil de claquage en milieu diphasique

L'utilisation d'un système de claquage optique différent (laser et système de focalisation) va entraîner une modification des propriétés géométriques du faisceau, et donc, une modification du seuil de claquage.

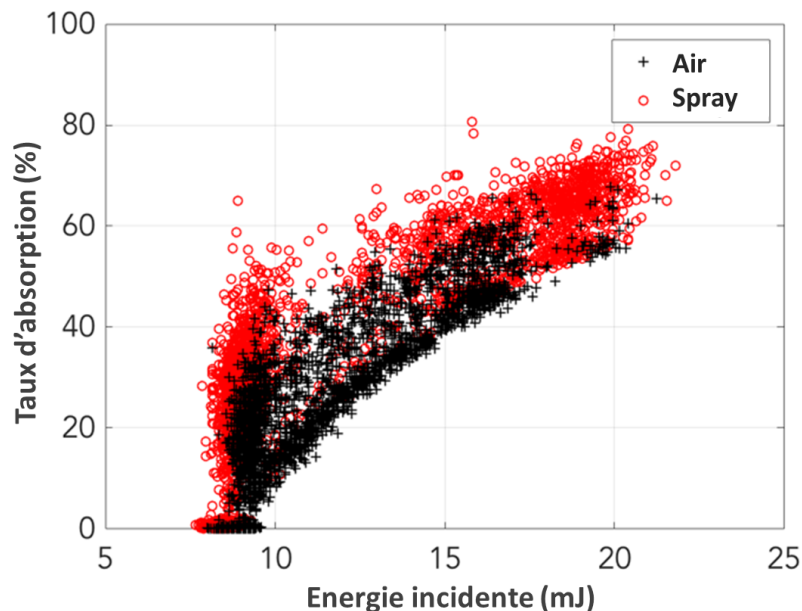


FIGURE 5.1 – Évolution du taux d'absorption en fonction de l'énergie incidente en absence et en présence de gouttes (spray 1 -  $\phi = 0,45$ )

On a représenté sur la figure 5.1 l'évolution du taux d'absorption du plasma induit par focalisation laser du nouveau montage, avec et sans gouttes. 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 le spray considéré ici.

## 5.2.2 Visualisation du plasma

### 5.2.2.1 Position et taille du dépôt d'énergie

Grâce au montage de visualisation décrit dans le chapitre 2.4, on a cherché dans un premier temps à déterminer l'impact qu'avait la présence de gouttes sur la position et la taille du plasma. Pour cela, des images 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 l'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 seuillage.

Pour ces mesures, on a considéré deux énergies laser incidentes de  $17,5 \pm 1,5$  mJ et  $42 \pm 2$  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).

On a représenté sur la figure 5.2 le décalage horizontal (direction de l'axe laser) et vertical (direction orthogonale à l'axe laser) du centre du plasma par rapport à une position de référence. Cette position de référence correspond à la position moyenne d'un plasma créé dans l'air et pour une énergie incidente de 17,5 mJ.

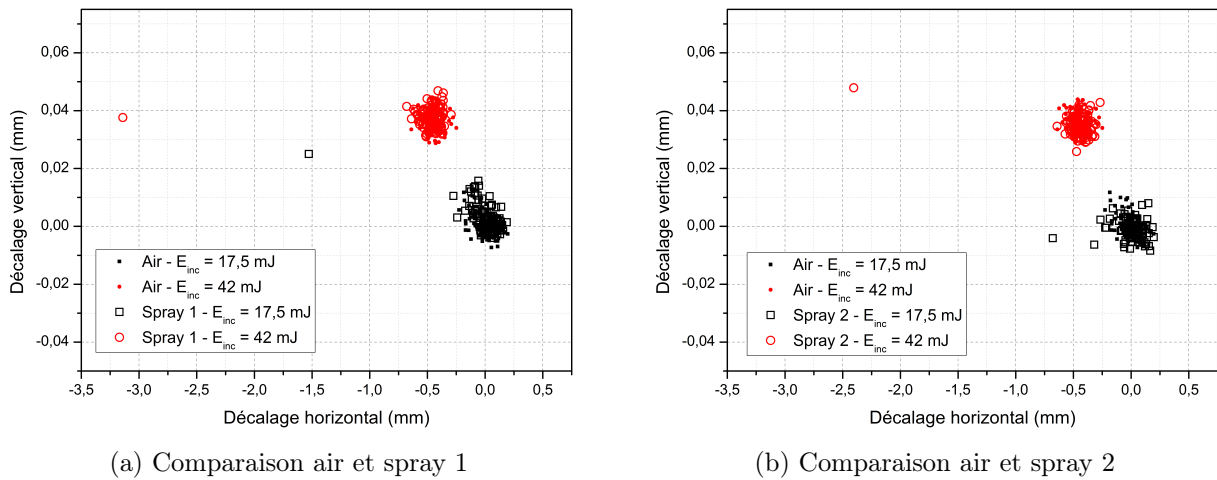


FIGURE 5.2 – Décalage horizontal et vertical du plasma pour plusieurs énergies incidentes et plusieurs environnements. Pour chaque condition, 100 mesures ont été effectuées. Les barres d'erreurs représentent la déviation standard sur ces 100 mesures.

Pour une même énergie incidente (17,5 ou 42 mJ), on n'observe aucune différence dans la position 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. Ce phénomène avait déjà été observé dans le chapitre 3. Le décalage vertical est beaucoup plus faible (environ 40  $\mu\text{m}$ , ce qui est de l'ordre de grandeur de la résolution spatiale de 51  $\mu\text{m}$ ), et semble correspondre à une légère inclinaison de la caméra de visualisation par rapport à l'axe du laser.

On remarque cependant quelques évènements isolés dans le cas d'un claquage dans un spray pour lesquels la position du plasma est fortement décalée. Ces évènements correspondent à un claquage qui se produit dans une goutte (cf. Fig. 5.3). En effet, le seuil de claquage  $y$  est beaucoup plus faible (cf. Chapitre 1) et il peut donc se produire hors de la zone du point focal.

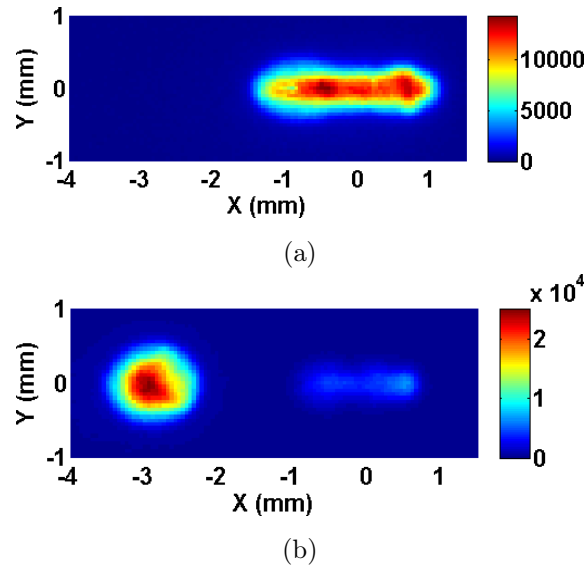


FIGURE 5.3 – Images d'un claquage au niveau du point focal (a) et dans une goutte (b)  
( $E_{inc} = 17,5$  mJ - Spray 1)

On a représenté sur la figure 5.4 la largeur et la longueur du plasma obtenues pour les conditions détaillées précédemment. On note la même tendance que pour la mesure du décalage spatial, à savoir :

- pas de différences notables à énergie fixe, que le claquage se produise dans l'air ou dans un spray ;
- 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  $1,95 \pm 0,1 \times 0,72 \pm 0,03$  mm<sup>2</sup>, alors qu'elle est de  $2,65 \pm 0,1 \times 0,97 \pm 0,05$  mm<sup>2</sup> pour une énergie incidente de 42 mJ ;
- 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 observait déjà sur la figure 5.3.

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.

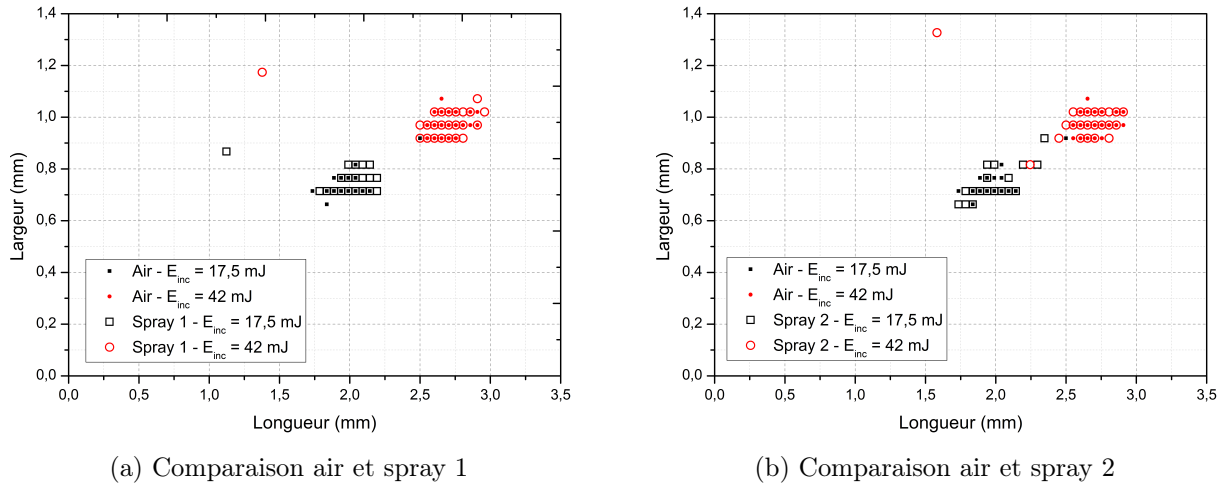


FIGURE 5.4 – Dimensions du plasma pour plusieurs énergies incidentes et plusieurs environnements. Pour chaque condition, 100 essais ont été effectués.

### 5.2.2.2 Expansion du plasma

On a ensuite cherché à déterminer si la présence d'un spray allait affecter l'expansion spatiale du plasma. En modifiant l'instant auquel on acquiert les images, on peut notamment mesurer l'évolution temporelle de ses dimensions. On rappelle que pour définir les dimensions du plasma, on a considéré un seuillage à 10% de l'intensité de l'émission du plasma. Pour ces mesures, seul le claquage dans le spray 1 a été considéré, et a été comparé à un claquage dans l'air, pour une énergie laser incidente unique de  $19 \pm 2$  mJ, correspondant à une énergie absorbée de  $12 \pm 2$  mJ.

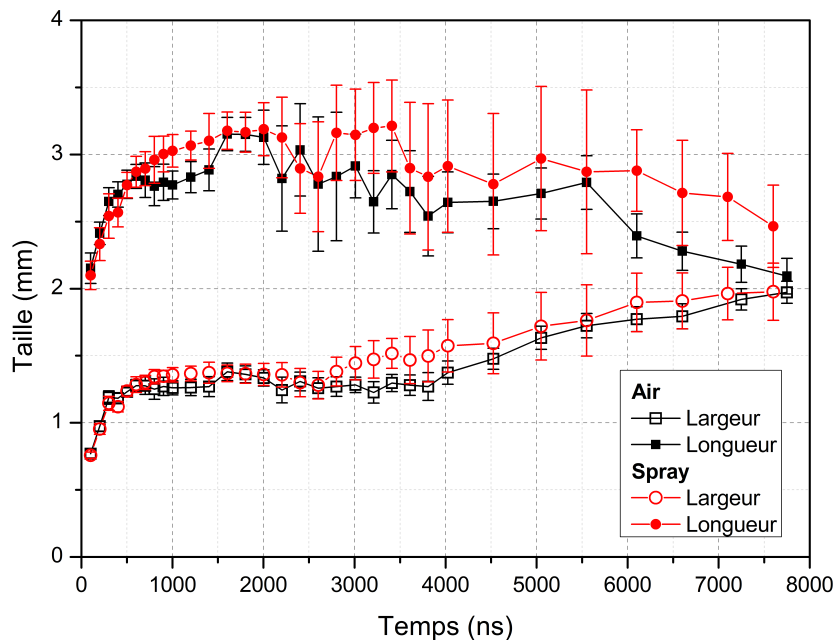


FIGURE 5.5 – Évolution temporelle des dimensions du plasma dans l'air et dans un spray. Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 impulsions lasers. Les barres d'erreurs représentent la déviation standard sur ces 100 essais (spray 1).

On a représenté sur la figure 5.5 l'évolution temporelle de la longueur et de la largeur du plasma

lorsque celui évolue dans l'air ou dans le spray entre 100 et 8000 ns. Le gain et la durée d'acquisition de la caméra ont été ajustés sur chacun des essais pour obtenir un bon rapport signal sur bruit. On rappelle que le plasma est ici défini par la zone spatiale de forte émission détectée par notre système d'imagerie.

Dans les deux situations (air et spray), le plasma subit une phase rapide d'expansion dans la première microseconde de son évolution, passant d'une taille de  $2,1 \pm 0,1 \times 0,75 \pm 0,02 \text{ mm}^2$  ( $t = 100 \text{ ns}$ ) à  $3,2 \pm 0,2 \times 1,4 \pm 0,1 \text{ mm}^2$  ( $t = 2 \text{ }\mu\text{s}$ ). S'ensuit une phase où les dimensions du plasma restent stables, puis d'une dernière phase à partir de  $4 \text{ }\mu\text{s}$  où la zone d'émission du plasma va se contracter dans la direction de l'axe laser, et s'étendre dans l'axe orthogonal au faisceau.

Lors de cette dernière phase, la dispersion de la mesure des dimensions du plasma est plus importante dans le cas du claquage dans un spray. En effet, si l'on regarde la distribution des mesures à  $t=1600 \text{ ns}$  et  $t=5000 \text{ ns}$ , qui sont représentées sur la figure 5.6, alors qu'il n'y a aucune différence à  $t=1600 \text{ ns}$ , on remarque à  $t=5000 \text{ ns}$  que la mesure des dimensions du plasma est bien plus dispersée dans le cas du spray que dans celui de l'air. Les dimensions du plasma à cet instant sont de  $2,7 \pm 0,2 \times 1,6 \pm 0,09 \text{ mm}^2$  pour l'air, et de  $3,0 \pm 0,5 \times 1,7 \pm 0,3 \text{ mm}^2$  pour le spray.

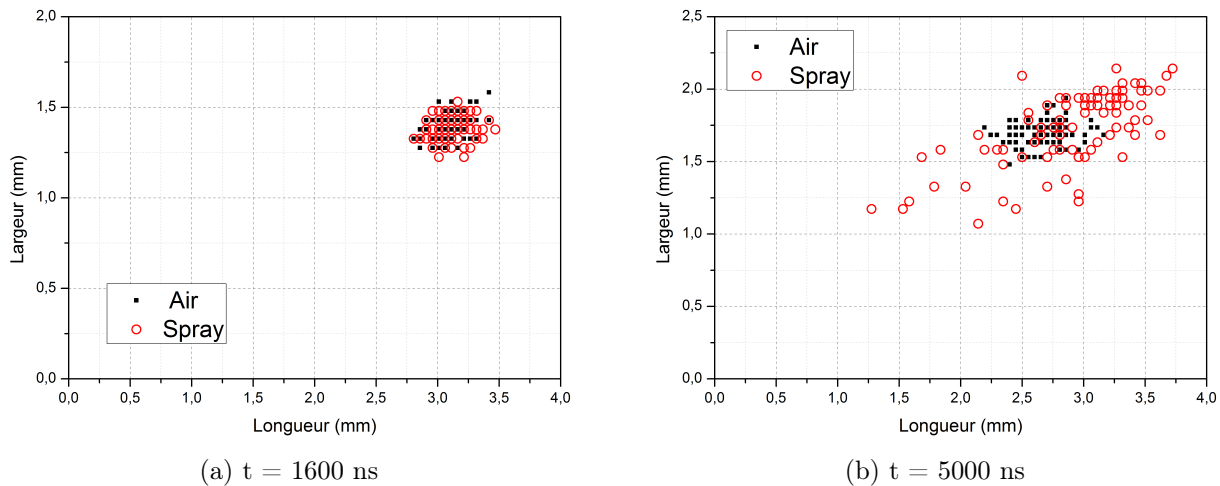


FIGURE 5.6 – Mesures des dimensions du plasma à  $t = 1600 \text{ ns}$  (a) et  $t = 5000 \text{ ns}$  (b)  
Chaque point correspond à un tir laser pour un total de 100 tirs (spray 1).

Cette dispersion provient de l'apparition de points très lumineux sur certaines images, à partir de  $4\sim 5 \text{ }\mu\text{s}$ , comme on peut le voir sur les images représentées sur la figure 5.7, prises à  $t = 5 \text{ }\mu\text{s}$ . L'apparition de ces points modifie fortement l'intensité maximum détectée sur chacune des images, et modifie donc également le seuil utilisé pour mesurer les dimensions du plasma, puisque ce dernier est fixé à 10% de l'intensité maximum. Pour les images présentées ci-dessous, cette intensité maximale est comprise entre 7000 et 10000 coups en l'absence de ces points lumineux, alors qu'elle est systématiquement supérieure à 20000 coups lorsque ces points sont présents. Sur les images prises à  $t = 5 \text{ }\mu\text{s}$ , on recense 60% d'images où aucun point n'apparaît, et 40% d'images où une ou plusieurs zones lumineuses sont présentes.

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

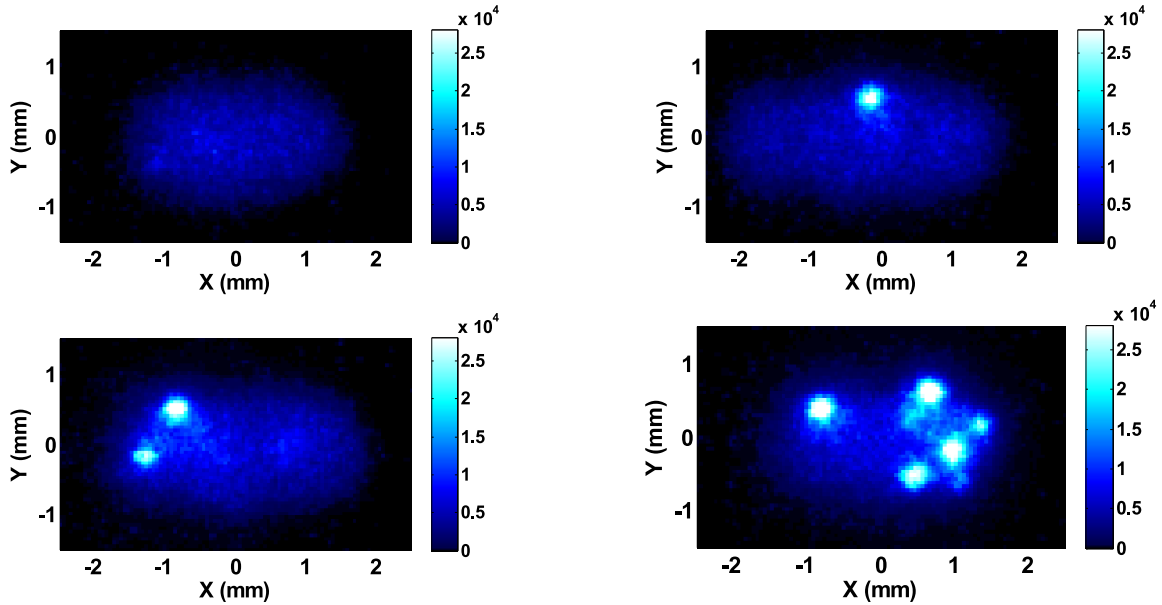


FIGURE 5.7 – Images typiques de l’émission du plasma dans un spray à  $t = 5 \mu\text{s}$  ( $E_{inc} = 19 \text{ mJ}$  - Spray 1).

du point d’initiation du claquage, et initier des réactions de combustion. Gebel et al. [180] avaient étudié l’émission spectrale provenant du claquage d’un spray de kérosène, et identifiés l’émission des radicaux CN (370-390 nm) et  $\text{C}_2$  (400-570 nm) comme étant majoritaire à partir de  $5 \mu\text{s}$ . 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.

Ainsi, lorsque le claquage se produit dans un spray, les mesures de dimensions du plasma au-delà de  $5 \mu\text{s}$  sont altérées par l’émission provenant des gouttes de dodécane. L’utilisation d’un filtrage spectral permettant de couper l’émission des radicaux CN et  $\text{C}_2$  pourrait permettre de mesurer les dimensions du plasma. A l’opposé, avec un filtrage spectral permettant de sélectionner l’émission des radicaux CN et  $\text{C}_2$ , il serait envisageable de pouvoir quantifier le nombre de gouttes en interaction directe avec le plasma.

La présence d’un spray ne semble en revanche pas affecter l’expansion du plasma dans les premières microsecondes.

### 5.3 Influence du spray sur le claquage en double-impulsion

En vue d’étudier l’impact de la présence de gouttes sur un plasma en configuration DP, on a fixé l’énergie des deux impulsions laser. L’énergie incidente de la première impulsion est fixée à  $20 \pm 1 \text{ mJ}$ , pour une énergie absorbée de  $13 \pm 1 \text{ mJ}$ . 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  $42 \pm 2 \text{ mJ}$ . L’énergie incidente globale est de  $62 \pm 2 \text{ mJ}$ . 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 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 (Fig. 5.8) en comparant l'intensité maximum détectée sur l'image, et une valeur de référence de 1500 coups.

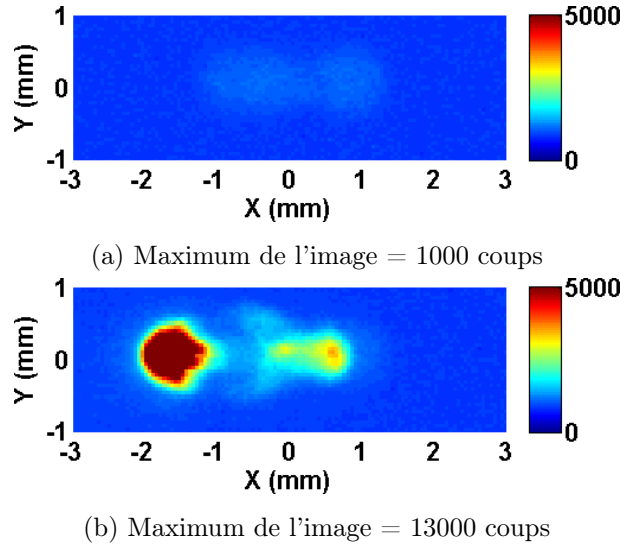


FIGURE 5.8 – Images typiques d'évènements où la seconde impulsion ne produit pas de plasma (a) et où elle produit un plasma (b). Le délai inter-impulsions pour ces images est de 420 ns. ( $E_{1,inc} = 20$  mJ -  $E_{2,inc} = 42$  mJ)

Pour les évènements 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 dans le paragraphe précédent.

### 5.3.1 Influence du délai sur le taux de claquage et l'absorption

On a représenté sur la figure 5.9 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 correspond à 100 mesures.

On peut identifier 3 gammes de délais inter-impulsions  $\Delta t$  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  $340$  ns  $< \Delta t < 500$  ns, la probabilité de claquage chute fortement quel que soit l'environnement (air et spray), et passe notamment de 100 à 0 % pour le claquage 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

On retrouve ainsi la même évolution du taux de claquage en fonction du délai inter-impulsions que l'on observait dans le chapitre 4. On observe cependant qu'en présence de gouttes, la probabilité de claquage n'est pas nulle pour les délais supérieurs à 500 ns, contrairement au claquage dans l'air.

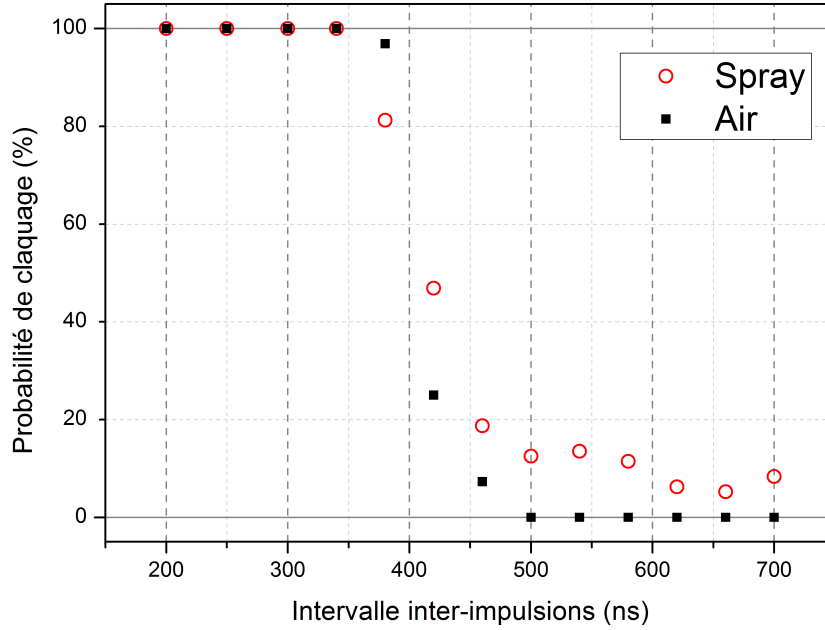


FIGURE 5.9 – Probabilité de claquage de la seconde impulsion en fonction du délai inter-impulsions dans l’air et dans un spray. La probabilité est mesurée pour 100 tirs laser.

$$(E_{1,inc} = 20 \text{ mJ} - E_{2,inc} = 42 \text{ mJ})$$

On a représenté sur la figure 5.10 l’énergie absorbée moyenne globale (comprenant les deux impulsions) par le plasma en fonction du délai. On a représenté l’énergie moyenne absorbée de l’ensemble des essais (qu’il y ait la présence d’un claquage de la deuxième impulsion ou non) sur la courbe de gauche, tandis que la figure de droite représente l’énergie moyenne absorbée ne correspondant qu’aux évènements où un second claquage a eu lieu.

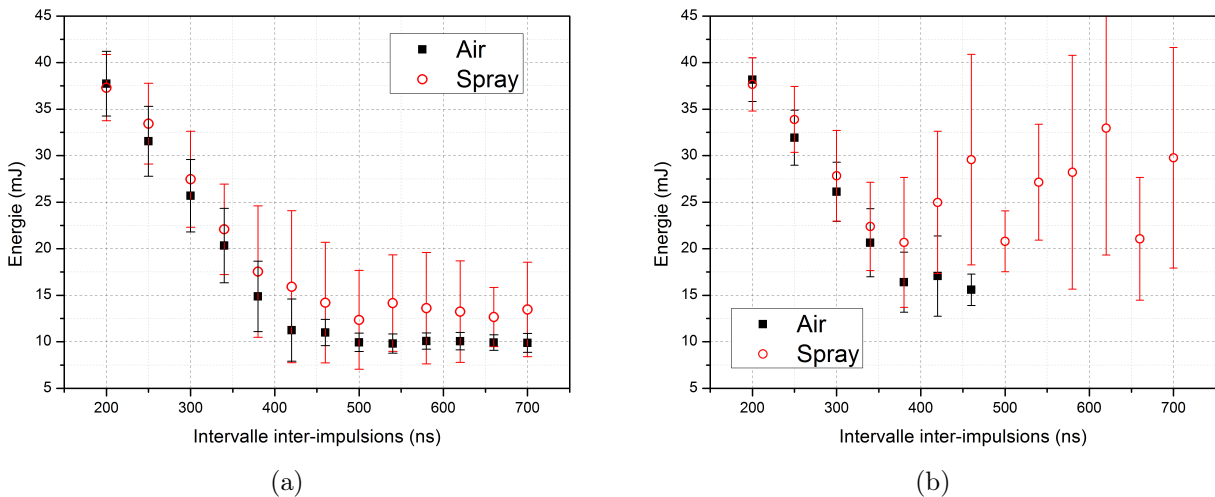


FIGURE 5.10 – Évolution de l’énergie absorbée moyenne en fonction du délai inter-impulsions, pour l’ensemble des essais (a) et pour ceux résultants en un second claquage uniquement (b). Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 tirs lasers (a) ou sur les tirs lasers résultants en un claquage (b). Les barres verticales représentent la déviation standard sur ces tirs.

$$(E_{1,inc} = 20 \text{ mJ} - E_{2,inc} = 42 \text{ mJ})$$

Pour les délais compris entre 200 et 340 ns, ces courbes ne diffèrent pas car la probabilité de claquage est toujours de 100% pour les deux conditions (air et spray). L'énergie absorbée y diminue de 38 à 21 mJ, et cette baisse n'est pas affectée par la présence du spray.

A partir de  $\Delta t = 380$  ns et jusqu'à  $\Delta t = 460$  ns, alors que l'absorption est d'environ 16 mJ dans l'air, elle semble augmenter fortement en présence du spray passant de 20 à 30 mJ. Pour des délais supérieurs à 500 ns, seuls des claquages dans le spray peuvent encore se produire, avec une absorption comprise entre 20 et 35 mJ. Cependant, la dispersion des mesures est très importante, indiquant que le taux d'absorption est très variable d'un essai à l'autre. Cet aspect stochastique, couplé au fait que les moyennes calculées sur les claquages ne correspondent qu'à une dizaine d'essais (10% de 100 essais initiaux), ne permet donc pas de déterminer une évolution précise de l'énergie moyenne absorbée pour des délais inter-impulsions supérieurs à 380 ns.

Cette différence de comportement entre un claquage dans l'air et dans un spray suggère donc que l'introduction d'un premier plasma affectera différemment l'absorption d'une seconde impulsion si les impulsions laser sont focalisées dans l'air ou dans un spray.

### 5.3.2 Influence du délai sur la position du plasma

L'acquisition d'images du plasma permet également la mesure de sa position et de ses dimensions. On a représenté sur la figure 5.11 le décalage spatial du centre du plasma par rapport à une position de référence. Ici, la position de référence correspond à la position moyenne du centre d'un plasma d'air en DP pour un délai de 200 ns. Pour le décalage dans l'axe du laser, une valeur négative correspond à un déplacement en direction de la lentille de focalisation.

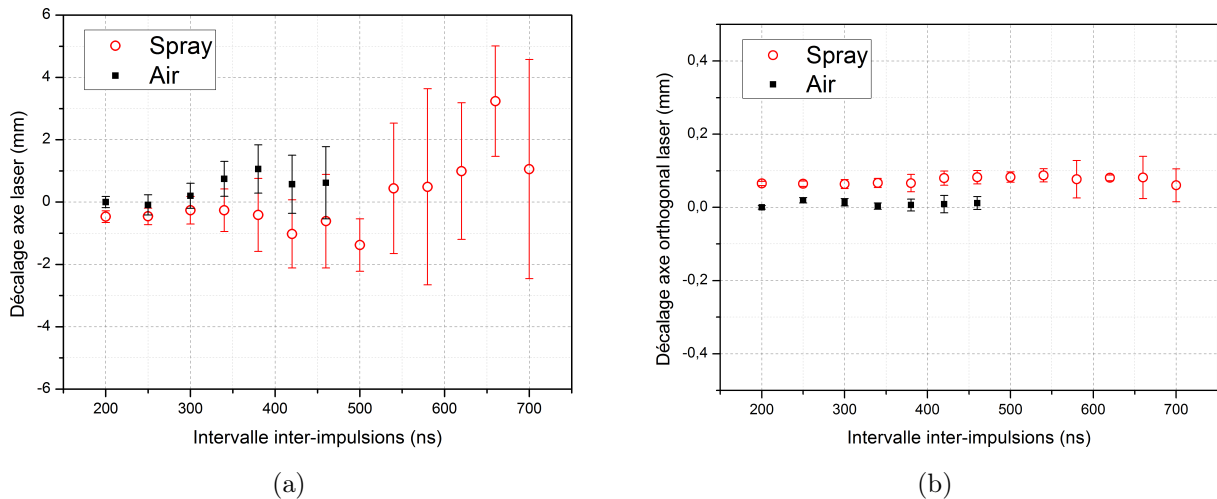


FIGURE 5.11 – Décalage spatial du centre du plasma dans la direction de l'axe laser (a) et dans la direction orthogonale à l'axe laser (b). Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 impulsions lasers. Les barres d'erreurs représentent la déviation standard sur ces 100 essais

$$(E_{1,inc} = 20 \text{ mJ} - E_{2,inc} = 42 \text{ mJ})$$

Dans la direction orthogonale au faisceau, aucune différence n'est visible entre un claquage dans l'air et dans un spray, et ce, quel que soit le délai inter-impulsions. Le léger décalage entre air et spray observé sur la courbe n'est pas significatif car il n'est que de 60  $\mu\text{m}$ , ce qui est de l'ordre de la

résolution de la caméra.

Dans la direction du faisceau laser, la position du plasma est beaucoup plus variable. Alors que sa position varie peu pour des délais inférieurs à 300 ns, on note 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 inter-impulsions. 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.

L'ensemble des mesures de la position du plasma pour 4 délais inter-impulsions est représenté sur la figure 5.12. On y retrouve le décalage progressif entre le centre du plasma lorsqu'il est créé dans l'air et lorsqu'il est créé dans le spray pour les délais croissants. Le paramètre le plus visible reste cependant la forte dispersion. A  $\Delta t = 200$  ns, le centre du plasma est toujours positionné à  $\pm 1$  mm dans l'axe laser de la position de référence, dans l'air comme dans le spray. A  $\Delta t = 420$  ns, délai pour lequel la probabilité de claquage est dans sa phase descendante, la position du plasma se disperse plus, à  $\pm 2$  mm de la position de référence. A  $\Delta t = 540$  ns, la dispersion est très importante, avec un centre qui se positionne entre -2 et 4 mm de la référence.

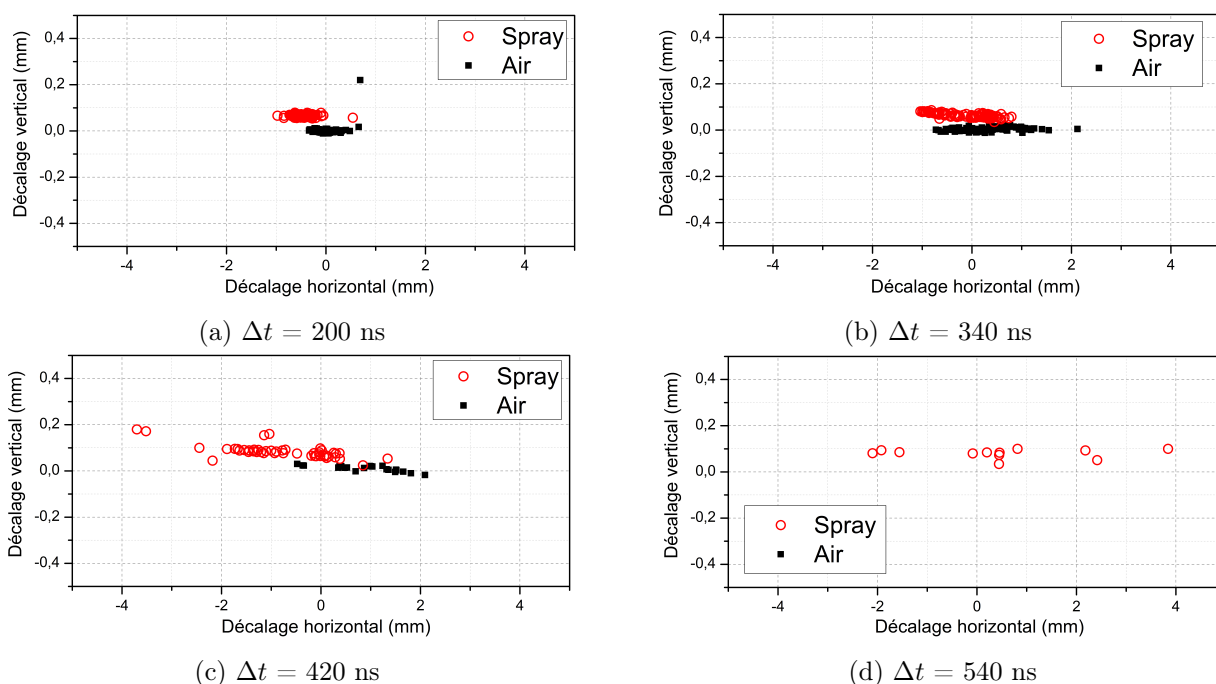


FIGURE 5.12 – Décalage spatial du centre du plasma par rapport à une position de référence pour plusieurs délais inter-impulsions. Pour chaque condition, 100 mesures ont été effectuées.

$$(E_{1,inc} = 20 \text{ mJ} - E_{2,inc} = 42 \text{ mJ})$$

La diminution du taux de claquage et de l'énergie absorbée pour des délais inter-impulsions croissants s'accompagne donc d'une forte dispersion dans le positionnement du claquage, notamment dans le spray.

### 5.3.3 Influence du délai sur les dimensions du plasma

On a représenté, sur la figure 5.13, l'évolution des dimensions du plasma, à savoir sa longueur et sa largeur, en fonction du délai inter-impulsions, à  $t=100$  ns après la deuxième impulsion laser. On rappelle dans le tableau 5.2 les dimensions moyennes obtenues pour le claquage à impulsion unique (SP) :

Énergie incidente	Largeur	Longueur
17,5 mJ	0,72 mm	1,95 mm
42 mJ	0,97 mm	2,65 mm

Tableau 5.2 – Dimensions moyennes d'un plasma SP à  $t=100$  ns.

A  $\Delta t = 200$  ns, les dimensions du plasma sont de  $3,2/3,4 \pm 0,5 \times 1,2 \pm 0.1$  mm<sup>2</sup> dans l'air/spray. Pour des délais compris entre 200 et 300 ns, aucune différence significative n'est observée entre le claquage dans l'air et dans le spray. L'augmentation du délai va provoquer une baisse des dimensions du plasma, cohérente avec la baisse de l'énergie déposée (Fig. 5.10). Dans l'air, cette baisse est prononcée et régulière : le plasma passe d'une taille de  $3,2 \pm 0,5 \times 1,2 \pm 0.1$  mm<sup>2</sup> à  $1 \pm 0,5 \times 0,6 \pm 0.2$  mm<sup>2</sup>. On observe une rupture entre air et spray aux alentours de  $\Delta t = 400$  ns, délai à partir duquel les dimensions du plasma seront inférieures dans l'air par rapport à celles dans le spray. Pour les délais supérieurs à 500 ns, les dimensions du plasma dans le spray restent stables. Le rapport longueur/largeur proche de 1 semble également indiquer que le plasma y est plus sphérique, et moins allongé que pour les délais inférieurs.

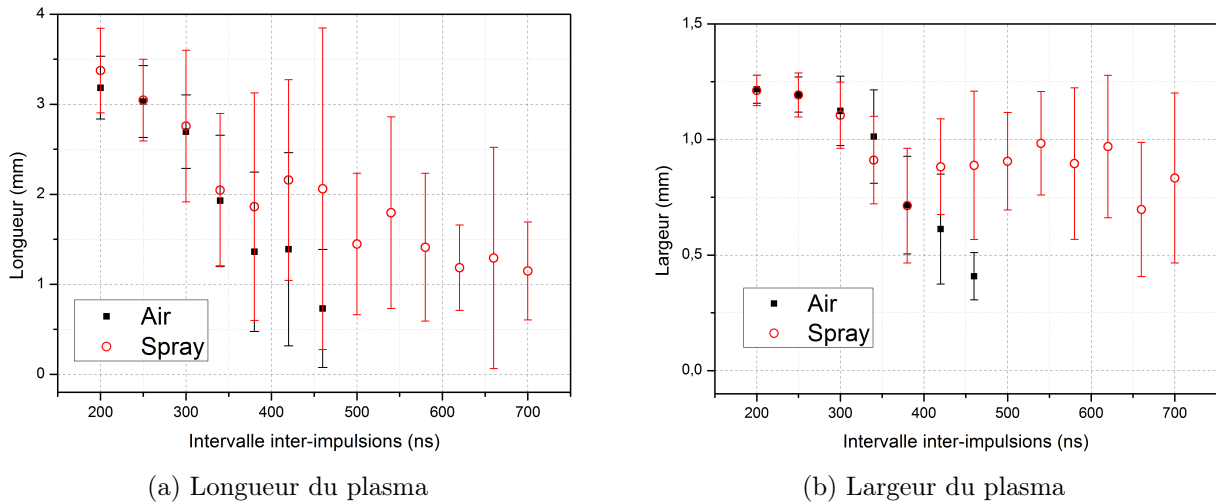


FIGURE 5.13 – Évolution de la longueur (a) et de la largeur (b) du plasma en fonction du délai inter-impulsions. Chaque point correspond à une mesure moyennée sur 100 impulsions lasers. Les barres d'erreurs représentent la déviation standard sur ces 100 essais.

$$(E_{1,inc} = 20 \text{ mJ} - E_{2,inc} = 42 \text{ mJ})$$

On a représenté sur la figure 5.14 les mesures de la position du plasma pour 4 délais inter-impulsions. On remarque la présence de deux zones distinctes dans la mesure de la longueur du plasma, notamment pour les délais de 200 et 340 ns (a. et b.). Cette distribution est due à la forme particulière du plasma à

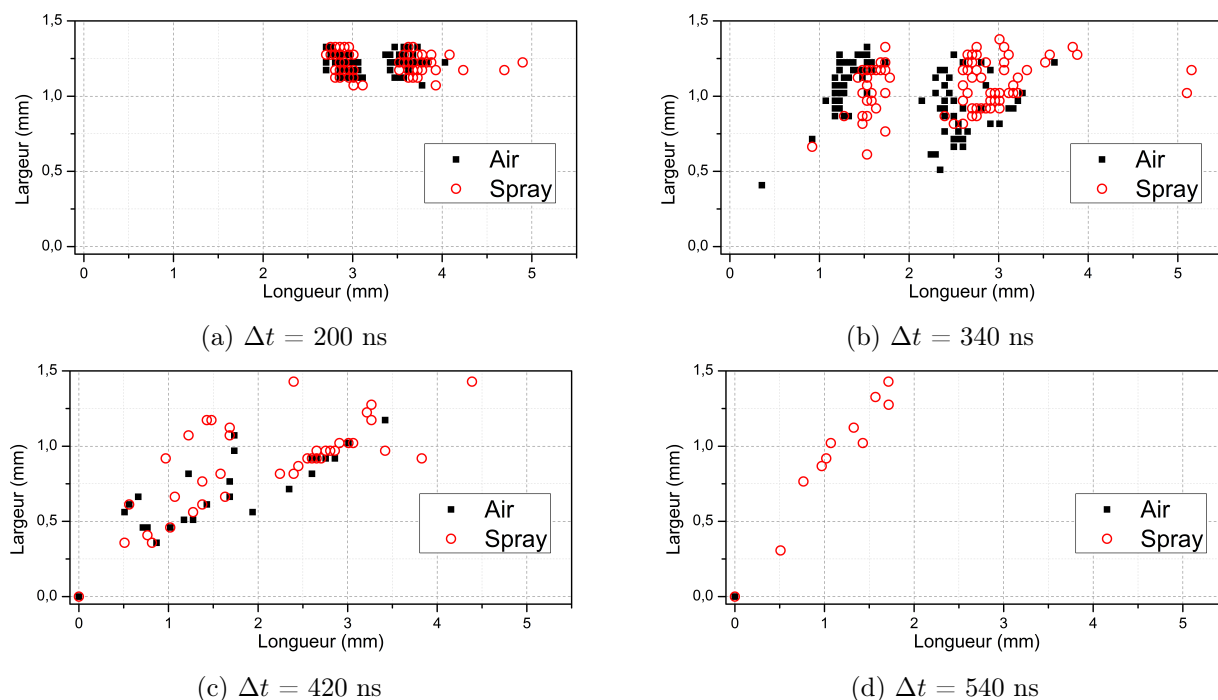


FIGURE 5.14 – Dimensions du plasma pour plusieurs délais inter-impulsions. Pour chaque condition, 100 mesures ont été effectuées.

$$(E_{1,inc} = 20 \text{ mJ} - E_{2,inc} = 42 \text{ mJ})$$

$t=100 \text{ ns}$  (fig. 5.15). En effet, après application du seuil à 10%, entre 1 et 3 zones peuvent être détectées selon les événements et le délai inter-impulsions, ce qui va affecter la mesure de la longueur du plasma. On va donc obtenir des mesures de longueur très différentes en fonction de ce nombre de zones, ce qui explique la distribution bimodale observée sur la figure 5.14.

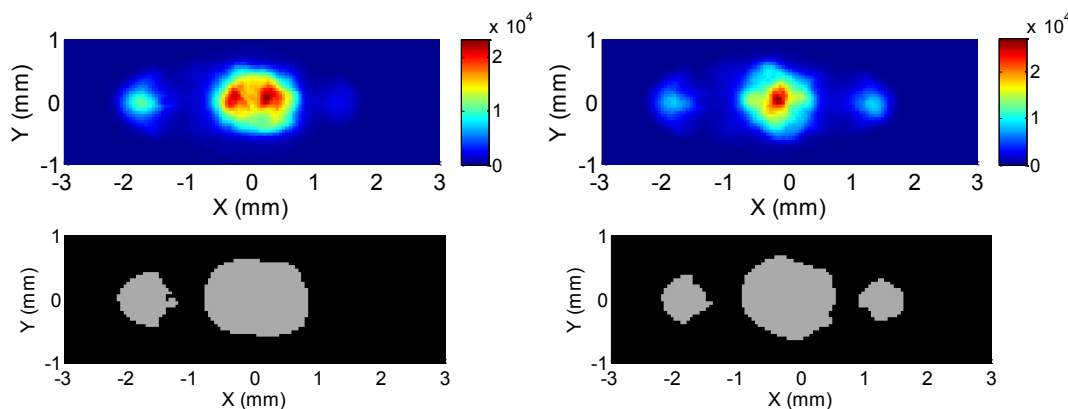


FIGURE 5.15 – Exemple d'évènements de claquage dans l'air pour lesquels on détecte 2 zones (longueur = 3 mm ; largeur = 1,2 mm) ou 3 zones (longueur = 3,7 mm ; largeur = 1,3 mm) après seuillage ( $t=100 \text{ ns}$ ,  $\Delta t = 200 \text{ ns}$ ).

A partir de ces mesures géométriques, on retrouve à nouveau des comportements différents pour les trois gammes de délais inter-impulsions identifiées précédemment :

- pour  $\Delta t < 340 \text{ ns}$ , les plasmas produits dans l'air et dans le spray ont des dimensions identiques.

On observe un léger décalage de la position du plasma dans le spray par rapport à l'air, de l'ordre de 0,5 mm en direction de la lentille ;

- pour  $340 \text{ ns} < \Delta t < 500 \text{ ns}$ , les plasmas sont d'une taille plus réduite, mais elle est en moyenne plus importante dans le spray que dans l'air. Elle est également extrêmement variable d'un évènement à un autre dans les deux cas (spray et air). La variabilité de la position du plasma est également plus importante. Le décalage spatial du centre du plasma entre air et spray est accentué, de l'ordre de 1,5 mm d'écart ;
- pour  $\Delta t > 500 \text{ ns}$ , les claquages ne se produisent que dans le spray. 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 5.16) où le rapport Longueur/Largeur des dimensions du plasma dans ce domaine de délais inter-impulsions est proche de 1.

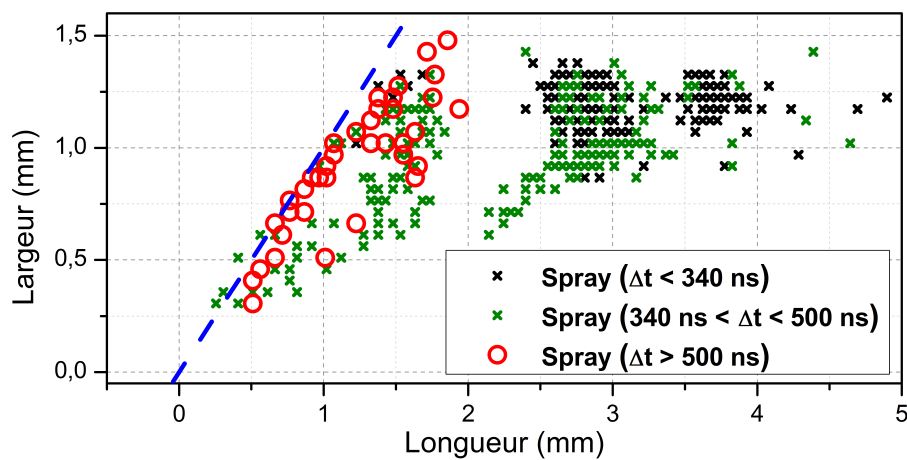


FIGURE 5.16 – Dimensions du plasma dans le spray pour 3 gammes de délais inter-impulsions. Le courbe bleue représente un rapport Longueur/Largeur=1. 560 mesures sont représentées.

Bien que l'on puisse associer la baisse progressive des dimensions du plasma à une augmentation du délai inter-impulsions, elle est en réalité liée à la baisse de l'énergie absorbée, comme on peut le voir sur la figure 5.17. L'évolution de la surface projetée du plasma sur l'image y est représentée, qui permet ici de quantifier l'expansion spatiale du plasma, en fonction de l'énergie absorbée sans considérer le délai  $\Delta t$ . On observe une bonne corrélation entre énergie absorbée et expansion spatiale, dans l'air comme dans le spray. Pour le cas particulier des claquages dans le spray, on note que la relation entre expansion spatiale et énergie du plasma est différente pour  $\Delta t < 500 \text{ ns}$  et  $\Delta t > 500 \text{ ns}$ , puisque pour une même énergie, l'expansion spatiale du plasma sera en moyenne plus faible dans ce deuxième cas.

Pour la configuration DP étudiée dans cette partie, on a ainsi pu identifier un comportement différent entre un claquage dans l'air et dans un spray de dodécane pour des délais inter-impulsions supérieurs à 500 ns. Alors que la seconde impulsion ne produit plus de claquage en l'absence de gouttes au-delà de ce délai, on conserve une probabilité de claquage d'environ 10% en présence d'un spray, avec une absorption d'énergie très variable (Fig. 5.17.b.). Les caractéristiques géométriques du plasma pour cette gamme de délais (variabilité importante de la position du plasma, plasma quasi-sphérique) suggèrent que celui-ci se crée suite au claquage dans une goutte (cf. Fig. 5.18). Or, le claquage dans une goutte n'est jamais observé pour de faibles délais (très faible variabilité de la position et forme plus ellipsoïdale du plasma).

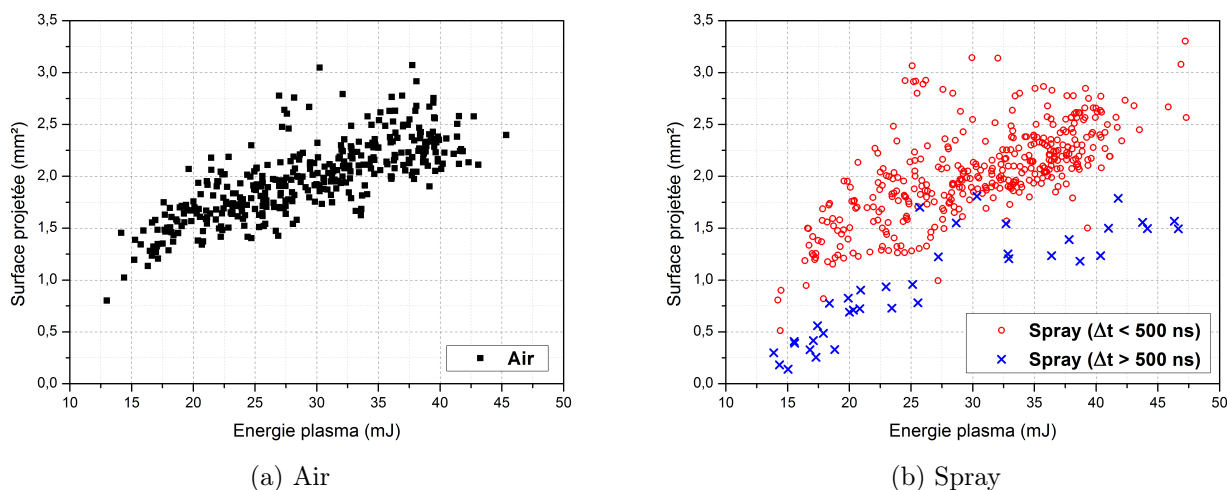


FIGURE 5.17 – Rapport entre énergie absorbée et surface du plasma sur l’image pour un claquage dans l’air (a) et dans un spray (b). 380 mesures sont représentées sur chacune de ces deux figures.

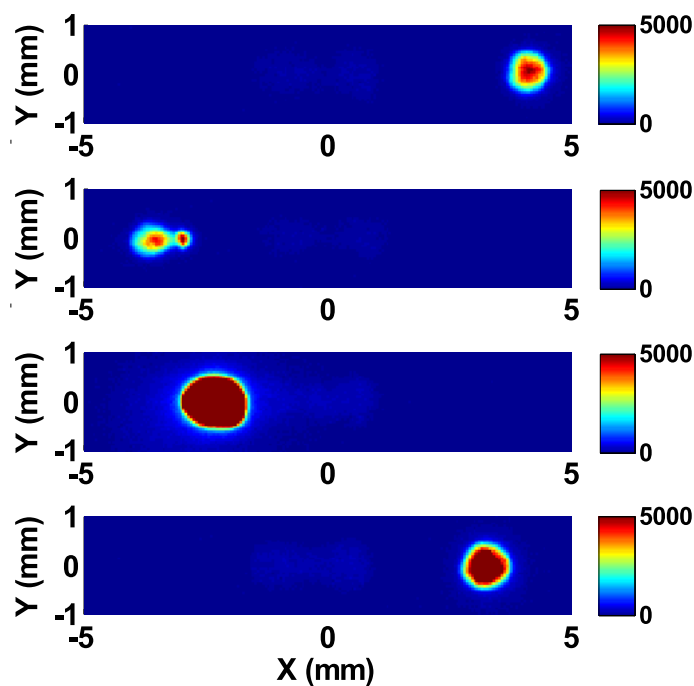


FIGURE 5.18 – Exemple d’évènements de claquage dans le spray pour  $\Delta t > 500$  ns.

## 5.4 Analyse

D’après les observations précédentes, deux hypothèses peuvent être formulées :

- la présence du premier plasma va affecter la propagation de la deuxième impulsion (focalisation ou dé-focalisation du faisceau), de façon à favoriser le claquage dans une goutte pour des délais supérieurs à 500 ns ;
- le passage de la première impulsion va directement affecter la physionomie du spray (éclatement ou évaporation des gouttes), changeant la configuration des gouttes (taille, distribution, densité) de manière à augmenter la probabilité de claquage au sein d’une goutte, toujours pour des délais



supérieurs à 500 ns.

### 5.4.1 Hypothèse 1 : le premier plasma affecte la propagation de la deuxième impulsion laser

Il a été montré dans le chapitre 4 que la présence d'un plasma induit une modification locale de l'indice optique, dont l'ampleur dépend de la densité électronique du plasma. Cette variation est négative, ce qui va dans le sens d'une dé-focalisation du faisceau incident. Ce phénomène permettrait au deuxième faisceau de couvrir un volume plus important à proximité du point focal, et donc d'augmenter la probabilité qu'une goutte se trouve dans le trajet du faisceau laser et ne provoque un second claquage.

D'après des calculs préliminaires sur les variations de l'indice optique (cf. Annexe C), l'intensité de cette dé-focalisation reste cependant très limitée, puisque pour des délais inter-impulsions de 500 ns et supérieurs, le décalage spatial du point focal est inférieur au millimètre. L'effet de dé-focalisation est donc négligeable et ne permet pas de justifier la hausse de la probabilité de claquage que l'on observe dans un spray pour des délais inter-impulsions supérieurs à 500 ns.

### 5.4.2 Hypothèse 2 : la configuration du spray est modifiée par la première impulsion

La seconde hypothèse suppose que la propagation du premier faisceau va affecter la physionomie des gouttes présentes dans son sillage de manière à favoriser le claquage au sein de ces gouttes lors du passage de la seconde impulsion.

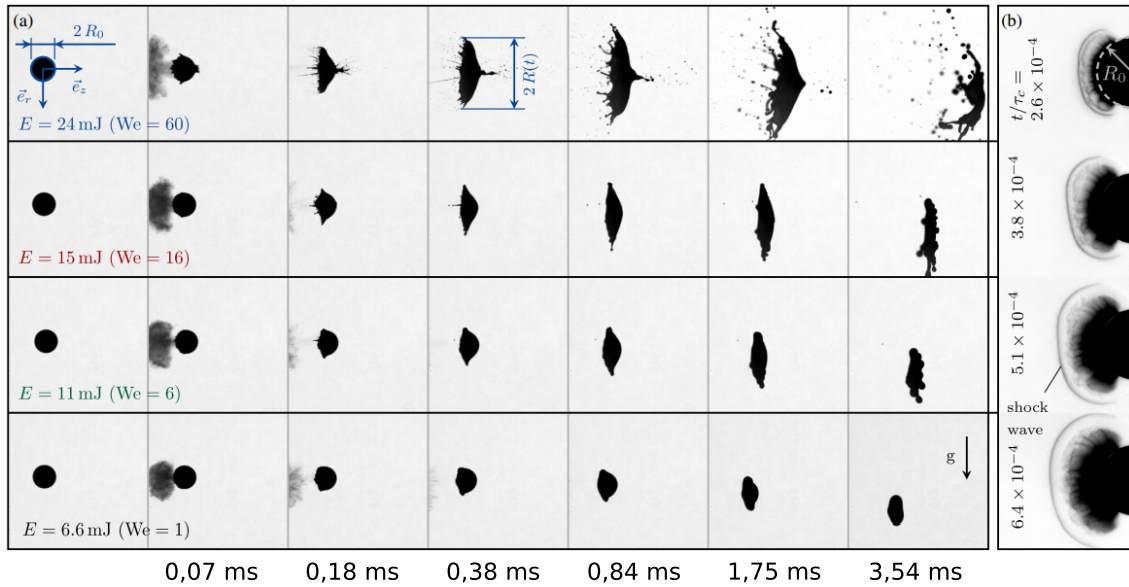


FIGURE 5.19 – Images de la déformation d'une goutte générée par un faisceau laser se déplaçant de la gauche vers la droite sur les images [181]. Les irradiances sont égales à (de haut en bas) 23,6 / 14,7 / 10,8 / 6,5 MW · cm<sup>-2</sup>.

Il existe peu d'études [181–185] ayant étudié l'influence de la propagation d'une impulsion laser sur des gouttes. On peut notamment citer Pinnick et al. [184] qui ont déterminé les seuils d'irradiance pour lesquels on observe une explosion de la goutte ou un claquage. Pour des gouttes d'éthanol d'un diamètre

compris entre 10 et 50  $\mu\text{m}$ , le seuil d'explosion était de l'ordre  $10 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$  et le seuil de claquage de l'ordre de  $1 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Les paramètres du faisceau ( $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 167 \text{ ns}$ ) sont cependant différents de nos conditions expérimentales. Klein et al. [181] ont effectué une étude similaire avec des caractéristiques laser plus proches ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\tau = 10 \text{ ns}$ ) de nos conditions expérimentales, mais sur des gouttes d'eau de plus gros diamètre (1,8 mm). On peut observer sur la figure 5.19 la déformation induite par le faisceau laser sur la goutte à différents instants et pour plusieurs énergies incidentes, correspondant à une irradianance comprise entre 6,6 et 23,6  $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . On observe notamment une expansion et un étirement de la surface de la goutte dans la direction orthogonale à l'axe laser.

Cet étirement augmente la surface d'interaction entre le faisceau laser incident et la phase dispersée. Cet effet est ainsi susceptible d'augmenter la probabilité qu'un claquage se produise dans la hase dispersée lors de l'arrivée du deuxième faisceau.

Afin de pouvoir comparer ces ordres de grandeurs de l'irradianance seuil, il a tout d'abord fallu estimer l'évolution de ce paramètre à proximité du point focal pour nos conditions expérimentales, et donc de calculer l'évolution du rayon du faisceau focalisé à proximité du point focal d'après l'équation :

$$\omega(d) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{d}{z_R}\right)^2} \quad (5.1)$$

$$\text{avec } z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{M^2\lambda} \quad (5.2)$$

Où  $d$  est la distance au point focal (en m),  $\omega$  le rayon du faisceau (en m),  $\omega_0$  le rayon du faisceau au niveau du point focal (en m) et  $\lambda$  la longueur d'onde du laser (en m). Les évolutions du diamètre du faisceau et de l'irradianance en fonction de la distance au point focal sont représentées sur la figure 5.20. Pour la mesure de l'irradianance, on a considéré une irradianance seuille (pour  $E_{inc}=8,8 \text{ mJ}$ ) de  $3,53 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  (cf. chapitre 3) et un  $M^2$  du laser égal à 1.

L'irradianance à 4 mm du point focal est égale à  $35 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour une énergie incidente de 20 mJ et de  $70 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour une énergie incidente de 40 mJ. On est donc à plusieurs ordres de grandeur au delà des seuils d'irradianance à partir desquels on observe une déformation des gouttes par le faisceau laser. Ainsi, bien que nos conditions expérimentales diffèrent de celles des études ayant caractérisé ce phénomène, les valeurs élevées de l'irradianance que l'on calcule pour nos expériences laissent supposer qu'une déformation des gouttes par le faisceau laser incident peut avoir lieu.

Un autre élément permettant d'appuyer cette hypothèse est présenté sur la figure 5.21. On y a représenté la probabilité de claquage de la deuxième impulsion en fonction du délai dans l'air, et dans deux sprays aux densités de gouttes différentes. Si l'on se réfère au tableau 5.1, on note que la densité dans le spray 2 est deux fois plus importante que dans le spray 1. On retrouve ce facteur dans la probabilité de claquage pour des délais inter-impulsions supérieurs à 500 ns. Cette observation semble indiquer que la probabilité de claquage dans ces conditions sera directement proportionnelle à la densité initiale des gouttes, ce qui est cohérent avec notre hypothèse.

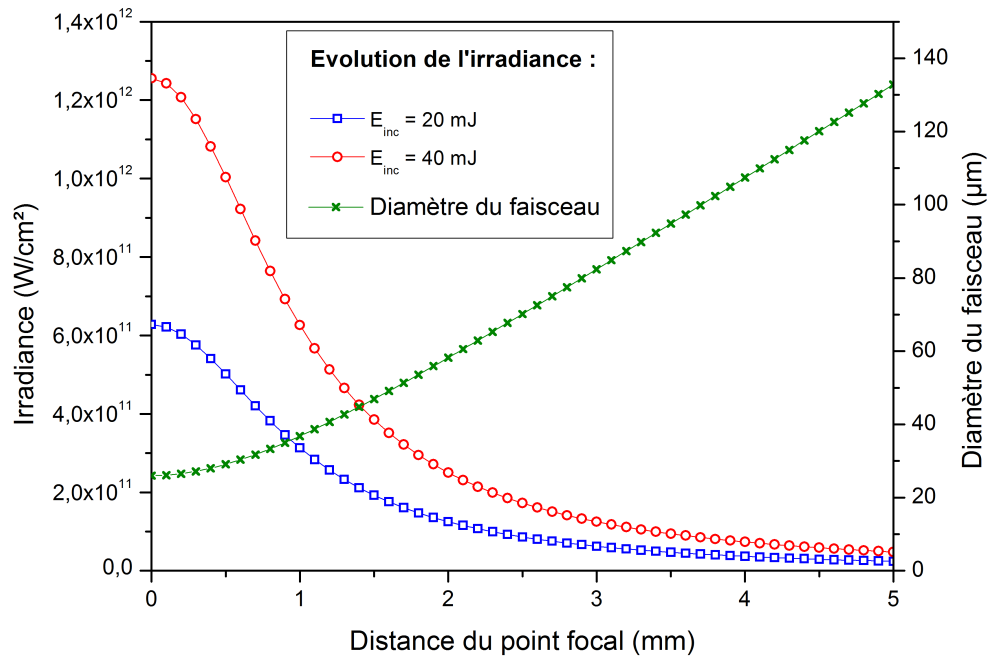


FIGURE 5.20 – Irradiance du faisceau laser en fonction de l'éloignement au point focal pour deux énergies incidentes ( $E_{inc} = 20$  et  $40 \text{ mJ}$ )

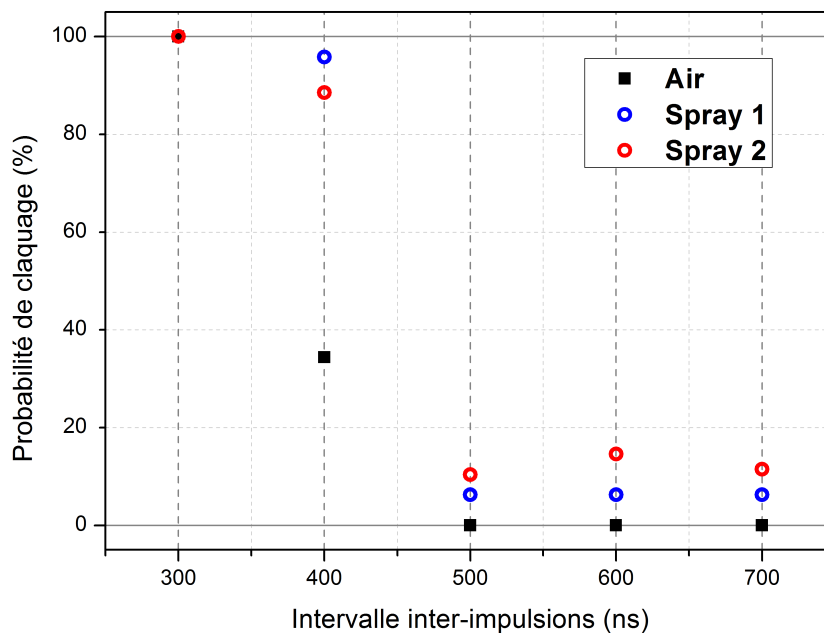


FIGURE 5.21 – Probabilités de claquage de la deuxième impulsion pour une configuration DP. La probabilité est mesurée pour 100 tirs laser.

$$(E_1 = 19 \text{ mJ} / E_2 = 41 \text{ mJ})$$

## 5.5 Conclusion

Une comparaison du claquage dans l'air et dans un spray de dodécane a été menée pour des configurations en simple et double impulsion. Pour la configuration en impulsion unique, aucune différence notable n'a été identifiée, en présence ou non de gouttes, qu'il s'agisse du seuil de claquage, de l'énergie

absorbée, de la position du plasma ou encore de ses dimensions, pour les caractéristiques du spray utilisé dans cette étude. L'étude de son expansion a mis en évidence l'apparition à partir de  $t=5 \mu\text{s}$  de points lumineux au sein du plasma qui semblent correspondre à une excitation des molécules présentes dans les gouttes de dodécane, et donc à une émission de photons, générée par des réactions chimiques.

Pour le claquage en double-impulsion, une différence dans la probabilité de claquage a été identifiée pour des délais entre les impulsions supérieurs à 500 ns. Les observations suggèrent que le claquage pour ces délais se produit dans une goutte. L'hypothèse la plus probable permettant d'expliquer ce phénomène serait que la déformation des gouttes par le premier faisceau incident augmente la probabilité de claquage dans une goutte lors de la seconde impulsion. Afin de démontrer cette hypothèse, il faudrait être capable de mesurer précisément les caractéristiques de la phase dispersée au moment des deux impulsions lumineuses et quantifier d'éventuelles différences. Cela pourrait être réalisé en synchronisant des mesures 1 nanoseconde avant la création des plasmas, lorsque l'irradiance n'est pas encore suffisante pour créer un plasma.



---

# Conclusion et perspectives

## Bilan de l'étude

Le travail expérimental présenté dans ce manuscrit a permis de mieux comprendre les mécanismes intervenant dans la création et l'expansion d'un plasma issu de la focalisation d'une impulsion laser, mais également de caractériser ce même processus lorsque deux impulsions laser successives sont utilisées au lieu d'une seule. Le choix de cette configuration a été retenu à la suite d'une bibliographie exhaustive sur les prototypes d'allumeurs laser actuellement en développement, ainsi que sur des stratégies d'optimisation qui pourraient améliorer le processus d'allumage dans le cadre d'une chambre aéronautique.

Cette caractérisation a été effectuée grâce à plusieurs diagnostics : la mesure de l'énergie incidente et déposée grâce à deux photo-détecteurs, l'observation de l'onde de choc par strioscopie, la visualisation du plasma par imagerie intensifiée, et la mesure de la température et la densité électronique du plasma par spectroscopie d'émission.

Pour la configuration en impulsion unique, l'unique variable du système est l'énergie incidente de l'impulsion laser. Un plasma ellipsoïdal se forme à partir d'un seuil de 19,2 mJ équivalent à une irradiancance de  $3,53 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Pour des énergies croissantes supérieures à ce seuil, le taux d'absorption du plasma augmente fortement, d'environ 20% aux alentours du seuil à 80~90% au delà de 120 mJ. Cette augmentation de l'énergie déposée se traduit par un volume bien plus important du plasma, dès l'instant de sa création, et durant son expansion dans les microsecondes qui suivent. L'onde de choc issue de ce claquage optique épouse la forme du plasma avant de s'en détacher à partir de 1,5  $\mu\text{s}$ . Le modèle de Jones a permis d'estimer la proportion de l'énergie déposée dans le plasma qui est dissipée par l'onde de choc lorsqu'elle se propage. Une première estimation prévoit une énergie dissipée comprise entre 70 et 80 % de l'énergie déposée. Cependant, il a été mis en évidence que les claquages successifs allaient modifier localement la température du milieu, qui est un des paramètres de la modélisation. La prise en compte de ce nouvel aspect va significativement modifier les résultats, notamment à haute énergie, car la proportion de l'énergie dissipée est alors comprise entre 36 et 70 %.

Dans un second temps, une étude similaire a été effectuée pour caractériser le claquage optique issu d'une configuration en double-impulsion. Il a été montré que le délai entre les impulsions affectait grandement l'efficacité d'absorption de la deuxième impulsion laser. Pour des délais compris entre plusieurs centaines de nanosecondes et plusieurs dizaines de microsecondes, l'absorption de la seconde impulsion est ainsi gênée par les fortes variations de température et de pression générées par le premier

claquage. Pour des délais inférieurs à  $\sim 500$  nanosecondes, la deuxième impulsion laser va provoquer un second claquage optique aux extrémités du plasma existant, et va donc étendre la zone de déposition de l'énergie selon l'axe du laser. Cette élongation du plasma se traduit ensuite par une extension spatiale plus importante du plasma et de l'onde de choc dans ce même axe. Pour des délais inter-impulsions supérieurs à  $40 \mu\text{s}$ , l'absorption de la deuxième impulsion n'est plus gênée par le claquage issu de la première impulsion laser et le claquage se produit alors au même endroit que pour la première impulsion.

La seule comparaison du claquage optique issu de ces deux configurations (simple et double-impulsion) n'a pas permis de dégager des arguments incontestables en faveur de l'une de ces deux options pour l'allumage. L'évolution temporelle de la température et de la densité électronique est similaire, la quantité d'énergie déposée n'est pas plus favorable dans une situation que dans l'autre et la propagation de l'onde de choc issue du claquage est comparable. En revanche, la physionomie particulière du dépôt d'énergie en configuration double-impulsion modifie la forme du plasma qui occupe alors un volume plus important. On a également pu remarquer que le développement du noyau de gaz chauds en était affecté (formation de tores en SP, apparition de turbulences en DP). Cependant, rien ne permet de quantifier cet effet, ni même de déterminer s'il sera favorable ou défavorable à l'allumage.

Une étude préliminaire sur le claquage en diphasique (spray de dodécane) a ensuite été entreprise. Pour les caractéristiques du spray considéré, le claquage en simple impulsion se produit à l'identique dans l'air et dans un spray. Dans le cas du claquage en double-impulsion, on a observé que des claquages dans des gouttes se produisaient pour des délais supérieurs à  $500 \text{ ns}$ , ce qui nous a fait émettre l'hypothèse que le premier faisceau incident déformait les gouttes qui se trouvaient dans son sillage.

## Perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont permis de caractériser de manière exhaustive le claquage optique issu de deux configurations, en simple et double impulsion. L'étude du claquage en diphasique mérite d'être approfondie, en intégrant des diagnostics permettant de caractériser le spray, mais également en utilisant des paramètres de spray plus proches de conditions présentes dans les foyers aéronautiques.

La suite logique est bien évidemment de tester ces configurations en condition d'allumage afin de déterminer quelles sont les propriétés identifiées dans cette étude qui permettraient d'augmenter la probabilité d'allumage. D'autres paramètres qui n'ont pas été examinés dans cette étude, tels que la durée d'impulsion, la longueur d'onde ou la longueur focale, devront également être analysés.

La tentative de quantification des modes de dissipation de l'énergie n'a pas porté ses fruits, et a mis en évidence les limites de ce qui a été entrepris jusqu'à présent. Des études complémentaires sur la quantification de l'énergie de l'onde de choc tenant compte du problème de l'échauffement par claquages successifs permettraient de confirmer cette hypothèse et de déterminer avec une plus grande précision la part de l'énergie déposée qui est ensuite dissipée par l'onde de choc. Des méthodes alternatives permettant de quantifier cette énergie sont également à envisager pour satisfaire les hypothèses contraignantes du modèle de Jones [186–188], notamment pour la configuration en double-impulsion. Les pertes d'énergies par rayonnement sont, quant à elles, extrêmement difficiles à mesurer par l'ex-

---

périence. Des modélisations numériques existent [3, 164, 165] mais donnent des résultats très différents, voire contradictoires.

Enfin, de nouveaux diagnostics se basant sur la spectroscopie d'émission du plasma sont susceptibles de nous fournir de plus amples informations sur les processus de claquage et d'allumage. Un exemple d'instrument est fourni dans l'Annexe B. Celui-ci permettrait, à terme, de mesurer la richesse locale au niveau du claquage, ainsi que l'évolution temporelle de la température du plasma. D'autres diagnostics, tels que la LIBS-2D [179] peuvent également fournir des données spatiales couplées à des données spectroscopiques permettant une caractérisation plus fine du plasma induit par laser.





# Annexe A : Étude d'une bougie aéronautique

Afin de pouvoir comparer les caractéristiques énergétiques et temporelles du claquage par laser à celles d'un système éprouvé et utilisé dans l'industrie, la caractérisation d'une bougie aéronautique a été entreprise.

La bougie aéronautique de marque Eyquem étudiée est classiquement utilisée sur les moteurs d'hélicoptères (Turboméca). La figure A.1 montre une représentation schématique de la bougie. La décharge s'effectue entre l'électrode métallique centrale et le corps périphérique (mis à la masse). La bougie est connectée à un générateur (Eyquem - *HEP 502 T2*) dont la puissance électrique en entrée est égale à 2 Joules, et qui lui délivre la haute tension nécessaire au claquage.

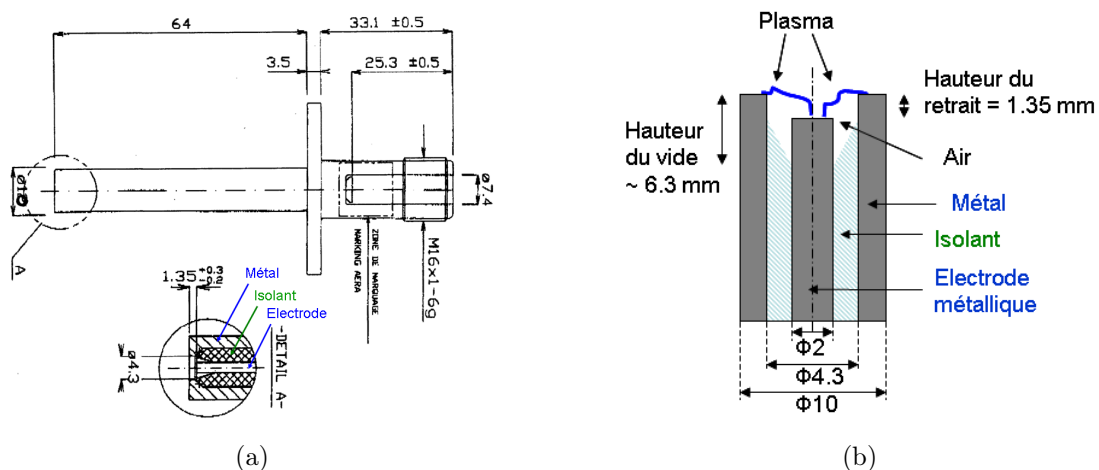


FIGURE A.1 – Schéma de la bougie aéronautique

## Caractérisation électrique de la bougie

Dans un premier temps, on a cherché à connaître l'énergie déposée par l'arc électrique dans l'environnement immédiat de la bougie. Pour cela, des mesures de courant et de tension aux bornes de la bougie sont réalisées à l'aide d'une sonde de tension (Lecroy - *PPE20KV*) et d'une sonde de courant (Pearson - *110A*). Le montage expérimental est représenté sur la figure A.2. L'acquisition des signaux est effectuée à l'aide d'un oscilloscope (Lecroy - *500 MHz*).

Ce montage permet la mesure de l'évolution temporelle du courant et de la tension injecté dans la décharge. Ces mesures sont représentées sur la figure A.3.

Les niveaux zéros des courbes ont été corrigés manuellement, la voie et le calibre de l'oscilloscope pouvant ajouter un offset à la mesure. On observe un pic de tension négatif qui correspond au déclenchement de l'arc électrique. Ce pic de tension définit ici l'origine des temps ( $t=0$ ). Il est accompagné d'un premier pic de courant (maximum à  $t=5 \mu s$ ), puis d'un deuxième pic de courant (maximum à

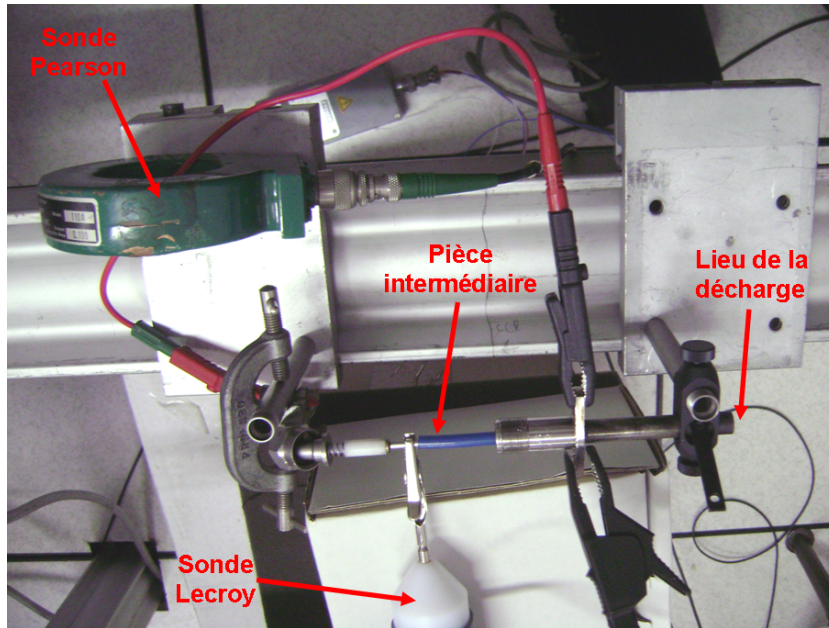


FIGURE A.2 – Photographie du dispositif de mesures courant/tension

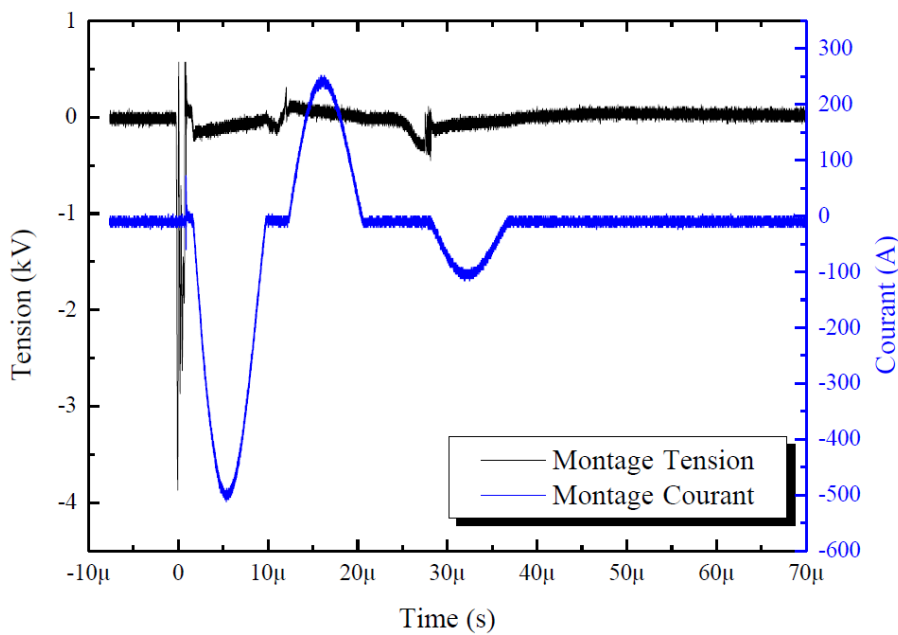


FIGURE A.3 – Mesures courant/tension lors du claquage par une bougie aéronautique

$t=16 \mu s$ ), suivi d'un troisième et dernier pic (maximum à  $t=33 \mu s$ ). On note donc que le phénomène de la décharge se produit sur un temps assez long, de l'ordre de  $40 \mu s$ .

A partir de ces mesures courant/tension, il est possible de calculer la puissance de la décharge grâce à la relation suivante :

$$P = \sqrt{(U \times I)^2} \tag{A.1}$$

En intégrant la puissance par rapport au temps, on obtient alors l'énergie de la décharge qui

est de l'ordre de  $700 \pm 50$  mJ. On notera que cette valeur englobe la totalité de l'énergie fournie au milieu environnant, et comprend donc les différents modes de dissipation (onde de choc, rayonnement, échauffement et pertes aux électrodes).

## Visualisation de l'arc électrique

Le système de visualisation par caméra ICCD présenté dans le chapitre 2 a également permis de visualiser l'arc produit par la bougie électrique industrielle, représentée en vue de dessus sur la figure A.4. Des exemples d'images de l'arc sont représentées sur la figure A.5. La zone correspondant au plasma (en blanc) y est superposée à l'image de la bougie. On définit cette zone par un seuillage de l'image du plasma à 50% du maximum de l'intensité. Le seuillage à 10% n'a pas été retenu car l'étendue du plasma produit par l'arc pouvait alors dépasser du champ de l'image. Le boîtier moulé de la bougie ne permettant pas de récupérer un signal de tension pour le déclenchement de la caméra, celui-ci s'effectue grâce à une photo-diode qui va détecter le front montant de l'intensité lumineuse du plasma créé par l'arc électrique. Cette méthode est cependant peu précise pour déterminer l'origine des temps exacte car on ne connaît pas précisément l'écart temporel entre le pic de tension et le front montant détecté par la photo-diode.

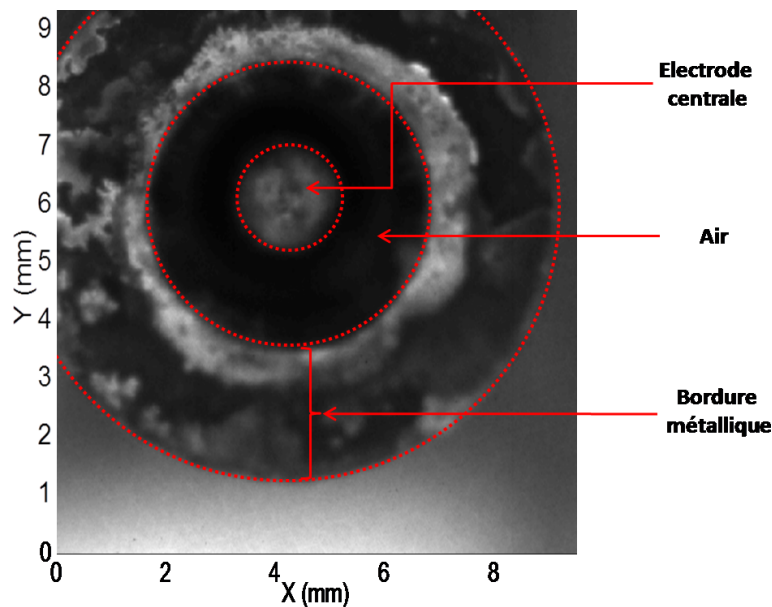


FIGURE A.4 – Image de la bougie

Sur la figure A.6, on peut observer la position du plasma enregistrée avec la caméra ICCD de visualisation à  $t=0$   $\mu$ s pour 100 essais. On remarque une forte dispersion spatiale, caractéristique du claquage électrique sur ce type de bougie. En effet, contrairement à une décharge pointe-pointe où l'arc se propagera nécessairement d'une position bien déterminée à une autre, l'arc se produit ici entre l'électrode centrale et un point qui peut se situer n'importe où sur la bordure métallique extérieure (Fig. A.6).

A partir des images de l'émission du plasma, on peut déterminer l'évolution temporelle de la taille du plasma et de l'intensité moyenne de son émission, représentées sur la figure A.7.

En moyenne, l'arc électrique va s'étendre spatialement dès sa création et pendant une durée de 20  $\mu$ s.

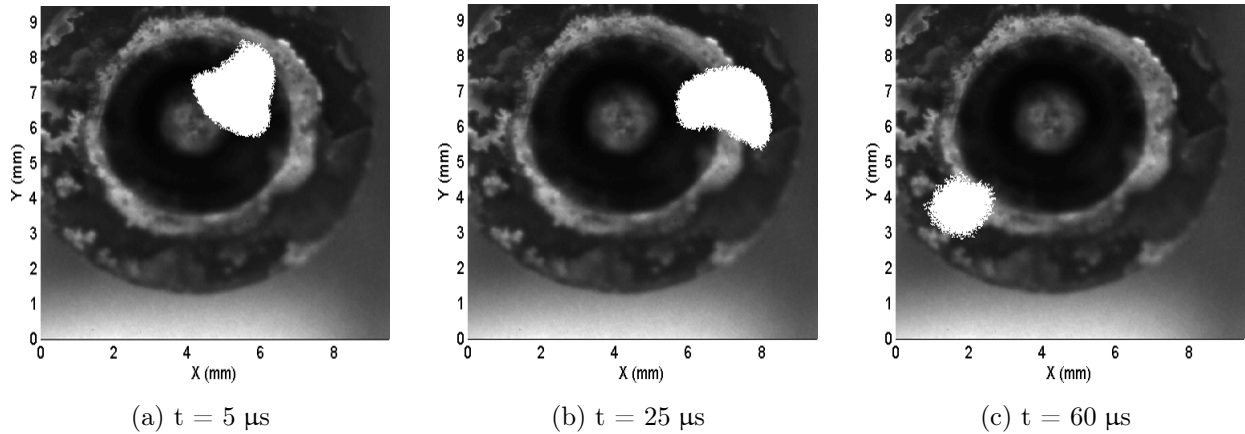


FIGURE A.5 – Images typiques représentant la superposition de l'étendue du plasma produit par l'arc électrique et de la bougie à différents instants

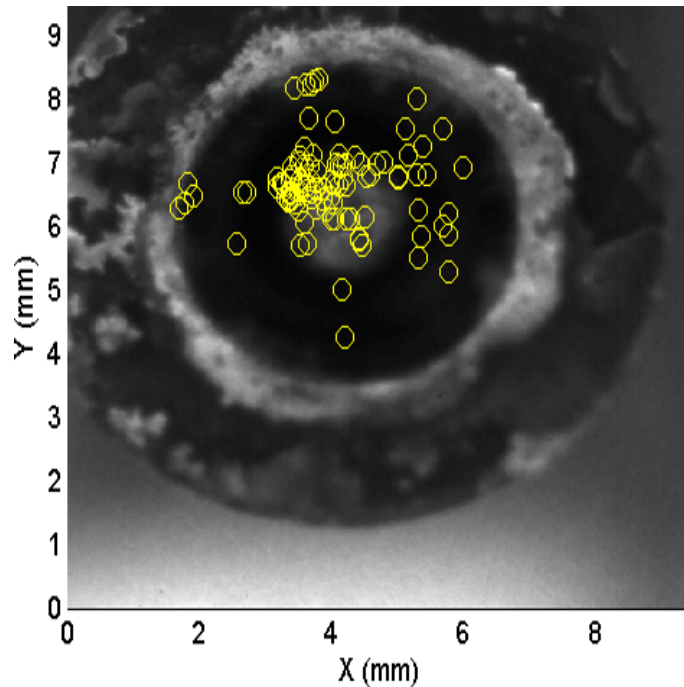


FIGURE A.6 – Position du plasma à  $t = 0 \mu\text{s}$  pour 100 essais

Il se stabilise ensuite pour entamer une phase continue de décroissance spatiale à partir de  $30 \mu\text{s}$ . On remarque cependant une forte dispersion de la mesure. Deux hypothèses permettent d'expliquer cette dispersion :

- l'expansion spatiale de l'arc est un phénomène peu reproductible avec une forte dispersion intrinsèque, similaire à ce que l'on a observé pour la position de l'arc à  $t=0 \mu\text{s}$  (Fig. A.6)
- la mesure de la surface sur une image (2D) d'une expansion en 3 dimensions ne rend pas correctement compte de la réalité de cette expansion si celle-ci n'est pas symétrique et non reproductible

L'évolution temporelle de l'intensité d'émission (Fig. A.7) montre une légère augmentation de l'émission entre 0 et  $5 \mu\text{s}$ , correspondant au passage d'un fort courant à travers l'arc (Fig. A.3). L'émis-

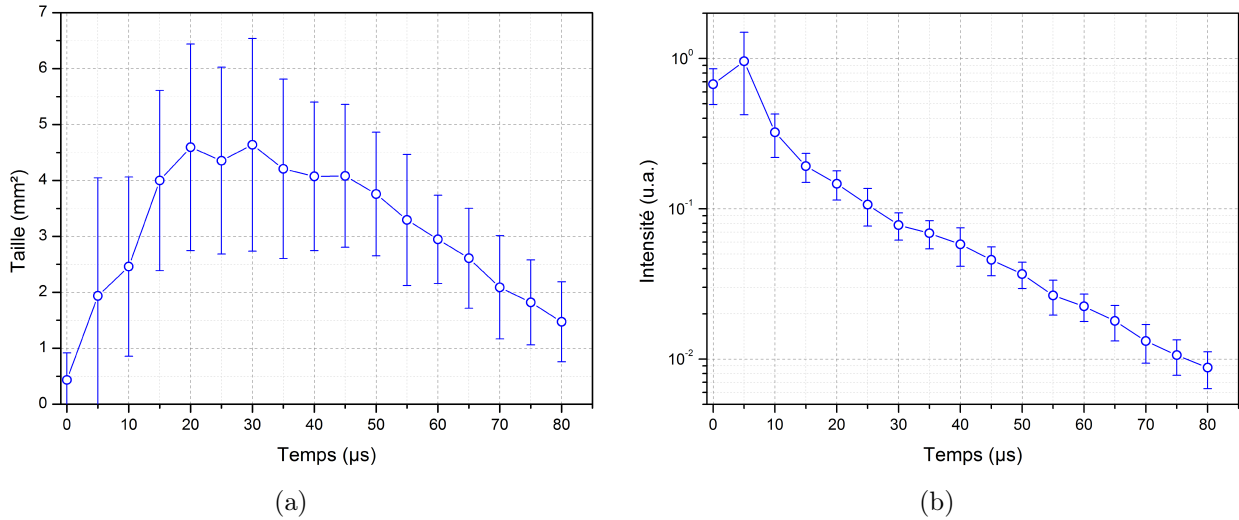


FIGURE A.7 – Évolution temporelle de la surface visible du plasma sur l'image (a) et de l'intensité moyenne d'émission récoltée par la caméra (b)

sion décroît ensuite de manière exponentielle. A  $t=80 \mu\text{s}$ , la valeur de l'émission lumineuse correspond alors à 1% de l'émission maximum à  $t=5 \mu\text{s}$ .

## Étude de l'onde de choc

Afin de pouvoir observer l'évolution de l'onde de choc produite par la bougie électrique, le système de visualisation par strioscopie présenté dans le chapitre 2 a dû être modifié. En effet, l'ouverture de la caméra GigE devait être déclenchée antérieurement au phénomène observé ( $\sim 70 \mu\text{s}$ ). Ceci est impossible dans le cas de la bougie à arc, car celle-ci n'est pas déclenchée en externe par un système de synchronisation précis (le déclenchement est réalisé manuellement). On ne dispose donc pas de signal de référence issu de la bougie qui permettrait de déclencher la caméra GigE suffisamment tôt dans la séquence d'acquisition.

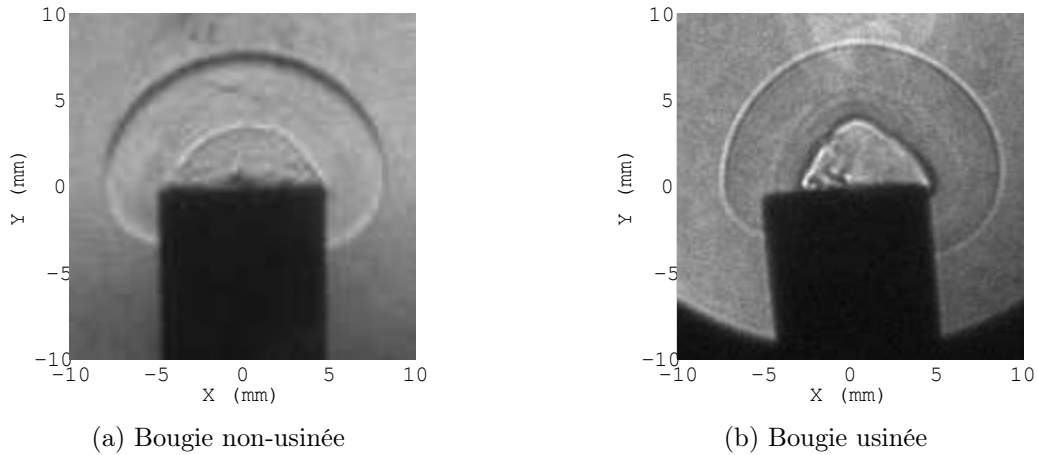
Elle a donc été remplacée par une caméra intensifiée (*Roper Scientific, PIMAX 2*), identique à celle utilisée sur le système de visualisation présenté dans le chapitre 2. Son déclenchement s'effectue grâce à une photo-diode, d'une manière similaire à ce qui a été présenté dans la partie précédente.

Sur la figure A.8 sont représentées des images typiques de l'onde de choc induite par le claquage électrique de la bougie.

Deux cas ont été considérés :

- une bougie (dite non-usinée) classique, semblable à celle schématisée sur la figure A.1 ;
- une bougie (dite usinée) dont on aura retiré le retrait de 1.35 mm entre l'électrode centrale et la bordure extérieure, afin de ne pas être gêné par la bordure métallique pour observer l'onde de choc ; cette modification n'a pas affecté la valeur de l'énergie déposée par la bougie.

Dans le cas de la bougie non-usinée, la résolution spatiale est de seulement 0,2 mm/pixel. Ce paramètre a été optimisé pour les mesures correspondant à la bougie usinée, avec une résolution

FIGURE A.8 – Images de l'onde de choc produit par les deux bougies à  $t=15 \mu\text{s}$ 

spatiale de  $0,12 \text{ mm/pixel}$ .

La figure A.9 représente l'évolution temporelle du rayon de l'onde de choc mesuré pour les deux bougies. Dans le cas de la bougie non-usinée, la non-sphéricité du front de l'onde de choc dans les premiers instants n'a pas permis de mesurer correctement un rayon avant  $10 \mu\text{s}$ . On remarque cependant un écart spatial entre les deux courbes d'environ  $1,3 \text{ mm}$ . Cet écart correspond à la hauteur du retrait qui a été retiré sur la bougie usinée.

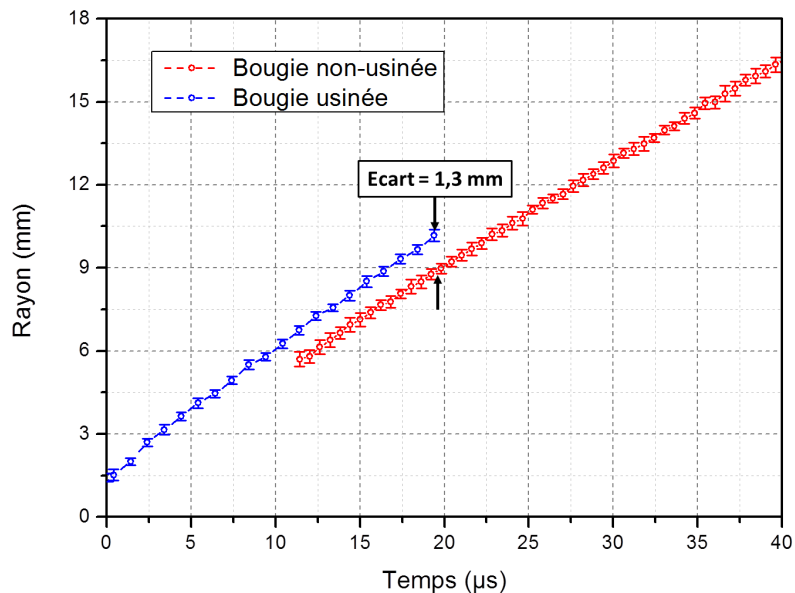


FIGURE A.9 – Évolution temporelle du rayon de l'onde de choc pour les deux bougies considérées

Afin d'estimer l'énergie dissipée dans l'onde de choc, on a cherché à modéliser l'évolution temporelle de l'onde de choc mesurée dans le cas de la bougie usinée (Fig. A.10). On a représenté un cas brut (à gauche), sans ajustement de l'origine des temps, et un cas corrigé (à droite), pour lequel l'origine des temps est modifiée d'un  $\Delta t_0 = 5,3 \mu\text{s}$  afin que le modèle de Jones soit bien ajusté aux mesures expérimentales.

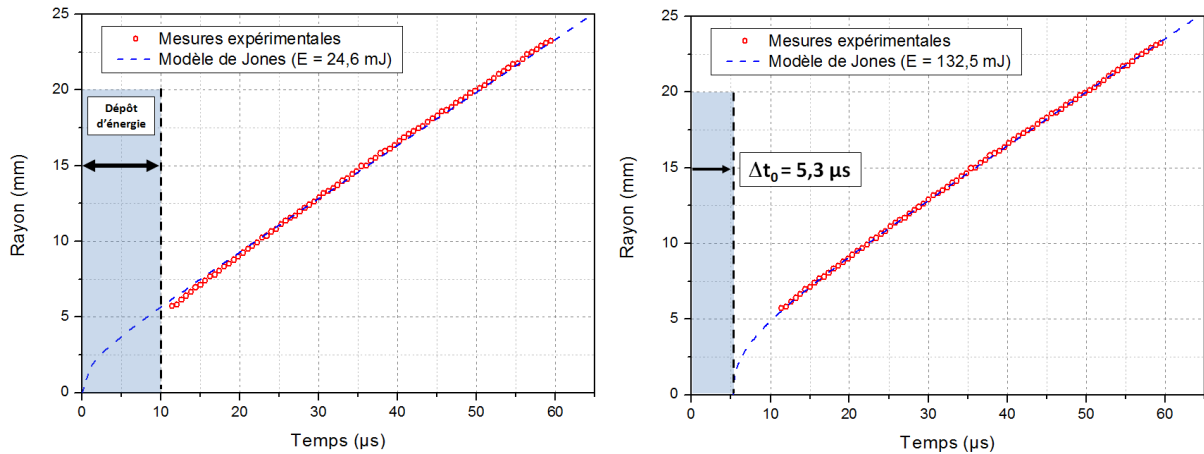


FIGURE A.10 – Comparaison entre mesures expérimentales (bougie usinée) et modèle de Jones [141] avec et sans décalage temporel de l’origine des temps

L’accord entre nos mesures expérimentales brutes avec le modèle de Jones est beaucoup trop faible pour pouvoir déterminer avec certitude une valeur de l’énergie de l’onde de choc. La comparaison entre expériences et modèle de propagation est en effet entachée de sources d’erreurs potentielles qui vont grandement affecter le résultat :

- l’origine des temps censée correspondre à la création de l’onde de choc n’est pas parfaitement définie en raison 1) de la durée du dépôt d’énergie et 2) de la méthode de déclenchement de la caméra. La modélisation corrigée semble indiquer que la valeur calculée à partir des mesures brutes est fortement sous-estimée (Fig. A.10). Cependant, la valeur de la correction  $\Delta t_0$  n’a pas pu être déterminée expérimentalement, et n’est donc qu’une estimation ;
- le point d’initiation de l’onde de choc est difficilement défini, car l’arc possède un fort jitter spatial, et il est impossible de savoir si l’onde de choc est initiée à la surface de la bougie ou bien dans la hauteur du retrait entre l’électrode centrale et la bordure métallique (Fig.A.1) dans le cas de la bougie non-usinée ;
- enfin, la même remarque sur l’échauffement local généré par les claquages successifs (chapitre 3) peut également s’appliquer dans le cas de la bougie aéronautique, puisque les expériences ont été réalisées dans l’air ambiant au repos.

Ainsi, bien que la strioscopie permette de visualiser le noyau d’air chaud et l’onde de choc induite par l’arc électrique, elle s’avère peu efficace pour déterminer l’énergie dissipée par ce biais.

Dans la littérature, une autre méthode expérimentale, utilisant la mesure de la surpression  $\Delta P$  en fonction de la distance entre le point de mesure et le point d’origine de l’onde de choc a été utilisée pour déterminer l’énergie de l’onde de choc [186–188]. Cette méthode ne nécessitant pas de connaître l’instant de la création de l’onde de choc, elle semble plus adaptée que la mesure de l’évolution temporelle de l’onde de choc, dans le cas où l’on s’intéresse à une bougie aéronautique.





---

## Annexe B : Instrument de mesure spectroscopique

La spectroscopie par plasma induit par laser (LIBS) est une méthode de mesure quantitative permettant de déterminer la concentration des différentes espèces atomiques qui composent un matériau solide, liquide ou gazeux. Dans le cadre de l'allumage par focalisation laser, il est envisageable de mesurer la concentration locale de combustible en mesurant l'intensité d'émission des espèces atomiques issues de l'ionisation des molécules composant le carburant.

### Évolution du rapport H/O en fonction de la richesse

Ainsi, Ferioli et al. [189] avaient entrepris de mesurer les raies de l'oxygène, de l'azote et du carbone, ainsi que l'émission moléculaire du CN. Ils avaient notamment montré que l'on pouvait déterminer une relation linéaire entre la richesse et le rapport d'intensité C/N ou C/O. Cependant, cette relation n'était valable que pour des mesures moyennées car le bruit de mesure ainsi que le caractère instable du claquage affectaient fortement le résultat tir-à-tir.

Stavropoulos et al. [190] avaient quant à eux, choisi de mesurer le rapport d'intensité d'une raie de l'hydrogène atomique (656 nm) et une de l'oxygène atomique (777 nm) pour déterminer la richesse d'un prémélange méthane/air. Différentes énergies laser (70, 90 et 120 mJ) avaient été étudiées, et une corrélation forte entre richesse et rapport d'intensité fût confirmée. Sur la figure B.1 est représenté l'évolution de ce rapport d'intensité entre ces mêmes raies et la richesse grâce au montage présenté dans le chapitre 2.4. Chaque point correspond à une moyenne sur 1000 mesures avec une énergie laser incidente de 170 mJ. On observe cependant une forte dispersion, probablement due au fait que les mesures d'intensité des raies considérées n'ont pas été effectuées sur le même évènement, car l'écart spectral en longueur d'onde de la raie hydrogène (656 nm) et de la raie oxygène (777 nm) était supérieur au domaine spectral de nos mesures de spectres ( $\sim 75$  nm).

Une autre difficulté, mise en évidence par Zimmer et Tachibana [191], est que les caractéristiques du plasma vont également influencer sur le rapport d'intensité des raies. L'énergie absorbée par le plasma va ainsi affecter le taux d'excitation des espèces présentes dans le plasma. Or, cette énergie peut être fluctuante, et induire des erreurs dans la mesure de la richesse. Afin de s'en affranchir, il avait montré qu'il était possible de déterminer l'excitation de l'hydrogène atomique grâce au rapport d'intensité spectral  $H_\alpha/H_\beta$ , et permettait donc une meilleure calibration de la mesure de la richesse par LIBS.

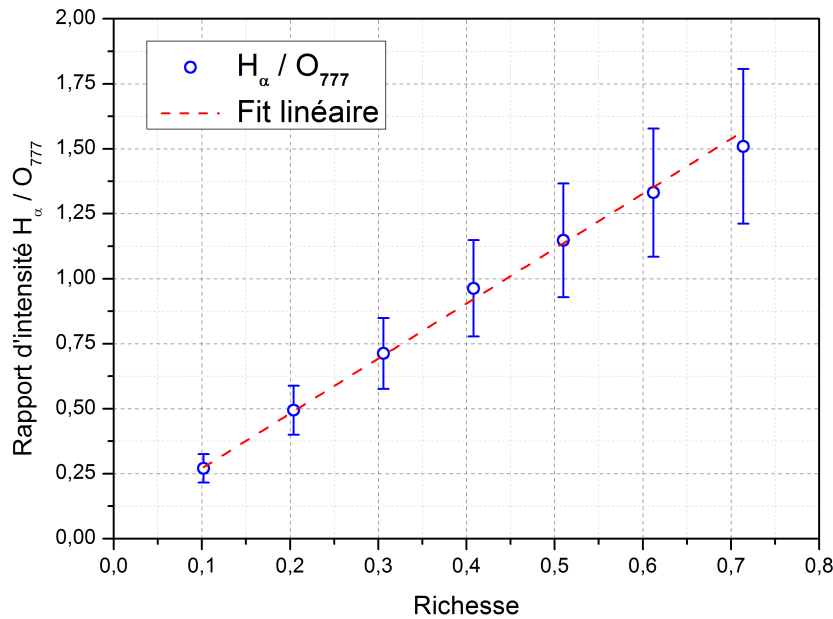


FIGURE B.1 – Évolution du rapport d'intensité H/O en fonction de la richesse

## Montage de l'instrument de mesure

Dans le but d'effectuer des mesures LIBS plus poussées, le développement d'un instrument a été entrepris. Celui-ci doit permettre la mesure de l'évolution temporelle de l'intensité de plusieurs raies provenant du spectre d'émission du plasma. L'objectif final est d'utiliser ces mesures pour calculer :

- l'évolution temporelle de la température du plasma sur un évènement unique (cf. chapitre 2.4)
- la richesse locale du spray ou de l'écoulement au niveau de la position du plasma

Un schéma de l'instrument est représenté sur la figure B.2.

L'émission du plasma est collectée par un collimateur reliée à une fibre optique (diamètre du coeur = 1,5 mm). Cette fibre permet la répartition de l'émission collectée sur 5 fibres de sortie (diamètre du coeur = 400  $\mu\text{m}$ ). Chacune d'entre elle va transmettre l'émission collectée à l'un des cinq photo-multiplicateurs (PM). Sur chacune des voies, une lentille de focalisation va recentrer l'émission collectée sur l'entrée du PM pour maximiser le flux lumineux. Un filtre spectral va ensuite restreindre la mesure de l'intensité à un domaine spectral préalablement établi. Ces filtres vont permettre aux photo-multiplicateurs de déterminer l'intensité des raies suivantes :

- la raie de l'oxygène à 795 nm ( $O_{795}$ ) en soustrayant l'intensité obtenue sur la voie 1 ( $\lambda_c = 795$  nm) à celle obtenue sur la voie 3 ( $\lambda_c = 808$  nm)
- la raie de l'oxygène à 777 nm ( $O_{777}$ ) en soustrayant l'intensité obtenue sur la voie 2 ( $\lambda_c = 777$  nm) à celle obtenue sur la voie 3 ( $\lambda_c = 808$  nm)
- la raie de l'hydrogène à 656 nm ( $H_{656}$ ) en soustrayant l'intensité obtenue sur la voie 4 ( $\lambda_c = 656$  nm) à celle obtenue sur la voie 5 ( $\lambda_c = 690$  nm)

Dans un premier temps, une étude exhaustive de l'incidence des paramètres laser et du plasma (température) sur la relation entre rapport des intensités des raies spectrales et richesse sera nécessaire.

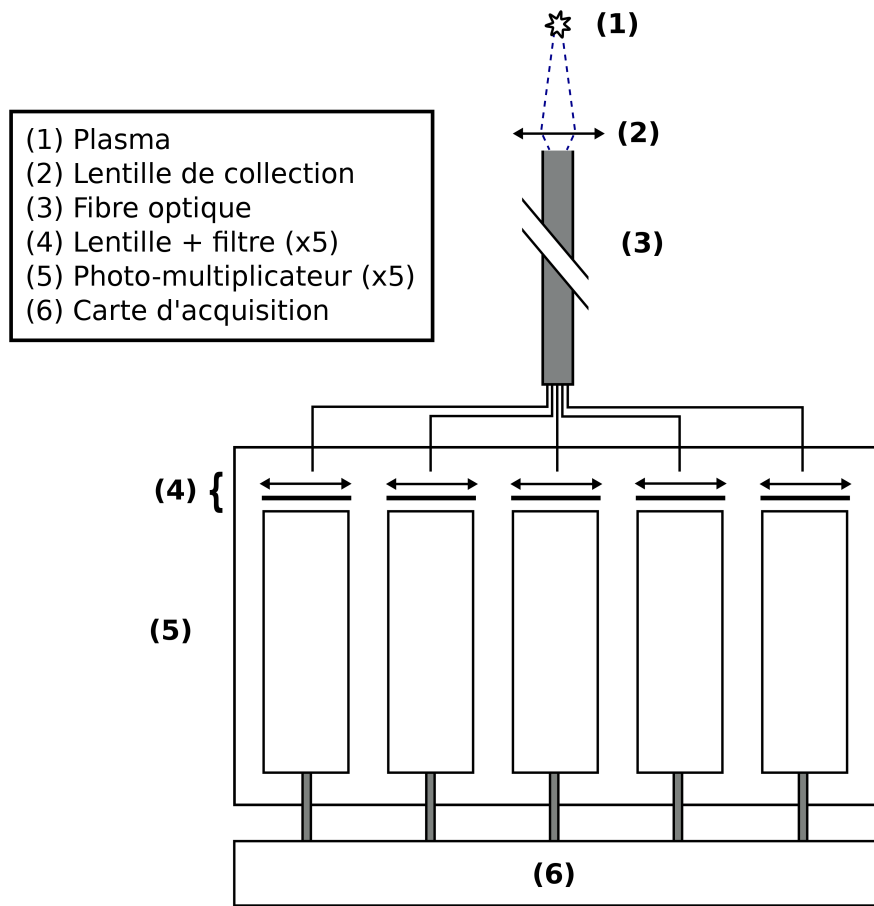


FIGURE B.2 – Schéma de l'instrument de mesure

L'architecture de l'instrument permet d'inter-changer facilement les filtres utilisés, et donc les raies spectrales étudiées. Il est ainsi envisageable de comparer l'efficacité du dispositif avec différentes raies atomiques, ou encore d'étudier plus en détails l'effet de l'excitation de l'hydrogène atomique. De plus, on dispose, avec cet instrument, de l'évolution temporelle de l'intensité de raies grâce à une carte d'acquisition à haute fréquence de répétition (60 MHz). La décroissance de ces intensités est donc également un paramètre supplémentaire à étudier.

L'objectif, à terme, sera de déterminer si un tel instrument permettrait la mesure fiable de la richesse locale au point d'allumage, dans le cadre d'un allumage par laser et dans de multiples conditions (différents carburants, mono-phasique ou di-phasique, laminaire ou turbulent, etc.).



---

# Annexe C : Défocalisation du faisceau incident par le plasma

## Modification de l'indice optique

L'indice optique d'un milieu est un paramètre essentiel permettant de caractériser la manière dont se propage la lumière dans ce milieu. Dans le cas d'un claquage optique par focalisation d'un faisceau laser, et notamment lorsqu'il s'agit d'une configuration en double impulsion, l'indice optique peut-être modifié localement par plusieurs effet physiques.

### Par effet Kerr

L'effet Kerr est un processus optique non-linéaire qui décrit la variation de l'indice optique  $n$  sous l'influence d'un fort champ électromagnétique selon la relation [192] :

$$n = n_0 + n_2 \cdot I(r, t) \quad (\text{C.1})$$

où  $n_0$  est l'indice du milieu,  $I(r, t)$  l'intensité du champ (en  $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) et  $n_2$  l'indice Kerr optique (en  $\text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ ). Dans le cas de l'air, cet indice Kerr optique est égal à  $3,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . L'irradiance  $I$  d'un faisceau laser de 170 mJ focalisé selon les paramètres optiques précisés dans le chapitre 2 est de  $3,12 \times 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . La valeur de  $\Delta n$  correspondant à la variation de l'indice optique par effet Kerr est égal à :

$$\Delta n_{Kerr} = n_2 \cdot I(r, t) = 9,984 \cdot 10^{-6} \sim +10^{-5} \quad (\text{C.2})$$

### Par la modification de la température et de la pression de l'air

Dans le cas d'une configuration en double-impulsion, la deuxième impulsion se propagera dans un milieu fortement perturbé par le claque optique de la première impulsion. La modification des conditions de température et de pression vont faire évoluer l'indice optique. Un ordre de grandeur de cet indice peut être évalué selon l'équation suivante :

$$n(P, T) = 1 + (n_s - 1) \times \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (\text{C.3})$$

où  $P_0$  (en Pa) et  $T_0$  (en K) correspondent à la pression et à la température atmosphérique ( $P_0=10^5$  Pa et  $T_0=300$  K),  $P$  (en Pa) et  $T$  (en K) à la pression et à la température du milieu, et  $n_s$  est un

facteur dépendant du milieu considéré ( $n_s=1,00026825$  pour l'air). La variation de l'indice optique s'écrit alors :

$$\Delta n_{T,P} = (n_s - 1) \times \left[ 1 - \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \right] \quad (C.4)$$

Si l'on considère une température de l'ordre de 20000 K (cf. chapitre 3) et une pression de l'ordre de 10 bar [193], on obtient un ordre de grandeur de  $\Delta n_{T,P}$  de  $+10^{-5}$ .

### Par la présence d'un plasma

L'ionisation du milieu par la première impulsion va générer un plasma qui induit un changement local de l'indice de réfraction pour la deuxième impulsion. La variation de l'indice optique s'écrit alors sous la forme [194] :

$$\Delta n_{plasma} = -\frac{\rho}{2\rho_c} \quad (C.5)$$

$$\rho_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega_0^2 = 1,8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \quad (C.6)$$

Où  $\rho$  est la densité électronique du plasma ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $\omega_0$  la fréquence du laser,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide ( $=8,854 \times 10^{-12} \text{ A}^2 \cdot \text{s}^4 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ ),  $m_e$  la masse de l'électron ( $=9,109 \times 10^{-31} \text{ kg}$ ) et  $e$  sa charge ( $=1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ ). Pour une densité électronique de l'ordre de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Delta n_{plasma}$  est de l'ordre de  $-10^{-4}$ .

Ce dernier phénomène est celui qui affecte le plus fortement l'indice optique du milieu ( $|\Delta n_{plasma}| \gg |\Delta n_{T,P}| \sim |\Delta n_{Kerr}|$ ). La variation est négative ce qui indique une défocalisation du faisceau incident par le plasma. On ne considèrera donc que ce dernier phénomène dans le calcul de l'indice optique.

### Estimation numérique

Afin d'estimer l'impact de cette variation sur le second faisceau incident lors d'un claquage en double-impulsion, on peut calculer dans un premier temps la variation de l'angle de réfraction par rapport à l'angle d'incidence selon la loi de Snell-Descarte pour trois délais inter-impulsions différents et les caractéristiques plasma correspondantes :

Délai	Densité électronique ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\Delta n_{plasma}$
200 ns	$1,2 \times 10^{18}$	$-3,29 \times 10^{-4}$
500 ns	$8 \times 10^{17}$	$-2,22 \times 10^{-4}$
1000 ns	$3,6 \times 10^{17}$	$-0,99 \times 10^{-4}$

Tableau C.1 – Densités électronique d'un plasma créé par une impulsion initiale d'énergie incidente de 30 mJ pour 3 délais inter-impulsions et variations de l'indice optique correspondantes

La loi de Snell-Descartes s'écrit alors :

$$n_0 \cdot \sin(\theta_i) = (n_0 + \Delta n_{plasma}) \cdot \sin(\theta_s) \quad (C.7)$$

Le décalage angulaire  $\Delta\theta = \theta_s - \theta_i$  en fonction de l'angle d'incidence est représenté sur la figure C.1.

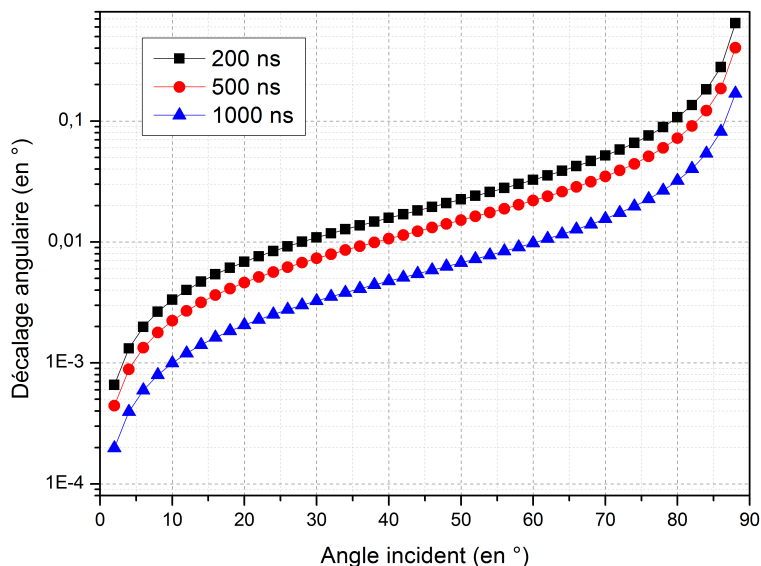


FIGURE C.1 – Décalage angulaire en fonction de l'angle d'incidence pour 3 délais inter-impulsions

A partir de ce décalage angulaire  $\Delta\theta$ , on peut estimer le décalage spatial du point de focalisation d'un rayon incident  $D_f$  en fonction de l'angle d'incidence, en considérant une construction géométrique simplifiée représentée sur la figure C.2. L'angle  $\theta_f$  est calculé en considérant une focale de 100 mm pour un diamètre de faisceau avant lentille de 6 mm. Pour la valeur de la distance  $|Af_1|$ , on utilise la demi-longueur du plasma, mesurée à partir des expériences présentées dans le chapitre 3 à différents instants après le claquage.

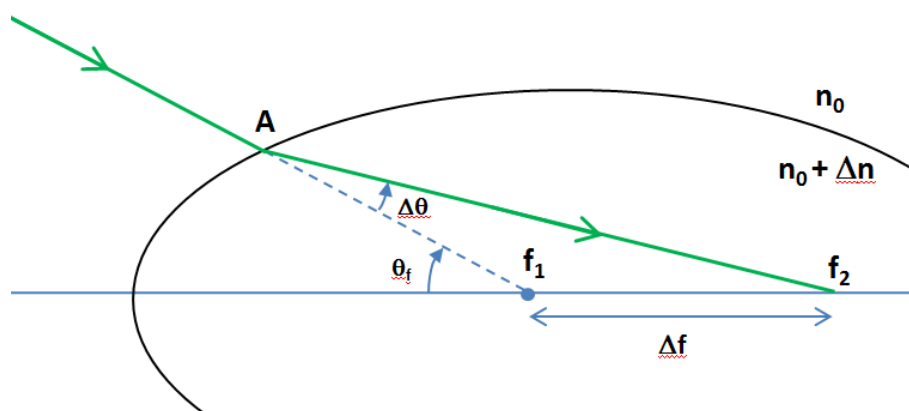


FIGURE C.2 – Schéma simplifié décrivant la défocalisation du faisceau incident par le plasma



Ce décalage du point focal est représenté sur la figure C.3 pour les 3 délais inter-impulsions définis précédemment (200, 500 et 1000 ns).

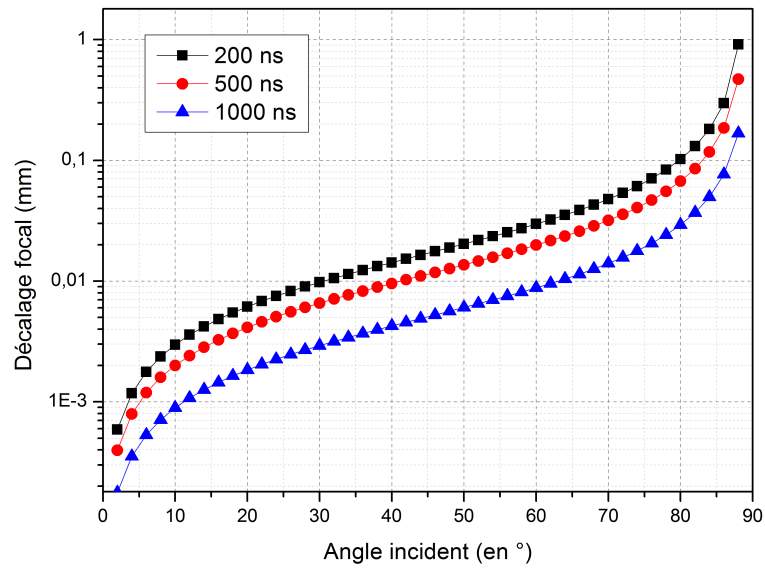


FIGURE C.3 – Décalage du point de focalisation en fonction de l'angle d'incidence pour 3 délais inter-impulsions

---

## Références bibliographiques

- [1] R. G. Meyerand and A. F. Haught, "Gas breakdown at optical frequencies," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 11, p. 401 :403, Nov 1963.
- [2] R. Meyerand Jr and A. Haught, "Optical-energy absorption and high-density plasma production," *Physical Review Letters*, vol. 13, no. 1, p. 7 :9, 1964.
- [3] T. X. Phuoc and F. P. White, "An optical and spectroscopic study of laser-induced sparks to determine available ignition energy," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 29, p. 1621 :1628, 2002.
- [4] R. Oldenborg and C. L. J. Early, "Advanced ignition and propulsion technology program," tech. rep., Los Alamos National Lab, 1998.
- [5] H. R. Lawrence, "Laser ignition," Apr. 13 1965. US Patent 3,177,651.
- [6] R. J., "Fiber optics ignition," July 5 1966. US Patent 3,258,910.
- [7] R. Knystautas and J. Lee, "Laser spark ignition of chemically reactive gases.," *AIAA Journal*, vol. 7, no. 2, p. 312 :317, 1969.
- [8] P. William, "Laser ignition system," Aug. 22 1972. US Patent 3,685,392.
- [9] P. D. Ronney, "Laser versus conventional ignition of flames," *Optical Engineering*, vol. 33, no. 2, p. 510 :521, 1994.
- [10] J. X. Ma, D. R. Alexander, and D. E. Poulain, "Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures," *Combustion and flame*, vol. 112, p. 492 :506, 1998.
- [11] T. X. Phuoc and F. P. White, "Laser-induced spark ignition of ch<sub>4</sub>/air mixtures," *Combustion and Flame*, vol. 119, p. 203 :216, 1999.
- [12] T. Lee, V. Jain, and S. Kozola, "Measurements of minimum ignition energy by using laser sparks for hydrocarbon fuels in air : Propane, dodecane, and jet-a fuel," *Combustion and flame*, vol. 125, p. 1320 :1328, 2001.
- [13] R. Hill and G. Laguna, "Laser initiated combustion of CH<sub>4</sub>+O<sub>2</sub> mixtures," *Optics Communications*, vol. 32, no. 3, p. 435 :439, 1980.
- [14] R. Hill, "Ignition-delay times in laser initiated combustion," *Applied Optics*, vol. 20, no. 13, p. 2239 :2242, 1981.
- [15] S. Kazantsev, I. Kononov, I. Kossyi, N. Popov, N. Tarasova, and K. Firsov, "Initiation of ignition of a combustible gas mixture in a closed volume by the radiation of a high-power pulsed CO<sub>2</sub> laser," *Quantum Electronics*, vol. 42, no. 1, p. 65 :70, 2012.
- [16] W. M. Trott, "Co<sub>2</sub>-laser-induced deflagration of fuel/oxygen mixtures," *Journal of Applied Physics*, vol. 54, no. 1, p. 118 :130, 1983.

- [17] B. Raffel, J. Warnatz, and J. Wolfrum, "Experimental study of laser-induced thermal ignition in  $\text{o}_2/\text{o}_3$  mixtures," *Applied Physics B*, vol. 37, p. 189 :195, 1985.
- [18] U. Maas, B. Raffel, J. Wolfrum, and J. Warnatz, "Observation and simulation of laser induced ignition processes in  $\text{o}_2/\text{o}_3$  et  $\text{h}_2/\text{o}_2$  mixtures," in *Twenty-first Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, p. 1869 :1876, 1986.
- [19] A. Arnold, R. Hemberger, R. Herden, W. Ketterle, and J. Wolfrum, "Laser stimulation and observation of ignition processes in  $\text{ch}_3\text{oh}/\text{o}_2$  mixtures," *Symposium (International) on Combustion*, vol. 23, no. 1, p. 1783 :1788, 1991.
- [20] H. S. Homan and W. A. Sirignano, "Minimum mass of burning aluminum particles for ignition of methane/air and propane/air mixtures," in *Eighteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, p. 1709 :1717, 1981.
- [21] J. W. Early and C. S. Lester, "Laser ablation based fuel ignition." Brevet américain numéro 5,769,621, 1998.
- [22] X. Li, X. Yu, R. Fan, Y. Yu, C. Liu, and D. Chen, "Laser ablation ignition of premixed methane and oxygen-enriched air mixtures using a tantalum target," *Optics Letters*, vol. 39, no. 1, p. 139 :141, 2014.
- [23] C. Manfretti and G. Kroupa, "Laser ignition of a cryogenic thruster using a miniaturised nd :yag laser," *Optics Express*, vol. 21, no. 6, p. 1126 :1139, 2013.
- [24] R. G. W. Norrish, "The study of combustion by photochemical methods," in *Tenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, p. 1 :18, 1965.
- [25] R. G. W. Norrish and A. P. Zeelenberg, "The combustion of hydrogen sulphide studied by flash photolysis and kinetic spectroscopy," *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 240, no. 1222, p. 293 :303, 1957.
- [26] D. Husain and R. G. W. Norrish, "The explosive oxidation of ammonia and hydrazine studied by kinetic spectroscopy," *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 273, no. 1353, p. 145 :164, 1963.
- [27] M. A. Khan, R. G. W. Norrish, and G. Porter, "The photolysis of acetaldehyde, diacetyl and acetone at high intensity," *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 219, no. 1138, p. 312 :327, 1953.
- [28] M. Lavid and J. G. Stevens, "Photochemical ignition of premixed hydrogen/oxidizer mixtures with excimer laser," *Combustion and Flame*, vol. 60, p. 195 :202, 1985.
- [29] M. Lavid, Y. Nachson, S. K. Gulati, and J. G. Stevens, "Photochemical ignition of premixed hydrogen/oxygen mixtures with arf laser," *Combustion Science and Technology*, vol. 96, p. 231 :245, 1994.
- [30] D. Lucas, D. Dunn-rankin, K. Hom, and N. J. Bown, "Ignition by excimer laser photolysis of ozone," *Combustion and Flame*, vol. 69, p. 171 :184, 1987.
- [31] M. Chou and T. J. Zukowski, "Ignition of  $\text{h}_2/\text{o}_2/\text{nh}_3$  and  $\text{ch}_4/\text{o}_2/\text{nh}_3$  mixtures by excimer-laser photolysis of  $\text{nh}_3$ ," *Combustion and Flame*, vol. 87, p. 191 :202, 1991.
- [32] B. Forch and A. W. Miziolek, "Oxygen-atom two-photon resonance effects in multiphoton photochemical ignition of premixed  $\text{h}_2/\text{o}_2$  flows," *Optics Letters*, vol. 11, p. 129 :131, 1986.

- [33] B. Forch and A. W. Miziolek, "Laser-based ignition of h<sub>2</sub>/o<sub>2</sub> and d<sub>2</sub>/o<sub>2</sub> premixed gases through resonant multiphoton excitation of h and d atoms near 243 nm," *Combustion and Flame*, vol. 85, p. 254 :262, 1991.
- [34] B. Forch, "Resonant laser ignition of reactive gases," in *Proc. SPIE 2122, Laser Applications in Combustion and Combustion Diagnostics II*, p. 118 :128, 1994.
- [35] D. Bradley, C. Sheppard, I. Suardjaja, and R. Woolley, "Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers," *Combustion and Flame*, vol. 138, p. 55 :77, 2004.
- [36] T. X. Phuoc, "Laser-induced spark ignition fundamental and applications," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 44, p. 351 :397, 2006.
- [37] H. El-Rabii, *Etude de l'allumage par laser de mélanges en phases liquides dispersées et gazeuses*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 2004.
- [38] C. Ternel, *Contribution au développement de l'allumage par laser pour les moteurs à combustion interne*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2006.
- [39] A. Ali, "On laser air breakdown, threshold power and laser generated channel length," interim report, Naval Research Lab., Washington, DC., 1983.
- [40] D. E. Lencioni, "The effect of dust on 10.6 μm laser-induced air breakdown," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 12, p. 12 :14, 1973.
- [41] D. E. Lencioni, "Laser-induced air breakdown for 1.06 μm radiation," *Applied Physics Letters*, vol. 25, no. 15, p. 15 :17, 1974.
- [42] C. G. Morgan, "Laser-induced breakdown of gases," *Reports on Progress in Physics*, vol. 38, p. 621 :665, 1975.
- [43] Y. E.-D. Gamal and M. A. Harith, "Molecular gas breakdown by short laser pulses," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 14, p. 2209 :2214, 1981.
- [44] W. E. Williams, M. J. Soileau, and E. W. V. Stryland, "Picosecond air breakdown studies at 0.53 μm," *Applied Physics Letters*, vol. 43, p. 352 :354, 1983.
- [45] D. I. Rosen and G. Weyl, "Laser-induced breakdown in nitrogen and the rare gases at 0.53 and 0.357μm," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 20, p. 1264 :1276, 1987.
- [46] R. G. Pinnick, P. Chylek, M. Jarzembski, E. Creegan, V. Srivastava, G. Fernandez, J. D. Pendleton, and A. Biswas, "Aerosol-induced laser breakdown thresholds : wavelength dependence," *Applied Optics*, vol. 27, no. 5, p. 987 :996, 1988.
- [47] P. Chylek, M. A. Jarzembsk, V. Srivastava, and R. G. Pinnick, "Pressure dependence of the laser-induced breakdown thresholds of gases and droplets," *Applied Optics*, vol. 28, no. 15, p. 2303 :2306, 1990.
- [48] R. Tambay and R. K. Thareja, "Laser-induced breakdown studies of laboratory air at 0.266, 0.355, 0.532, and 1.06 μm," *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 5, p. 2890 :2892, 1991.
- [49] M. H. Niemz, "Threshold dependence of laser-induced optical breakdown on pulse duration," *Applied Physics Letters*, vol. 66, no. 10, p. 1181 :1183, 1995.
- [50] Y.-L. Chen, J. Lewis, and C. Parigger, "Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions," *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 67, p. 91 :103, 2000.

- [51] S. Soubacq, P. Pignolet, E. Schall, and J. Batina, "Investigation of a gas breakdown process in a laser-plasma experiment," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 37, p. 2686 :2702, 2004.
- [52] J. Beduneau and Y. Ikeda, "Spatial characterization of laser-induced sparks in air," *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 84, p. 123 :139, 2004.
- [53] N. Kawahara, J. Beduneau, T. Nakayama, E. Tomita, and Y. Ikeda, "Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air," *Applied Physics B*, vol. 86, p. 605 :614, 2007.
- [54] E. Schwarz, S. Gross, B. Fischer, I. Muri, J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner, "Laser-induced optical breakdown applied for laser spark ignition," *Laser and Particle Beams*, vol. 28, p. 109 :119, 2010.
- [55] J. K. Koga, K. Moribayash, Y. Fukuda, S. V. Bulanov, A. Sagisaka, K. Ogura, H. Daido, M. Yamagiwa, T. Kimura, T. Fujikawa, M. Ebina, and K. Akihama, "Simulation and experiments of the laser induced breakdown of air for femtosecond to nanosecond order pulses," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, p. 1 :15, 2010.
- [56] Ş. Yalçın, D. Crosley, G. Smith, and G. W. Faris, "Influence of ambient conditions on the laser air spark," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 68, no. 1, p. 121 :130, 1999.
- [57] T. X. Phuoc, "Laser spark ignition : experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases," *Optics Communications*, vol. 175, p. 419 :423, 2000.
- [58] J. Kiefer, J. W. Tröger, Z. Li, T. Seeger, M. Alden, and A. Leipertz, "Laser-induced breakdown flame thermometry," *Combustion and Flame*, vol. 159, p. 3576 :3582, 2012.
- [59] G. Canavan, W. Proctor, P. Nielson, and S. Rockwood, "Co2 laser air breakdown calculations," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 564–565, June 1972.
- [60] M. Champion, B. Deshaies, G. Joulin, and K. Kinoshita, "Spherical flame initiation : Theory versus experiments for lean propane-air mixture," *Combustion and Flame*, vol. 65, p. 319 :337, 1986.
- [61] A. Frendi and M. Sibulkin, "Dependence of minimum ignition energy on ignition parameters," *Combustion Science and Technology*, vol. 73, p. 395 :413, 1990.
- [62] B. Lewis and G. von Elbe, "Combustion, flames explosions of gases," *Third edition, Academic Press, New York*, p. 333, 1987.
- [63] C. Cardin, *Etude expérimentale des phénomènes physico-chimiques de l'allumage dans des écoulements laminaires et turbulents*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2013.
- [64] J. A. Syage, E. W. Fournier, R. Rianda, and R. B. Cohen, "Dynamics of flame propagation using laser-induced spark initiation : Ignition energy measurements," *Journal of Applied Physics*, vol. 64, p. 1499 :1507, 1988.
- [65] T. X. Phuoc, C. White, and D. McNeill, "Laser spark ignition of a jet diffusion flame," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 38, p. 217 :232, 2002.
- [66] H. Kopecek, H. Maier, G. Reider, F. Winter, and E. Wintner, "Laser ignition of methane-air mixtures at high pressures," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 27, p. 499 :503, 2003.

- [67] J. Beduneau, B. Kim, L. Zimmer, and Y. Ikeda, "Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark," *Combustion and Flame*, vol. 132, p. 653 :665, 2003.
- [68] H. Kopecek, S. Charareh, M. Lackner, C. Forsich, F. Winter, J. Klausner, M. Weinrotter, and E. Wintner, "Laser ignition of methane-air mixtures at high pressures and diagnostics," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 127, p. 213 :219, 2005.
- [69] M. Weinrotter, H. Kopecek, E. Wintner, M. Lackner, and F. Winter, "Application of laser ignition to hydrogen-air mixtures at high pressures," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 30, p. 319 :326, 2005.
- [70] M. Weinrotter, B. Schwecherl, H. Kopecek, and E. Wintner, "Laser-ignition of methane-air mixtures at high pressures and temperatures," in *Proceedings of the European Combustion Meeting*, 2005.
- [71] J. Beduneau, N. Kawahara, T. Nakayama, E. Tomita, and Y. Ikeda, "Laser-induced radical generation and evolution to a self-sustaining flame," *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 642 :656, 2009.
- [72] V. Tihaya, P. Gillard, and D. Blanc, "Ignition study of acetone/air mixtures by using laser-induced spark," *Journal of Hazardous Materials*, vol. 209/210, p. 372 :378, 2012.
- [73] A. Neophytou, E. Richardson, and E. Mastorakos, "Spark ignition of turbulent recirculating non-premixed gas and spray flames : A model for predicting ignition probability," *Combustion and Flame*, vol. 159, p. 1503 :1522, 2012.
- [74] X. Li, Y. Yu, X. Yu, C. Liu, R. Fan, and D. Chen, "Laser induced spark ignition of coaxial methane / oxygen / nitrogen diffusion flames," *Optics Express*, vol. 22, no. 3, p. 3447 :3457, 2014.
- [75] M. Lawes, Y. Lee, A. S. Mokhtar, and R. Woolley, "Laser ignition of iso-octane air aerosols," *Combustion Science and Technology*, vol. 180, p. 296 :313, 2008.
- [76] K. G. Moesl, K. G. Vollmer, T. Sattelmayer, J. Eckstein, and H. Kopecek, "Experimental study on laser-induced ignition of swirl-stabilized kerosene flames," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 131, p. 021501, 2009.
- [77] Y. Ko, R. Anderson, and V. Arpaci, "Spark ignition of propane-air mixtures near the minimum ignition energy : Part I. an experimental study," *Combustion and Flame*, vol. 83, no. 1, p. 75 :87, 1991.
- [78] S. Shy, C. Liu, and W. Shih, "Ignition transition in turbulent premixed combustion," *Combustion and Flame*, vol. 157, p. 341 :350, 2010.
- [79] H. El-Rabii, K. Zähringer, J.-C. Rolon, and F. Lacas, "Laser ignition in a lean premixed prevaporizer injector," *Combustion Science and Technology*, vol. 176, no. 9, p. 1391 :1417, 2004.
- [80] G. C. Gebel, T. Mosbach, W. Meier, M. Aigner, and S. L. Brun, "An experimental investigation of kerosene droplet breakup by laser-induced blast waves," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 135, p. 021505, 2013.
- [81] M. H. Morsy, "Review and recent developments of laser ignition for internal combustion engines applications," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 16, p. 4849 :4875, 2012.

- [82] G. Herdin, J. Klausner, E. Wintner, M. Weinrotter, J. Graf, and K. Iskra, "Laser ignition - a new concept to use and increase the potentials of gas engines," in *ASME Internal Combustion Engine Division 2005 Fall Technical Conference : ARES-ARICE Symposium on Gas Fired Reciprocating Engines*, 2005.
- [83] J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner, "Laser-initiated ignition," *Laser & Photonic Reviews*, p. 1 :24, 2009.
- [84] T. Marchione, S. Ahmed, and E. Mastorakos, "Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple sparks," *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 166 :180, 2009.
- [85] C. Letty, E. Mastorakos, A. R. Masri, M. Juddoo, and W. O'Loughlin, "Structure of igniting ethanol and n-heptane spray flames with and without swirl," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 43, p. 47 :54, 2012.
- [86] G. Kroupa, G. Franz, and E. Winkelhofer, "Novel miniaturized high-energy nd-yag laser for spark ignition in internal combustion engines," *Optical Engineering*, vol. 48, no. 1, p. 014202, 2009.
- [87] S. Barbosa, P. Scoufflaire, S. Ducruix, and G. Gaborel, "Comparisons between spark plug and laser ignition in a gas turbine combustor," in *Third European Combustion Meeting ECM 2007*, 2007.
- [88] M. Börner, C. Manflett, M. Wohlhüter, and M. Oswald, "Laser ignition for space propulsion systems." LASIG-TWIN Workshop 1 - History, Status And Future Of Laser Ignited Combustion Engines, 2016.
- [89] G. Kroupa, M. Baumgart, and A. Tortschanoff, "A highly robust, miniaturized nd :yag laser for spark ignition," in *The first Laser Ignition Conference (LIC'13), Yokohama, Japan, Apr. 23-25*, 2013.
- [90] A. P. Yalin, "High power fiber delivery for laser ignition applications," *Optics Express*, vol. 21, no. 6, p. 1102 :1112, 2013.
- [91] A. P. Yalin, M. DeFoort, B. Willson, Y. Matsuura, and M. Miyagi, "Use of hollow-core fibers to deliver nanosecond nd :yag laser pulses to form sparks in gases," *Optics Letters*, vol. 30, no. 16, p. 2083 :2085, 2005.
- [92] A. P. Y. S. Joshi and A. Galvanauskas, "Use of hollow core fibers, fiber lasers, and photonic crystal fibers for spark delivery and laser ignition in gases," *Applied Optics*, vol. 46, no. 19, p. 4057 :4064, 2007.
- [93] J. D. Mullett, G. Dearden, R. Dodd, A. T. Shenton, G. Triantos, and K. G. Watkins, "A comparative study of optical fibre types for application in a laser-induced ignition system," *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 11, p. 1 :10, 2009.
- [94] B. Beaudou, F. Gerôme, Y. Y. Wang, M. Alharbi, T. D. Bradley, G. Humbert, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, and F. Benabid, "Millijoule laser pulse delivery for spark ignition through kagome hollow-core fiber," *Optics Letters*, vol. 37, no. 9, p. 1430 :1432, 2012.
- [95] H. Kofler, J. Tauer, G. Tartar, K. Iskra, J. Klausner, G. Herdin, and E. Wintner, "An innovative solid-state laser for engine ignition," *Laser Physics Letters*, vol. 4, no. 4, p. 322 :327, 2007.
- [96] D. L. McIntyre, S. D. Woodruff, and J. S. Ontko, "Lean-burn stationary natural gas, engine operation with a prototype laser spark plug," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 132, p. 072804, 2010.

- [97] M. Tsunekane, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, K. Kanehara, and T. Taira, "High peak power, passively q-switched microlaser for ignition of engines," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 2, p. 277 :284, 2010.
- [98] N. Pavel, M. Tsunekane, and T. Taira, "All-poly-crystalline ceramics nd :yag/cr4+ :yag monolithic micro- lasers with multiple-beam output," *Laser Systems for Applications*, vol. 9, no. 51000, p. 59 :82, 2011.
- [99] T. Dascalu, G. Croitoru, O. Grigore, and N. Pavel, "High-peak-power passively q-switched nd :yag/cr4+ :yag composite laser with multiple-beam output," *Photon. Res.*, vol. 4, p. 267 :271, Dec 2016.
- [100] T. Taira, S. Morishima, K. Kanehara, N. Taguchi, A. Sugiura, and M. Tsunekane, "World first laser ignited gasoline engine vehicle," in *The first Laser Ignition Conference (LIC'13), Yokohama, Japan, Apr. 23-25*, 2013.
- [101] G. Tison, *Étude, réalisation et applications d'une chaîne amplificatrice laser compacte pour l'alumage de turbomoteurs*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 2013.
- [102] T. X. Phuoc, "Single-point versus multi-point laser ignition : Experimental measurements of combustion times and pressures," *Combustion and flame*, vol. 122, p. 508 :510, 2000.
- [103] M. Weinrotter, H. Kopecek, M. Tesch, E. Wintner, M. Lackner, and F. Winter, "Laser ignition of ultra-lean methane/hydrogen/air mixtures at high temperature and pressure," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 29, p. 569 :577, 2005.
- [104] E. Lyon, Z. Kuang, H. Cheng, V. Page, T. Shenton, and G. Dearden, "Multi-point laser spark generation for internal combustion engines using a spatial light modulator," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 47, no. 47, p. 475501, 2014.
- [105] M. Morsy, Y. Ko, and S. Chung, "Laser-induced ignition using a conical cavity in ch4-air mixtures," *Combustion and flame*, vol. 119, p. 473 :482, 1999.
- [106] M. H. Morsy, Y. S. Ko, S. H. Chung, and P. Cho, "Laser-induced two-point ignition of premixture with a single-shot laser," *Combustion and flame*, vol. 125, p. 724 :727, 2001.
- [107] M. Morsy and S. Chung, "Laser-induced multi-point ignition with a single-shot laser using two conical cavities for hydrogen/air mixture," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 27, p. 491 :497, 2003.
- [108] S. Ryu, S. Won, and S. Chung, "Laser-induced multi-point ignition with single-shot laser using conical cavities and prechamber with jet holes," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, p. 3189 :3196, 2009.
- [109] T. Endo, Y. Takenaka, Y. Sako, T. Honda, T. Johzaki, and S. Namba, "Reinjection of transmitted laser light into laser-produced plasma for efficient laser ignition," *Appl. Opt.*, vol. 55, no. 5, p. 1132 :1137, 2016.
- [110] J. W. Early, "Laser preheat enhanced ignition." Brevet américain n°5,876,195, 1996.
- [111] A. Nishiyama, A. Moon, Y. Ikeda, J. Hayashi, and F. Akamatsu, "Ignition characteristics of methane/air premixed mixture by microwave-enhanced laser-induced breakdown plasma," *Optics Express*, vol. 21, no. 6, p. 1094 :1101, 2013.
- [112] E. Schwarz, I. Muri, J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner, "Laser induced ignition by optical breakdown," *Laser Physics*, vol. 20, no. 6, p. 1545 :1553, 2010.



- [113] S. Lorenz, M. Bärwinkel, R. Stäglich, P. Heinz, W. Mühlbauer, and D. Brüggemann, “The influence of pulse trains on the ignition process of passively q-switched laser spark plugs,” in *Laser Ignition Conference*, pp. W3A–6, Optical Society of America, 2015.
- [114] S. Lorenz, M. Bärwinkel, R. Stäglich, W. Mühlbauer, and D. Brüggemann, “Pulse train ignition with passively q-switched laser spark plugs,” *International Journal of Engine Research*, vol. 17, no. 1, p. 139 :150, 2016.
- [115] M. S. Bak, S. Im, and M. A. Cappelli, “Successive laser-induced breakdowns in atmospheric pressure air and premixed ethane–air mixtures,” *Combustion and Flame*, vol. 161, p. 1744 :1751, 2014.
- [116] R. Osborne, J. Wehrmeyer, H. Trinh, and J. Early, “Evaluation and characterization of dual pulse laser-induced spark (dplis) for rocket engine ignition system,” in *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE, Joint Propulsion conference and Exhibit*, 2003.
- [117] A. Delmas, Y. L. Maoult, and J.-M. Buchlin, “Mesure de température et/ou de déformation à chaud par caméra proche infrarouge,” in *18ème Congrès Français de Thermique*, 2010.
- [118] D. W. Marquardt, “An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters,” *Journal of the society for Industrial and Applied Mathematics*, vol. 11, no. 2, p. 431 :441, 1963.
- [119] T. Fujimoto and R. W. P. McWhirter, “Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy,” *Phys. Rev. A*, vol. 42, p. 6588 :6601, 1990.
- [120] S. Joshi, A. Yalin, A. D’Angola, G. Colonna, C. Dumitrescu, P. Puzinauskas, and H. El-Rabii, “A time resolved spectroscopic study of laser generated plasmas in air at high pressures,” in *41st Plasmadynamics and Lasers Conference (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Chicago, IL, 2010)*, p. 1 :14, 2010.
- [121] C. Aragón and J. Aguilera, “Characterization of laser induced plasmas by optical emission spectroscopy : A review of experiments and methods,” *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 63, no. 9, p. 893 :916, 2008.
- [122] M. Adamson, A. Padmanabhan, G. Godfrey, and S. Rehse, “Laser-induced breakdown spectroscopy at a water/gas interface : a study of bath gas-dependent molecular species,” *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 62, no. 12, p. 1348 :1360, 2007.
- [123] G. Cristoforetti, A. D. Giacomo, M. Dell’Aglia, S. Legnaioli, E. Tognoni, V. Palleschi, and N. Omenetto, “Local thermodynamic equilibrium in laser-induced breakdown spectroscopy : Beyond the mcwhirter criterion,” *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 65, no. 1, p. 86 :95, 2010.
- [124] L. Pardini, S. Legnaioli, G. Lorenzetti, V. Palleschi, R. Gaudiuso, A. D. Giacomo, D. D. Pace, F. A. Garcia, G. de Holanda Cavalcanti, and C. Parigger, “On the determination of plasma electron number density from stark broadened hydrogen balmer series lines in laser-induced breakdown spectroscopy experiments,” *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 88, p. 98 :103, 2013.
- [125] A. E. Sherbini, H. Hegazy, and T. E. Sherbini, “Measurement of electron density utilizing the  $h\alpha$ -line from laser produced plasma in air,” *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 61, no. 5, p. 532 :539, 2006.

- [126] S. S. Harilal, "Spatial and temporal evolution of argon sparks," *Appl. Opt.*, vol. 43, no. 19, p. 3931 :3937, 2004.
- [127] M. A. Gigosos, M. . González, and V. Cardenoso, "Computer simulated balmer-alpha, -beta and -gamma stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics," *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 58, no. 8, p. 1489 :1504, 2003.
- [128] J. B. Simeonsson and A. W. Miziolek, "Time-resolved emission studies of arf-laser-produced microplasmas," *Appl. Opt.*, vol. 32, no. 6, p. 939 :947, 1993.
- [129] N. Konjević, M. Ivković, and N. Sakan, "Hydrogen balmer lines for low electron number density plasma diagnostics," *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 76, p. 16 :26, 2012.
- [130] F. Sainct, *Etude de la réactivité de décharges électriques nanoseconde à la pression atmosphérique dans la vapeur d'eau*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris, 2014.
- [131] J. M. Luque, M. D. Calzada, and M. Sáez, "Experimental research into the influence of ion dynamics when measuring the electron density from the stark broadening of the  $h\alpha$  and  $h\beta$  lines," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 36, no. 8, p. 1573, 2003.
- [132] C. Yubero, M. D. Calzada, and M. C. Garcia, "Using the stark broadening of the  $h\alpha$ ,  $h\beta$  and  $h\gamma$  lines for the measurement of electron density and temperature in a plasma at atmospheric pressure," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 74, no. 8, p. 2249 :2254, 2005.
- [133] H. R. Griem, *Principles of plasma spectroscopy*, vol. 2. Cambridge University Press, 2005.
- [134] L. Mercadier, *Spectroscopie de plasma induit par laser pour l'analyse des composants face au plasma de tokamaks : étude paramétrique et mesures autocalibrées*. Thèse de doctorat, Université de Marseille, 2011.
- [135] K. Nahen and A. Vogel, "Plasma formation in water by picosecond and nanosecond nd : Yag laser pulses. ii. transmission, scattering, and reflection," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, no. 4, p. 861 :871, 1996.
- [136] R. Tambay, D. V. S. Muthu, V. Kumar, and R. Thareja, "Laser induced air breakdown using 0.355, 0.532, and 1.06  $\mu\text{m}$  radiation," *Pramana*, vol. 37, no. 2, p. 163 :166, 1991.
- [137] H. Yashiro, F. Sasaki, and H. Furutani, "Measurement of laser-induced breakdown threshold intensities of high-pressure gasses and water droplets to determine the number density of an aerosol," *Optics Communications*, vol. 284, no. 12, p. 3004 :3007, 2011.
- [138] G. Taylor, "The formation of a blast wave by a very intense explosion. i. theoretical discussion," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 201, no. 1065, p. 159 :174, 1950.
- [139] G. Taylor, "The formation of a blast wave by a very intense explosion. ii. the atomic explosion of 1945," in *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 201, p. 175 :186, The Royal Society, 1950.
- [140] D. Jones, "Erratum : Strong blast waves in spherical, cylindrical, and plane shocks," *Physics of Fluids*, vol. 5, p. 632, 1962.
- [141] D. Jones, "Intermediate strength blast waves," *Physics of Fluids*, vol. 11, p. 1664 :1667, 1968.

- [142] D. Jones, "Strong blast waves in spherical, cylindrical, and plane shocks," *Physics of Fluids*, vol. 4, p. 1183 :1184, 1961.
- [143] D. Jones, "The energy parameter b for strong blast waves," tech. rep., DTIC Document, 1962.
- [144] L. Sedov, *Similarity and dimensional methods in mechanics*. Academic Press, New York, 1959.
- [145] H. Brode, "Numerical solutions of spherical blast waves," *Journal of Applied Physics*, vol. 26, p. 766 :775, 1955.
- [146] H. L. Brode, "Point source explosion in air," tech. rep., RAND Corp., Santa Monica, Calif., 1956.
- [147] G. C. Gebel, T. Mosbach, W. Meier, and M. Aigner, "Laser-induced blast waves in air and their effect on monodisperse droplet chains of ethanol and kerosene," *Shock Waves*, vol. 25, no. 4, p. 415 :429, 2015.
- [148] *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic ions, Part II, Transition Probabilities*,. Washington, D.C., nsrdsnbs 68. u.s. govt printing office ed., 1980.
- [149] Ángel Fernández-Bravo, T. Delgado, P. Lucena, and J. J. Laserna, "Vibrational emission analysis of the cn molecules in laser-induced breakdown spectroscopy of organic compounds," *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 89, p. 77 :83, 2013.
- [150] S. Abdelli-Messaci, T. Kerdja, A. Bendib, and S. Malek, "Emission study of c2 and cn in laser-created carbon plasma under nitrogen environment," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 35, no. 21, p. 2772 :2778, 2002.
- [151] L. J. Radziemski, D. A. Cremers, and T. M. Niemczyk, "Measurement of the properties of a co2 laser induced air-plasma by double floating probe and spectroscopic techniques," *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 40, no. 3, p. 517 :525, 1985.
- [152] W. Sdorra, J. Brust, and K. Niemax, "Basic investigations for laser microanalysis : Iv. the dependence on the laser wavelength in laser ablation," *Microchimica Acta*, vol. 108, no. 1, p. 1 :10, 1992.
- [153] L. St-Onge, V. Detalle, and M. Sabsabi, "Enhanced laser-induced breakdown spectroscopy using the combination of fourth-harmonic and fundamental nd :yag laser pulses," *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 57, no. 1, p. 121 :135, 2002.
- [154] T. N. Piehler, F. C. DeLucia, C. A. Munson, B. E. Homan, A. W. Miziolek, and K. L. McNesby, "Temporal evolution of the laser-induced breakdown spectroscopy spectrum of aluminum metal in different bath gases," *Applied optics*, vol. 44, no. 18, p. 3654 :3660, 2005.
- [155] J. T. Knudtson, W. B. Green, and D. G. Sutton, "The uv-visible spectroscopy of laser-produced aluminum plasmas," *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 10, p. 4771 :4780, 1987.
- [156] M. Corsi, G. Cristoforetti, M. Hidalgo, D. Iriarte, S. Legnaioli, V. Palleschi, A. Salvetti, and E. Tognoni, "Effect of laser-induced crater depth in laser-induced breakdown spectroscopy emission features," *Appl. Spectrosc.*, vol. 59, p. 853 :860, Jul 2005.
- [157] S.-B. Wen, X. Mao, R. Greif, and R. F. Russo, "Radiative cooling of laser ablated vapor plumes : Experimental and theoretical analyses," *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 5, p. 053104, 2006.
- [158] S. Joshi, H. El-Rabii, C. Dumitrescu, P. Puzinauskas, and A. P. Yalin, "Temperature and electron density measurements of laser-induced plasmas in air at elevated pressures," *Spectroscopy Letters*, vol. 44, no. 2, p. 103 :112, 2011.

- [159] M. Longenecker, L. Hüwel, L. Cadwell, and D. Nassif, “Laser-generated spark morphology and temperature records from emission and rayleigh scattering studies,” *Applied optics*, vol. 42, no. 6, p. 990 :996, 2003.
- [160] J. Hermann, C. Boulmer-Leborgne, and D. Hong, “Diagnostics of the early phase of an ultraviolet laser induced plasma by spectral line analysis considering self-absorption,” *Journal of applied physics*, vol. 83, p. 691 :696, 1998.
- [161] N. G. Glumac, G. S. Elliott, and M. Boguszko, “Temporal and spatial evolution of a laser spark in air,” *AIAA journal*, vol. 43, no. 9, p. 1984 :1994, 2005.
- [162] M. Akram, “Two-dimensional model for spark discharge simulation in air,” *AIAA journal*, vol. 34, no. 9, p. 1835 :1842, 1996.
- [163] M. N. Plooster, “Numerical simulation of spark discharges in air,” *Physics of Fluids*, vol. 14, no. 10, p. 2111 :2123, 1971.
- [164] A. Sharma, A. Bansal, A. Kishan, and R. Joarder, “Numerical simulation of radiation losses in a decaying laser spark using lbl method.,” *Applied Mechanics & Materials*, vol. 789, p. 287 :295, 2015.
- [165] R. Joarder, G. Gebel, and T. Mosbach, “Two-dimensional numerical simulation of a decaying laser spark in air with radiation loss,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 63, p. 284 :300, 2013.
- [166] D. Giulietti and L. A. Gizzi, “X-ray emission from laser-produced plasmas,” *La Rivista del Nuovo Cimento (1978-1999)*, vol. 21, no. 10, p. 1 :93, 1998.
- [167] A. Borghese and S. S. Merola, “Time-resolved spectral and spatial description of laser-induced breakdown in air as a pulsed, bright, and broadband ultraviolet–visible light source,” *Applied optics*, vol. 37, no. 18, p. 3977 :3983, 1998.
- [168] M. A. Khater, “Influence of laser pulse energy on vuv emission from laser plasmas under various ambient conditions,” *Rom. J. Phys*, vol. 58, p. 181 :192, 2013.
- [169] N. Böwering, T. Döhring, U. Gärner, and U. Heinzmann, “Spectral diagnosis of a laser-produced xuv source using a digital camera system with pinhole transmission grating,” *Laser and Particle Beams*, vol. 9, no. 02, p. 593 :601, 1991.
- [170] F. Ferioli, *Experimental characterization of laser-induced plasmas and application to gas composition measurements*. Thèse de doctorat, University of Maryland, 2005.
- [171] V. Mazhukin, V. Nossov, G. Flamant, and I. Smurov, “Modeling of radiation transfer and emission spectra in laser-induced plasma of al vapor,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 73, no. 2–5, p. 451 :460, 2002. Third International Symposium on Radiative Transfer.
- [172] M. Durand, *Filamentation laser femtoseconde IR : Interaction de deux filaments et Source de rayonnement secondaire longue distance*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2011.
- [173] P. T. Rumsby, J. W. M. Paul, and M. M. Masoud, “Interactions between two colliding laser produced plasmas,” *Plasma Physics*, vol. 16, no. 10, p. 969, 1974.
- [174] H. Luna, K. D. Kavanagh, and J. T. Costello, “Study of a colliding laser-produced plasma by analysis of time- and space-resolved image spectra,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 3, p. 033302, 2007.

- [175] J. Dardis and J. Costello, "Stagnation layers at the collision front between two laser-induced plasmas : A study using time-resolved imaging and spectroscopy," *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 65, no. 8, p. 627 :635, 2010. A Selection of Papers Presented at the 5th Euro-Mediterranean Symposium on Laser Induced Breakdown Spectroscopy (EMSLIBS 2009).
- [176] K. F. Al-Shboul, S. S. Harilal, S. M. Hassan, A. Hassanein, J. T. Costello, T. Yabuuchi, K. A. Tanaka, and Y. Hirooka, "Interpenetration and stagnation in colliding laser plasmas," *Physics of Plasmas*, vol. 21, no. 1, p. 013502, 2014.
- [177] H. Zhang, J. Lu, and X. Ni, "Optical interferometric analysis of colliding laser produced air plasmas," *Journal of Applied Physics*, vol. 106, no. 6, p. 063308, 2009.
- [178] M. Morsy and S. Chung, "Numerical simulation of front lobe formation in laser-induced spark ignition of ch<sub>4</sub>/air mixtures," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 29, no. 2, p. 1613 :1619, 2002.
- [179] T. Agarwal and L. Zimmer, "Two dimensional laser induced plasma spectroscopy for the measurements of local composition in gaseous flow and sprays," in *16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*, p. 09 :12, 2012.
- [180] G. 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.
- [181] A. L. Klein, W. Bouwhuis, C. W. Visser, H. Lhuissier, C. Sun, J. H. Snoeijer, E. Villermaux, D. Lohse, and H. Gelderblom, "Drop shaping by laser-pulse impact," *Physical review applied*, vol. 3, no. 4, p. 044018, 2015.
- [182] P. Kafalas and A. Ferdinand, "Fog droplet vaporization and fragmentation by a 10.6- $\mu$ m laser pulse," *Applied optics*, vol. 12, no. 1, p. 29 :33, 1973.
- [183] P. Kafalas and J. Herrmann, "Dynamics and energetics of the explosive vaporization of fog droplets by a 10.6- $\mu$ m laser pulse," *Applied optics*, vol. 12, no. 4, p. 772 :775, 1973.
- [184] R. G. Pinnick, A. Biswas, R. L. Armstrong, S. G. Jennings, J. D. Pendleton, and G. Fernández, "Micron-sized droplets irradiated with a pulsed co<sub>2</sub> laser : measurement of explosion and breakdown thresholds," *Applied optics*, vol. 29, no. 7, p. 918 :925, 1990.
- [185] H. Gelderblom, H. Lhuissier, A. L. Klein, W. Bouwhuis, D. Lohse, E. Villermaux, and J. H. Snoeijer, "Drop deformation by laser-pulse impact," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 794, p. 676 :699, 2016.
- [186] N. Page, "Shock waves generated by spark discharge," in *6th Australasian Hydraulics and Fluid Mechanics Conference*, 1977.
- [187] Q. Liu and Y. Zhang, "Shock wave generated by high-energy electric spark discharge," *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 15, p. 153302, 2014.
- [188] Q. Qin and K. Attenborough, "Characteristics and application of laser-generated acoustic shock waves in air," *Applied Acoustics*, vol. 65, no. 4, p. 325 :340, 2004.
- [189] F. Ferioli, P. V. Puzinauskas, and S. G. Buckley, "Laser-induced breakdown spectroscopy for on-line engine equivalence ratio measurements," *Appl. Spectrosc.*, vol. 57, no. 9, p. 1183 :1189, 2003.

- [190] P. Stavropoulos, A. Michalakou, G. Skevis, and S. Couris, “Laser-induced breakdown spectroscopy as an analytical tool for equivalence ratio measurement in methane–air premixed flames,” *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, vol. 60, no. 7–8, p. 1092 :1097, 2005.
- [191] L. Zimmer and S. Tachibana, “Laser induced plasma spectroscopy for local equivalence ratio measurements in an oscillating combustion environment,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, no. 1, p. 737 :745, 2007.
- [192] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media,” *Physics reports*, vol. 441, no. 2, p. 47 :189, 2007.
- [193] T. X. Phuoc, “An experimental and numerical study of laser-induced spark in air,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 43, no. 2, p. 113 :129, 2005.
- [194] G. Méchain, *Etude de la filamentation d’impulsions laser femtosecondes dans l’air*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2010.

**Titre :** Développement de nouvelles stratégies d'allumage laser : application à la propulsion aéronautique et/ou spatiale

**Mots clefs :** Plasma/Allumage/Double impulsion/Spectroscopie/Strioscopie/Imagerie

**Résumé :** Cette étude porte sur l'étude et la caractérisation d'un plasma induit par laser produit par une configuration en impulsion unique et en double impulsion. Une étude bibliographique a en effet permis d'identifier que cette seconde configuration avait donné des résultats encourageants - augmentation de la probabilité d'allumage - dans le cadre d'un allumage d'un spray de kérosène à froid. Des mesures par imagerie intensifiée, strioscopie et spectroscopie ont permis de caractériser l'évolution spatio-temporelle des dimensions du plasma et l'onde de choc induite, ainsi que de mesurer l'évolution temporelle de la température et de la densité électronique dans les deux configurations d'impulsions laser considérées. Ce travail expérimental nous a permis d'identifier le délai inter-impulsions comme l'un des paramètres essentiels déterminant l'efficacité du procédé en double-impulsion. Les observations ont également montré une physionomie du dépôt particulière, le claquage s'effectuant aux extrémités du plasma préexistant. Les observations et données obtenues lors de cette campagne expérimentale serviront de base de comparaison en vue de test d'allumages. Une étude préliminaire sur le claquage dans un spray de dodécane non-réactif a également été effectuée.

**Title :** Development of new laser ignition strategies : application to aeronautic/space propulsion

**Keywords :** Plasma/Ignition/Dual Pulse/Spectroscopy/Schlieren/Imaging

**Abstract :** This study focuses on the characterization of laser-induced plasma with a configuration using one or two laser pulses. Indeed, a bibliographic review reported encouraging results - increase in ignition probability - for the ignition of a cold kerosene spray. Measurements were carried out, including emission imaging, schlieren imaging and emission spectroscopy, for a temporal and spatial characterization of the plasma and the shockwave. The emission spectra were used for the measurement of the temporal evolution of the temperature and electron density of the plasma, for both configuration of laser pulses. This experimental work highlighted the importance of the inter-pulses delay which is one of the key parameter for the efficiency of the dual pulse breakdown process. Observations also showed that a peculiar energy deposition process takes place when two pulses are used, the second breakdown occurring on both ends of the existing plasma. All data collected with this experimental campaign will be used for comparison in future ignition tests. A preliminary study of the breakdown process occurring in a dodecane spray has also been undertaken.