

Filamentation laser en régime TW et applications

Aurélien Houard

▶ **To cite this version:**

Aurélien Houard. Filamentation laser en régime TW et applications. Optique [physics.optics]. Université Pierre & Marie Curie - Paris 6, 2015. tel-01431403

HAL Id: tel-01431403
https://hal.science/tel-01431403

Submitted on 10 Jan 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.

Université Pierre et Marie Curie Paris VI

Mémoire de soutenance pour l'

HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES

de

Aurélien HOUARD

Laboratoire d'Optique Appliquée,

ENSTA ParisTech, Ecole polytechnique, CNRS, Université Paris-Saclay

Filamentation laser en régime TW et applications

Soutenue publiquement le 2 juillet 2015 devant la commission d'examen composée de :

M. Patrick Audebert (LULI)	Président du Jury
M. Philippe Balcou (CELIA, Bordeaux)	Rapporteur
M. Jean-Michel Pouvesle (GREMI)	Rapporteur
M. Jean-Pierre Wolf (Université de Genève)	Rapporteur
M. Frédéric Druon (IOGS)	Examinateur
M. Stelios Tzortzakis (FORTH)	Examinateur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Antoine Rousse, directeur du Laboratoire d'Optique Appliquée et André Mysyrowicz, responsable du groupe ILM, pour m'avoir accueilli au LOA en 2009 en qualité d'ingénieur de recherche et m'avoir constamment soutenu et témoigné de leur confiance au cours de ces six dernières années.

Je remercie aussi chaleureusement tous mes collègues du groupe ILM, Yi Liu, Yves-Bernard André, Bernard Prade, Jérôme Carbonnel, Leonid Arantchouk, Armindo Dos Santos ainsi qu'Arnaud Couairon du CPHT avec qui j'ai eu le privilège de travailler.

Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été réalisés dans le cadre des thèses de Bing Zhou, Benjamin Forestier, Magali Durand, Sergey Mitryukovskiy, Amélie Jarnac et Guillaume Point et des postdoctorats de Yohann Brelet et Vytautas Jukna. J'ai eu la chance d'encadrer ou de co-encadrer ces étudiants et jeunes chercheurs passionnés, efficaces, et aux horizons divers. J'ai beaucoup appris à leur contact j'ai eu énormément de plaisir à travailler avec eux et j'espère leur avoir moi aussi transmis le gout de la recherche et les avoir aidés dans le parcours professionnel.

Ces années de travail au sein de l'équipe ILM m'ont convaincu que le travail d'équipe, la collaboration étroite et quotidienne et la complémentarité des talents dans une atmosphère amicale sont les ingrédients du meilleur travail de recherche. Dans le contexte actuel de compétition et de course à « l'excellence du chercheur», je reste persuadé qu'un chercheur seul n'est rien sans le soutien d'une équipe, de gestionnaires, de personnels techniques et de la direction du laboratoire. Dans mon cas le LOA a constitué un cadre idéal pour mon travail de recherche et je tiens à remercier l'ensemble de ses personnels pour leur aide.

Je remercie également Philippe Balcou, Jean-Pierre Wolf et Jean-Michel Pouvesle d'avoir pris de leur temps pour être rapporteurs de ce manuscrit ainsi que Stelios Tzortzakis, Patrick Audebert et Frédéric Druon qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse en tant qu'examinateurs.

Filamentation laser en régime TW et applications

Introduction 2
I. La filamentation laser femtoseconde 4
I.1 Propagation non linéaire et principe de la filamentation 4
I.1.1 Longueur d'auto-focalisation 6
I.1.2 Rôle du réservoir d'énergie 7
I.1.3 Modélisation de la propagation filamentaire 7
I.2 Quelques propriétés remarquables des filaments 9
I.2.1 Evolution de l'impulsion laser 9
I.2.2 Colonne de plasma générée 10
I.2.3 Fluorescence et effet laser 12
I.2.4 Effet de la focalisation 13
I.3 Références bibliographiques 14
II. Filamentation laser fs dans les milieux denses 17
II.1 Filamentation dans les solides 17
II.1.1 Filamentation en régime de dispersion anormale 17
II.1.1 Emission conique par filamentation dans la silice fondue 20
II.2 Filamentation dans l'eau 23
II.2.1 Etude en monofilamentation 23
II.2.2 Génération d'ondes acoustiques dans l'eau 25
II.3 Références bibliographiques 27
III. Filamentation d'un faisceau TW dans l'air 29
III.1 Filamentation à grande distance 29
III.1.1 Optimisation des filaments à grande distance 30
III.1.2 Effets à distance des filaments 31
III.2 Multifilamentation en laboratoire 32
III.2.1 Interaction de multifilaments 32
III.2.2 Effet de nettoyage du faisceau 33
III.2.3 Superfilamentation 35
III.3 Dépôt d'énergie dans l'air par filamentation 38
III.3.1 Introduction 38
III.3.2 Mesure par interférométrie transverse 39
III.4 Références bibliographiques 40
IV. Initiation et guidage de décharges par filamentation laser 43
IV.1 Introduction 43
IV.2 Etude de décharges guidées centimétriques 44
IV.2.1 Interféromètre à deux couleurs 44
IV.2.2 Densité électronique 45
IV.3 Eclateur à fort courant déclenché par laser 47
IV.4 Générateur de Marx déclenché par filament laser 48
IV.5 Guidage de décharges métriques par filamentation 50
IV.5.1 Générateur de Tesla 50
IV.5.2 Application à l'antenne plasma RF injectée 53
IV.5.3 Etude du guidage de décharges longues par laser 54
IV.6 Références bibliographiques 58
Conclusion et perspectives 61

Introduction

Contexte

Dans la continuité de ma thèse, depuis 2009 mes travaux de recherche ont porté sur l'étude du régime de propagation non-linéaire appelé filamentation. Je me suis intéressé plus particulièrement à la caractérisation de la colonne de plasma produite par filamentation laser d'impulsions femtoseconde intenses dans l'air, l'eau et la silice et à ses possibles applications, notamment liées au guidage de décharges électriques.

La plupart de ces travaux ont été réalisés au Laboratoire d'Optique Appliquée, dans le cadre des thèses de Bing Zhou, Benjamin Forestier, Magali Durand, Sergey Mitryukovskiy, Amélie Jarnac et Guillaume Point et des postdoctorats de Yohann Brelet et Vytautas Jukna.

D'autres études réalisées étroitement avec Yi Liu et André Mysyrowicz et que je ne détaillerai pas dans ce manuscrit, ont porté sur l'interaction de filaments dans les gaz, la génération de rayonnement THz et de troisième harmonique par filamentation dans l'air, l'effet laser dans les filaments ou la compression temporelle d'impulsions femtoseconde énergétiques dans les guides planaires.

Histoire de la filamentation laser

Depuis sa première démonstration en 1960 le laser s'est montré être un puissant outil pour l'étude des phénomènes physiques et biologiques. Il est aujourd'hui couramment utilisé dans l'industrie, les télécommunications, l'informatique ou la médecine. D'un point de vue fondamental, le challenge consiste désormais à explorer des régimes d'intensité ou de puissance plus élevés que les développements technologiques récents ont rendus à portée de main. Produire une intensité laser conséquente nécessite l'emploi d'un laser pulsé, mais pour accroître cette intensité on peut soit augmenter l'énergie de l'impulsion, soit la comprimer temporellement. La première voie est par exemple celle développée dans les projets de fusion par confinement inertiel par laser, puisque ce processus nécessite l'apport d'une énergie considérable. La seconde voie, qui consiste à raccourcir la durée des impulsions, est celle qui a été étudiée depuis près de 30 ans au Laboratoire d'Optique Appliquée. Les percées technologiques majeures faites à la fin des années 80 (comme l'invention du CPA [Strickland85] et le développement des cristaux de Titane:Saphir) ont permis le développement de sources laser produisant des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes et dont la puissance crête peut aujourd'hui atteindre des centaines de Térawatts. Plus modestement, avec une chaîne laser de quelques Gigawatts, on observe des effets non-linéaires importants en propageant ces impulsions dans le milieu le plus largement disponible : l'air.

On a longtemps pensé que les impulsions ultra-courtes n'étaient pas adaptées à la propagation sur de grandes distances dans l'air. Par exemple, dans un régime de propagation linéaire l'intensité crête d'une impulsion de 30 fs avec un faisceau de 5 mm est supposée être réduite de deux ordres de grandeur après 1 km de propagation dans l'air, en raison des effets combinés de la diffraction et de la dispersion de vitesse de groupe. Cependant, des expériences mettant en jeu un des premiers lasers infrarouge femtoseconde intense ont montré le contraire [Braun95]. Au lieu de diminuer, l'intensité crête du laser augmentait jusqu'à une valeur voisine de 10^{13} W.cm^{-2}. En effet, avec des impulsions très courtes, même si l'énergie de l'impulsion est modeste, son intensité crête est telle que les nonlinéarités de l'air deviennent importantes. Deux effets non-

linéaires jouent un rôle prépondérant : L'effet Kerr optique qui modifie l'indice du milieu, conduisant à une auto-focalisation du faisceau sur lui-même, et l'ionisation multiphotonique qui entre en jeu lorsque l'intensité du laser devient suffisamment élevée, empêchant l'effondrement du faisceau sur lui-même en le défocalisant. La compétition dynamique entre effet Kerr optique et ionisation multiphotonique donne lieu à ce qu'il est devenu coutume d'appeler un filament. Le processus de filamentation, outre la contraction du faisceau qui persiste sur de grandes distances, conduit à un élargissement considérable du spectre du laser et à la création de canaux de plasma faiblement ionisés.

L'étude de la filamentation laser dans les gaz mais aussi dans les solides et liquides mobilise de plus en plus de chercheurs partout dans le monde et le nombre de publications sur le sujet a considérablement cru ces dix dernières années. On peut mentionner en particulier plusieurs articles de revue parus récemment [Chin05, Couairon07, Bergé07, Kasparian08, Milchberg13]. Depuis la découverte de ce phénomène qui permet naturellement de maintenir dans le cœur d'un faisceau laser une intensité élevée sur une grande distance, de nombreuses applications de la filamentation ont été proposées. Deux propriétés particulièrement remarquables sont à la base de ces applications :

Intensité élevée et processus optiques non-linéaires

Les multiples effets non-linéaires qui sont en jeu dans le filament en font une source de rayonnements secondaires unique. En effet, l'impulsion laser connaît un élargissement spectral conséquent vers le domaine IR et surtout vers l'UV. Elle constitue ainsi une source de lumière blanche cohérente intense prometteuse pour des applications de spectroscopie laser à distance (LIDAR) [Kasparian03,Petrarca14] et la génération d'impulsions lasers de quelques cycles [Hauri04]. Le filament s'avère aussi particulièrement efficace pour la spectroscopie par ablation laser (ou LIBS) [Stelmaszczyk04].

Colonne de plasma

L'intensité dans le cœur du filament est assez élevée pour ioniser l'air, produisant un mince canal de plasma faiblement ionisé. Ce long canal pourrait servir de paratonnerre laser [Diels97], d'antenne virtuelle dans le domaine radiofréquence [Forestier10], de guide d'onde pour des impulsions micro-ondes [Musin07] et peut provoquer la nucléation de gouttelettes d'eau dans l'air humide [Rohwetter10]. Enfin, le plasma génère au moment de sa formation une impulsion électromagnétique dans le domaine THz [D'Amico07, Houard08] ainsi qu'une émission laser UV très directive [Luo03,Yao11] qui pourraient être mises à profit pour des applications de spectroscopie à distance.

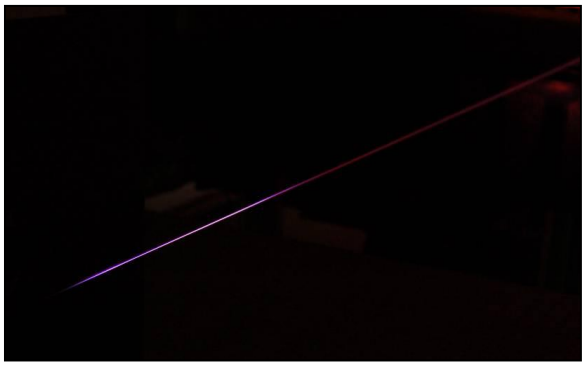


Figure 0.1 : Photographie d'un filament de 80 cm produit dans l'air en focalisant une impulsion de 8 mJ, 50 fs avec une lentille de focale 2 m. La couleur bleutée est due à la fluorescence de l'azote excité dans le plasma.

I. La filamentation laser femtoseconde

I.1 Propagation non linéaire et principe de la filamentation

La filamentation laser est un phénomène physique remarquable qui apparait spontanément dans un faisceau laser intense et bref se propageant dans un milieu transparent tel que l'air, l'eau ou le verre. La conjonction de plusieurs effets nonlinéaires produit alors la contraction d'une partie du faisceau dans un mince canal de lumière qui laisse dans son sillage une colonne de plasma. On peut observer ces filaments dans la plupart des milieux transparents (gaz, liquides, solides) mais ils apparaissent à des niveaux d'intensités plus élevés (environ 1000 fois) dans les gaz que dans les milieux denses.

On conçoit que la propagation d'une telle impulsion dans l'atmosphère n'obéit plus aux lois de l'optique classique car les propriétés optiques du milieu sont modifiées en présence du champ intense. Le premier effet qui va intervenir est l'effet Kerr optique, représenté schématiquement sur la Figure 1.1. L'indice de réfraction de l'air est augmenté en présence d'un champ électromagnétique, selon la relation

$$n = n_0 + n_2 I_L(r, t). \qquad (1.1)$$

Cet effet est bien connu depuis l'avènement des lasers dans les années 60 car il apparaît facilement dans les milieux denses où l'indice non linéaire $n_2 I$ est grand, même pour des puissances laser de quelques Mégawatts [Shen84]. Il est notamment responsable de la cassure des matériaux amplificateurs dans les chaînes laser à haute puissance. En revanche, dans un gaz tel que l'air où l'indice est très voisin de celui du vide, la modification de l'indice est beaucoup moins importante mais cumulée sur de longues distances, elle aboutit néanmoins à des effets spectaculaires. Pour bien comprendre cet effet, considérons une tranche temporelle de l'impulsion au voisinage de son sommet et intéressons nous à la répartition spatiale de l'intensité. Celle-ci est maximale au centre du faisceau. L'effet Kerr optique réalise pour cette tranche temporelle l'équivalent d'une lentille, car le faisceau voit un indice plus important au centre de la pupille que sur les bords où l'intensité laser est faible. L'effet Kerr fera donc converger un faisceau initialement collimaté. Son action est relativement faible, mais cet effet est cumulatif. On aura donc l'équivalent d'une série de lentilles de plus en plus convergentes.

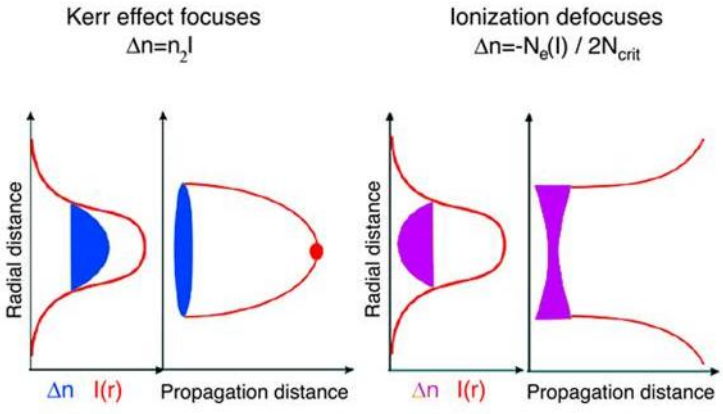


Figure 1.1 : Schéma du principe de l'effet Kerr et de la défocalisation plasma pour un faisceau à profil gaussien.

Au-dessus d'une certaine puissance initiale P_{cr} appelée puissance critique, l'effet Kerr pourra même se poursuivre au-delà de la limite imposée par la diffraction [Marburger75]. Cette puissance critique a pour expression dans le cas d'un faisceau de profil gaussien :

$$P_{cr} = \frac{3{,}77\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2}, \qquad (1.2)$$

où n_0 est l'indice linéaire du milieu, λ_0 = 800 nm est la longueur d'onde du laser et n_2 l'indice nonlinéaire du milieu associé à l'effet Kerr. Dans l'air à 800 nm $n_2 = 7{,}4.10^{-20}$ $cm^2.W^{-1}$ ce qui donne une puissance critique de Pcr (air) ~ 5 GW, tandis que dans l'eau $n_2 = 4{,}1.10^{-16}$ $cm^2.W^{-1}$ à 800 nm ce qui correspond à une puissance critique P_{cr}(eau) ~ 0,4 MW [Whalstrand2012, Boyd08]. Cette puissance critique est la grandeur caractéristique associée à la filamentation, dans la mesure où c'est le principal critère d'apparition du phénomène de filamentation.

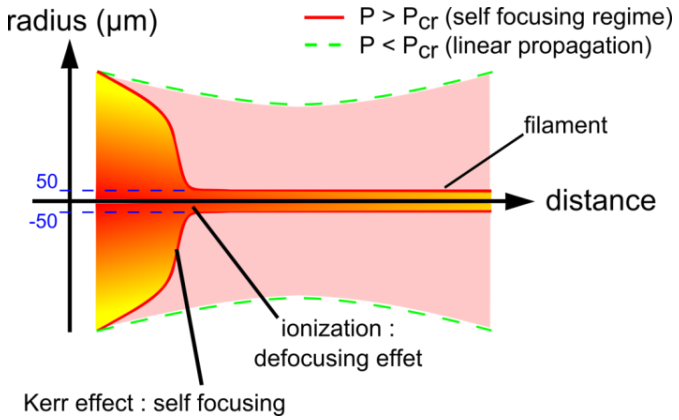


Figure 1.2 : Schéma de principe de la filamentation d'un faisceau laser femtoseconde.

On a donc affaire à un effet catastrophique et l'on s'attend à un effondrement du faisceau car même la diffraction naturelle serait incapable d'arrêter le processus. Cependant, avant d'atteindre cette limite où le diamètre du faisceau devient inférieur à la longueur d'onde, l'intensité devient tellement importante que d'autres effets, fortement improbables à plus faible intensité, entrent en jeu. L'effet principal est la

photoionisation. Le champ électrique associé à l'impulsion laser devient suffisamment important pour arracher des électrons périphériques aux molécules d'oxygène et d'azote contenues dans l'atmosphère. Un plasma se forme alors rendant l'air électriquement conducteur. Ce plasma étant peu dense (ρ_e = ~10^{16} $e^-.cm^{-3}$), sa principale action est de contrecarrer l'autofocalisation du faisceau due à l'effet Kerr optique. En effet, la présence d'un plasma de densité électronique ρ diminue l'indice de réfraction, selon la loi :

$$n = n_0 + n_2 I - \frac{\rho}{2\rho_c}, \tag{1.2}$$

où ρ_c est la densité critique du plasma, densité à partir de laquelle le plasma est parfaitement réfléchissant à la longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. Dans notre cas elle vaut

$$\rho_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2}\omega_0 \tag{1.3}$$

A nouveau, cet effet dépend de l'intensité locale du champ laser. Celle-ci étant maximale sur l'axe, on a maintenant l'équivalent d'un effet de lentille divergente. Il s'installe alors une compétition entre la focalisation par effet Kerr et la défocalisation due à la production de charges libres qui empêche l'effondrement du faisceau. Il en résulte un faisceau laser très mince (~ 100 µm) qui conserve une intensité lumineuse très élevée sur de longues distances, sans être affecté par la diffraction du milieu. On appelle ce régime particulier « filamentation ».

De nombreux effets linéaires et non-linéaires entrent en jeu dans le processus de filamentation femtoseconde. Leur importance respective dépend beaucoup du milieu considéré et de la longueur d'onde. Ainsi, dans les milieux denses, l'absorption multiphoton et la dispersion deviennent importantes alors que dans les gaz c'est principalement la défocalisation par le plasma qui équilibre l'effet Kerr et la diffraction.

Une autre interprétation a été proposée en 2010 par Béjot *et al.* selon laquelle la variation d'indice due à l'effet Kerr dans l'air s'inverserait à très haute intensité et serait capable de stopper le collapse initial du faisceau [Bejot2010]. L'ionisation jouerait alors un rôle secondaire dans la propagation de l'impulsion. Ce modèle dit de HOKE a été largement débattu dans la communauté [Polynkin11, Brée11, Chen10] mais nos résultats de mesure dans les gaz montrent un meilleur accord avec le modèle « classique » qui reste par ailleurs le plus largement adopté par les chercheurs.

Notons que les simulations de propagation filamentaire présentées dans ce manuscrit se basent toutes sur le modèle classique et ne prennent en compte que les deux premiers ordres de l'indice nonlinéaire.

I.1.1 Longueur d'auto-focalisation

La distance au bout de laquelle un faisceau laser collimaté va s'effondrer jusqu'au collapse sous l'action de l'effet Kerr aussi appelée longueur d'autofocalisation *Lc* est assez bien approximée par une formule semi-empirique [Marburger75] :

$$L_c = \frac{0,367 L_{DF}}{\sqrt{\left[(P/P_{cr})^{1/2} - 0,852\right]^2 - 0,0219}}, \tag{1.4}$$

où L_{DF} est la longueur de Rayleigh du faisceau. Cette équation est valide pour l'effondrement de faisceaux gaussiens de puissance initiale modérée dans des milieu où

l'effet Kerr est l'effet non-linéaire dominant. Ainsi pour un faisceau collimaté de $10P_{cr}$ et un diamètre w_0 = 0,5 cm la distance de collapse $Lc \sim$ 15,6 m. Pour des puissances plus élevées (100 P_{cr}) cette formule n'est plus valide puisque des filaments multiples peuvent se former par instabilité modulationnelle, c'est à dire par amplification du bruit de phase présent dans le profil spatial du faisceau.

Pour un faisceau convergent (ou divergent) focalisé à l'aide d'une lentille de focale f, la longueur d'effondrement du faisceau $L_{c,f}$ est ramenée avant le foyer géométrique de la lentille suivant la loi :

$$\frac{1}{L_{c,f}} = \frac{1}{L_c} + \frac{1}{f}. \tag{1.5}$$

I.1.2 Rôle du réservoir d'énergie

Si la partie la plus remarquable du filament est son cœur intense ionisant d'une centaine de microns dans lequel l'intensité laser dépasse quelques 10^{13} W/cm^2, le faisceau autoguidé comprend aussi une zone périphérique de plus faible intensité qui alimente en permanence le cœur du filament. Da taille millimétrique, cette zone est généralement appelée réservoir d'énergie. Comme suggéré par Mlejnek *et al.* en 1999, le réservoir contient la majeure partie de l'énergie du filament. Il permet au filament de se régénérer et de persister sur de longues distances même lorsque le cœur intense est perturbé ou bloqué par un obstacle [MlejnekPRL99]. Dans le cas de filaments multiples les différents filaments interagissent essentiellement par leur biais de leur réservoir d'énergie. On voit alors apparaitre dans le faisceau des réseaux de réservoir d'énergie.

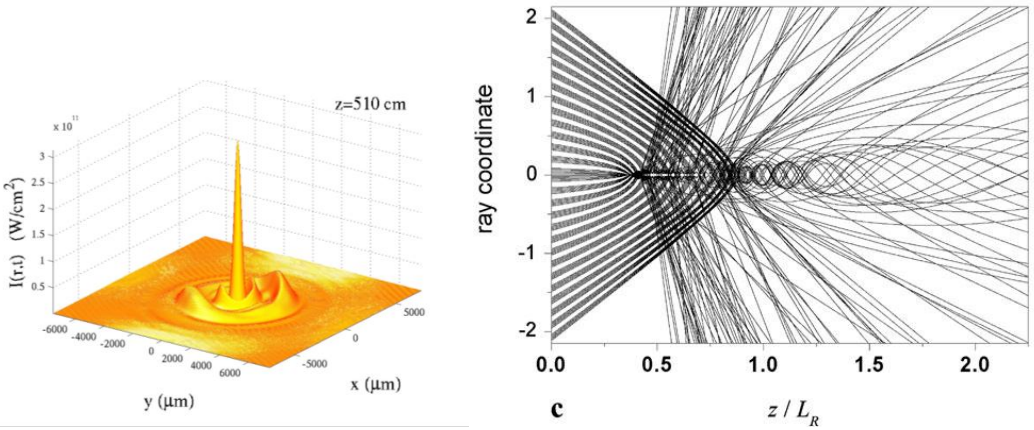


Figure 1.3 : A gauche : profile d'intensité dans un faisceau au cours de la filamentation. A droite : Calcul de tracé de rayon d'une impulsion filamentée illustrant le rôle du bain d'énergie et les cycles de refocalisation [Geints2012].

I.1.3 Modélisation de la propagation filamentaire

Les simulations de filamentation présentées dans ce manuscrit ont été réalisées par l'équipe d'Arnaud Couairon au Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, avec qui nous collaborons étroitement. Il a développé un code numérique basé sur une équation de propagation unidirectionnelle de l'enveloppe du champ électrique et qui rend compte de la propagation non-linéaire d'une impulsion laser intense dans un milieu

qui peut être gazeux, liquide ou solide. Une description détaillée de la méthode numérique est présentée dans la référence [Couairon2011].

Une version simplifiée du modèle peut être décrite comme suit. On considère une onde électromagnétique dont la période est de l'ordre de 10^{-15} seconde, contenue dans une enveloppe dont la durée caractéristique est petite devant la picoseconde. Mathématiquement, cette impulsion peut être initialement décrite par l'équation

$$E(\vec{r},t,0) = \mathcal{E}(\vec{r},t,0)e^{-i\omega_0 t}, \tag{1.6}$$

où ω_0 est la pulsation associée à la longueur d'onde centrale du laser λ_0 et où l'enveloppe $\mathcal{E}$est décrite par

$$\mathcal{E}(\vec{r},t,0) = \mathcal{E}_0 \exp\left(\frac{r^a}{w_0^a} - \frac{t^2}{t_p^2} - iC\frac{t^2}{t_p^2}\right), \tag{1.7}$$

où w_0 est la dimension transversale de l'enveloppe (pour une enveloppe gaussienne a = 2), t_p sa largeur temporelle à mi-hauteur et C traduit le chirp de l'impulsion.

Pour décrire l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation, il faut résoudre l'équation d'enveloppe non-linéaire (aussi appelée équation de Schrödinger non-linéaire). En supposant l'enveloppe $\mathcal{E}(\vec{r},t,z)$ lentement variable dans le temps et en passant dans le domaine fréquentiel ($\mathcal{E}(r,t,z) \rightarrow \tilde{\mathcal{E}}(r,\omega,z)$) on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \frac{i}{2k(\omega)}\Delta_\perp \tilde{E} + i\sum_{l=2}^{+\infty}\frac{k_0^{(l)}}{l!}(\omega-\omega_0)^l\,\tilde{E} + \frac{1}{2\varepsilon_0 cn(\omega)}\left(i\omega\,\tilde{P} - \tilde{J}\right), \tag{1.8}$$

avec

$$k_0^{(p)} = \left.\frac{\partial^p k}{\partial \omega^p}\right|_{\omega_0}.$$

Le premier terme de l'équation (1.8) traduit l'effet de la diffraction, le second la dispersion de vitesse de groupe. Enfin le dernier terme regroupe les effets non-linéaires associés à la polarisation $\tilde{P}$ et à la densité de courant $\tilde{J}$. Ces termes non-linéaires peuvent se décomposer de la façon suivante :

- un terme de polarisation lié à l'effet Kerr responsable de l'autofocalisation :

$$P_{Ke}(t) = 2\varepsilon_0 n_0 n_2 |E|^2 E(t),$$

- les pertes non-linéaires dues à la photoionisation :

$$J_{nl}(t) = \frac{W\left(|E|^2\right)}{|E|^2}(\rho_n - \rho(t))E(t),$$

- les effets du plasma sur l'impulsion (défocalisation et absorption) :

$$\frac{\partial J_{pl}}{\partial t} + \frac{J_{pl}}{\tau_c} = \frac{e^2}{m}\rho(t)E(t),$$

où W est le taux d'ionisation calculé à l'aide du modèle Keldysh-PPT [Perelomov66], $\rho_n$la densité des neutres, $\rho(t)$ la densité électronique, τ_c le temps de transfert de quantité de mouvement par collision.

L'équation (1.8) est couplée à une seconde équation de l'évolution de la densité électronique dans l'espace et le temps :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W\left(|E|^2\right)(\rho_n - \rho(t)) + \frac{\sigma}{U_i}\rho(t)|E(t)|^2, \quad (1.9)$$

où le premier terme décrit la photo-ionisation et le second l'ionisation par avalanche et où U_i est le potentiel d'ionisation de la molécule ou de l'atome et σ la section efficace de Bremsstrahlung inverse.

Un exemple de simulation numérique réalisée pour un faisceau laser femtoseconde à 800 nm de 25 P_{cr} se propageant collimaté dans l'air est présenté en figure 1.4.

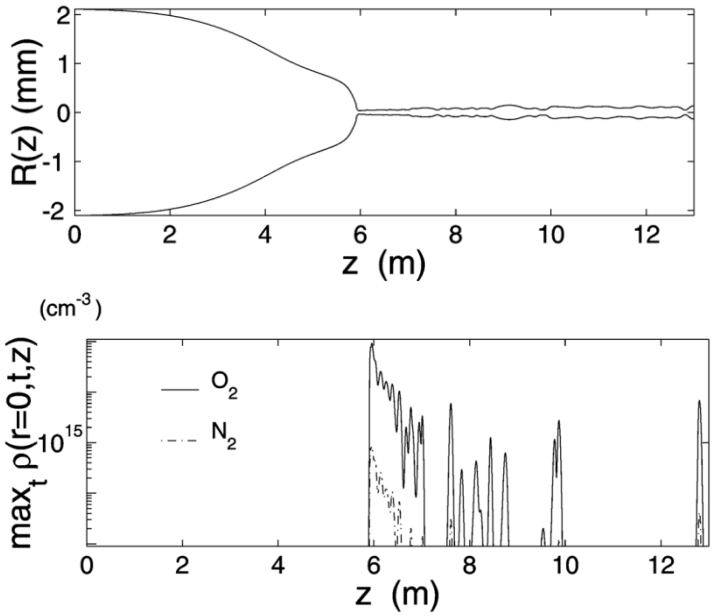


Figure 1.4 : Simulation numérique d'un filament. Evolution du diamètre et de la densité maximum d'électrons libre en fonction de la distance de propagation *z* [Couairon2002].

I.2 Quelques propriétés remarquables des filaments

I.2.1 Evolution de l'impulsion laser

I.2.1.1 Emission conique et génération de continuum de lumière

L'impulsion laser présentant une intensité qui varie dans le temps, elle induit dans le milieu qu'elle traverse une variation temporelle de l'indice de réfraction $n = n_0 + n_2 I(r, t)$. Cet effet sur la phase induit une importante déformation spatio-temporelle de l'impulsion, qui a pour effet de modifier son spectre. On appelle ce phénomène auto-modulation de phase. Dans le filament, l'auto-modulation de phase permet ainsi d'élargir le spectre initial IR (quelques dizaines de nanomètres de largeur et centré à λ = 800 nm) de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain [Kasparian00, Théberge08]. L'extension du spectre vers l'UV que l'on désigne sous le terme de continuum de lumière blanche peut même, lorsqu'elle est générée de façon contrôlée dans certains gaz rares comme l'Argon, être comprimée pour produire des impulsions de quelques cycles optiques (7 à 10 fs) [Hauri04].

Au cours du processus de filamentation, une partie des composantes spectrales générées sont réparties dans des anneaux dont l'angle augmente avec la fréquence. C'est

anneaux de couleur caractéristiques des filaments sont appelés émission conique (voir figure 1.5).

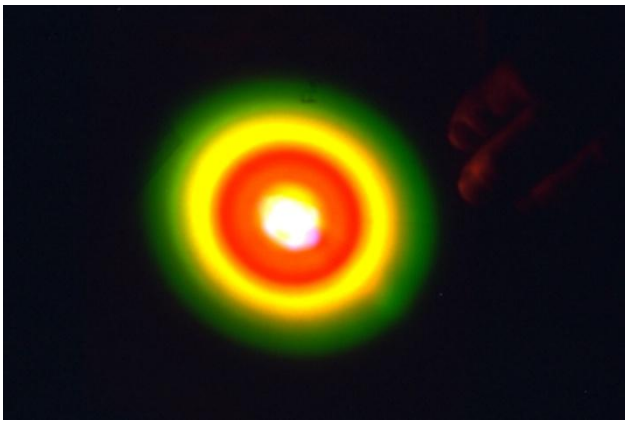


Figure 1.5 : Photographie de l'émission conique d'un filament obtenu en propageant dans l'air un faisceau collimaté de 30 mJ, 150 fs sur une distance de 50 m [Nibbering96].

I.2.2 Colonne de plasma générée

Dans son état initial le plasma est source d'un rayonnement à la fréquence plasma. En mesurant la fréquence du rayonnement et sa largeur spectrale on peut calculer la densité et la température des électrons. Le mécanisme d'émission est le suivant : le champ électrique de l'onde laser génère une séparation de charge dans le plasma et cette séparation de charge génère un champ électrique qui s'oppose à la séparation de charge. Il en résulte que les électrons oscillent autour des ions plus lourds générant un courant oscillant amorti rayonnant dans la gamme des fréquences THz.

La résolution des équations du mouvement des électrons et de la loi de Poisson permet le calcul de la densité spectrale de rayonnement I(ω) de ce rayonnement THz [Damico07]:

$$I(\omega)\,\alpha\,\frac{\omega^2}{(\omega^2-\omega_{pe}^2)^2+\nu_{en}^2\,\omega^2} \tag{1.10}$$

L'expression analytique du spectre comporte la pulsation plasma ω_{pe} et la fréquence de collision électrons-neutres ν_{en}. Rappelons les expressions de ω_{pe} et ν_{en} en fonction de la densité ρ_e du plasma et de la température électronique T_e dans le cas du filament :

$$\omega_{pe}^2=\frac{\rho_e\,e^2}{\varepsilon_0\,m_e} \quad \text{et} \quad \nu_{en}=\sigma_s\,\rho_0\sqrt{\frac{3e}{m_e}}\sqrt{T_e}$$

avec ρ_0 la densité des molécules neutres, σ_s la section efficace de collision électrons neutres, T_e la température électronique en eV, m_e la masse de l'électron.

La figure 1.6 montre une mesure de spectre THz généré par filamentation dans l'air et mesurée au LOA à l'aide d'un système d'échantillonnage électro-optique.

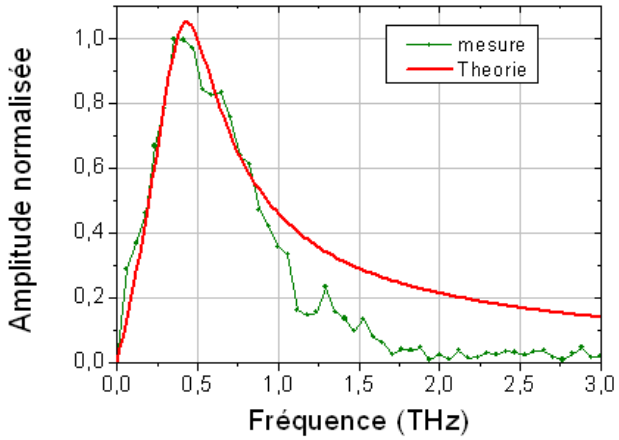


Figure 1.6 : Spectre du rayonnement THz émis par un filament dans l'air mesuré par échantillonnage électro-optique.

Un ajustement numérique réalisé à partir de la formule (1.10) avec les valeurs σ_s = 1,65 x10^{-19} m^2 et ρ_0 = 2,7 10^{25} m^{-3} permet d'estimer les paramètres initiaux du plasma :

- Densité électronique : ρ_e = 2x10 ^{21} m^{-3}
- Température électronique : T_e = 1,9 eV

Ces valeurs sont en bon accord avec plusieurs mesures réalisées au moyen d'autres techniques [Bodrov11, Chen10] ainsi qu'avec la densité initiale calculée par simulations numériques (voir figure 1.4).

Connaissant la densité électronique et la fréquence de collision, on peut calculer la conductivité statique correspondante :

$$\sigma_0 = \frac{\rho_e\, e^2}{m_e\, \nu_{en}}.$$

Avec nos valeurs σ_0 = 21 Ω^{-1}.m^{-1}. La résistance est liée à la conductivité par la relation : $\sigma_0 = 1/(\pi\, w_0^2\, R)$ où w_0 est la taille du filament supposé gaussien. La résistance a été mesurée dans le cas d'un monofilament et estimée à R = 1,2 10^6 Ω/m.

Après le passage de l'impulsion laser, le canal ionisé est constitué d'électrons, d'ions positifs d'oxygène moléculaire O_2^+ (majoritaires), d'ions positifs d'azote moléculaire N_2^+ (en moindre quantité) et d'ions négatifs O_2^- formés par attachement électronique. Leur évolution peut être décrite par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{d\rho_e}{dt} = -\beta_{ep}\,\rho_e\,\rho_p - \eta\,\rho_e + \alpha(I_2)\,\rho_e + \sigma\left(\dfrac{I_2(t)}{h\upsilon}\right)\rho_n \\ \dfrac{d\rho_p}{dt} = -\beta_{ep}\,\rho_e\,\rho_p - \beta_{np}\,\rho_n\,\rho_p + \alpha(I_2)\,\rho_e \\ \dfrac{d\rho_n}{dt} = -\beta_{np}\,\rho_n\,\rho_p + \eta\,\rho_e - \sigma\left(\dfrac{I_2(t)}{h\upsilon}\right)\rho_n \end{cases} \qquad (1.11)$$

où ρ est la densité et les indices *e, n* and *p* correspondent respectivement aux électrons, ions négatifs et ions positifs. β_{ep}, β_{np} sont les taux de recombinaison électron-ion et ion-ion et η le taux d'attachement aux molécules neutres. Le coefficient d'attachement η dépend de l'amplitude du champ électrique et inclue les interactions à deux corps et à trois corps [Zhao95]. α est le taux ionisation par impact qui dépend de l'intensité laser et calculé à partir du modèle de Drude [Yablonovitch72]. L'évolution de la densité électronique et de la densité d'ions négatifs calculée à partir des équations (1.11) est présentée en figure 1.7.

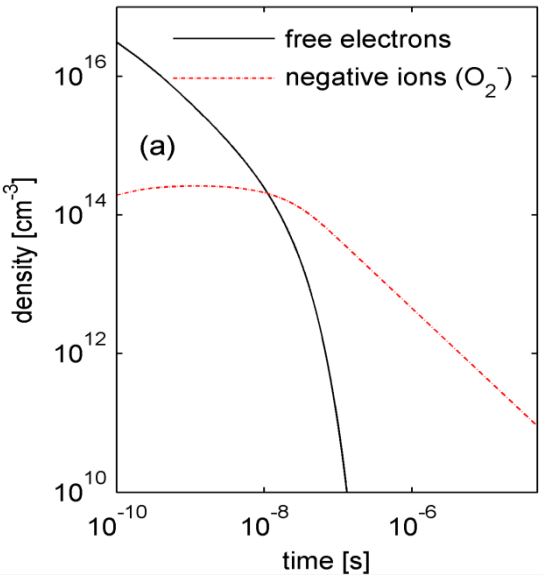


Figure 1.7 : Evolution de la densité des électrons libres et de ions négatifs au centre du filament pour $\rho_{e0} = 2.10^{16}$ cm^{-3}.

On voit que la densité du plasma et donc sa conductivité diminue d'au moins un ordre de grandeur en quelques nanosecondes.

Ce modèle très simple permet de décrire qualitativement l'évolution de la densité électronique du plasma du filament. Il est en bon accord avec les diverses mesures de la durée du vie du plasma rapportées dans la littérature. Néanmoins un modélisation plus fidèle nécessiterait de considérer les diverses réactions chimiques entre les espèces présentes dans l'atmosphère ainsi que les effets hydrodynamiques.

I.2.3 Fluorescence et effet laser

Dans un filament généré dans l'air la luminescence bleutée du plasma (voir figure 1.1) est principalement due aux molécules d'azote. Le spectre de cette luminescence est présenté en figure 1.8. L'indicatif 1 correspond au premier système négatif ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$) de N_2^+ et l'indicatif 2 au second système positif ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$) de N_2. Les nombres ($v - v'$) sont respectivement les nombres quantiques vibrationnels pour l'état bas et l'état haut de la transition. Même si la luminescence n'est pas strictement proportionnelle à la densité électronique du plasma, elle permet d'estimer facilement la forme de la colonne de plasma du filament et est un des diagnostics les plus couramment utilisés pour observer les filaments.

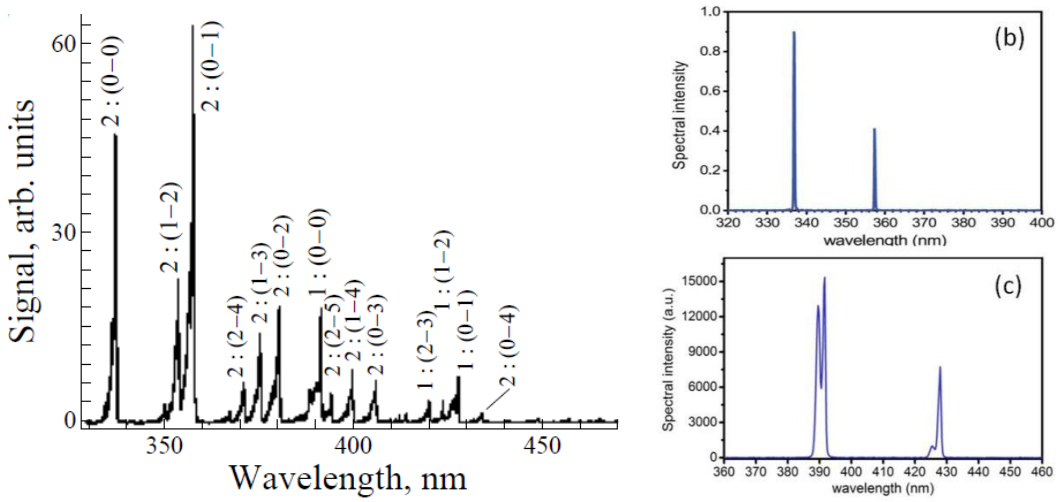


Figure 1.8 : (a) Spectre d'émission d'un filament de plasma produit dans l'air, présentant les raies d'émission caractéristique de l'azote moléculaire [Talebpour01]. (b) Spectre de l'émission laser vers l'arrière (b) et vers l'avant mesuré en laboratoire.

Suggérée pour la première fois par Luo *et al.* en 2003 l'étude du gain laser dans les filaments a connu un regain d'intérêt considérable ces trois dernières années. Ce gain laser pourrait trouver des applications importantes pour la spectroscopie nonlinéaire à distance. Ainsi, un faible gain dans l'UV avait été annoncé par un groupe de Laval en 2003 lorsqu'une impulsion femtoseconde intense à 800 nm se propageait dans l'air pour former un filament [Luo2003]. Plus récemment un groupe de Shanghai a montré l'existence d'un fort gain dans l'UV, également dans l'air [Yao2011]. Nous avons également montré que l'émission laser dans l'atmosphère conduit à une intensité UV de l'ordre du MW [Liu13, Point14]. Cependant il est indispensable pour approfondir ces travaux et rendre la source utilisable pour des applications de comprendre la physique sous-jacente à l'effet laser vers l'avant et vers l'arrière. Pilotée par Yi Liu cette étude est actuellement un des principaux axes de recherche de notre équipe.

I.2.4 Effet de la focalisation

Si la notion de filamentation laser implique un effet de saturation de l'intensité laser lié à l'ionisation ou à d'autres effets non-linéaires, la valeur de ce « clamping » de l'intensité va dépendre sensiblement de la convergence du faisceau. Cette dépendance se traduit directement par une variation de la densité électronique initiale comme le montrent les mesures présentées dans la figure suivante. Ainsi, on remarque que lorsqu'on augmente le rayon de courbure du faisceau initial la densité électronique croit rapidement tandis que la longueur du filament diminue. Nous verrons que cet effet de focalisation peut avoir des implications importantes sur les propriétés des filaments dans l'air et dans l'eau.

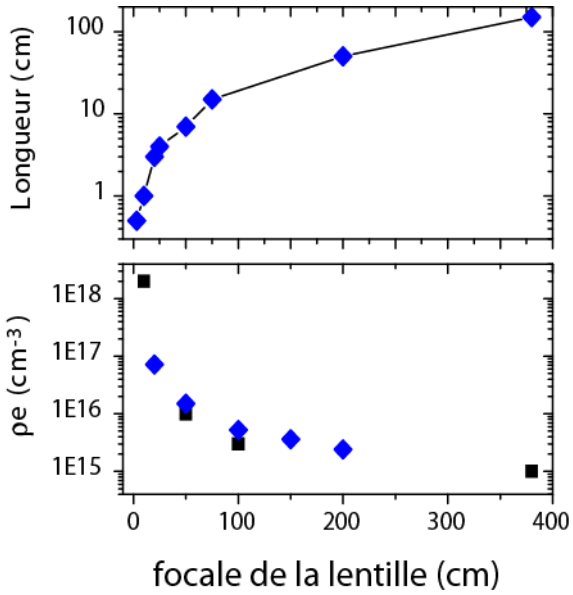


Figure 1.9 : Longueur et densité électronique moyenne du canal de plasma en fonction de la focale de la lentille utilisée pour une impulsion de 2,5 mJ, 50 fs et un faisceau incident de 8 mm de diamètre. Mesures tirées de la référence [Theberge06] (carrés noirs) ou mesurés à l'aide de l'émission THz [Houard07] ou de la fluorescence du plasma (losanges bleus).

I.3 Références bibliographiques

[Bejot2010] P. Béjot, *et al.*, "Higher-Order Kerr Terms Allow Ionization-Free Filamentation in Gases," Phys. Rev. Lett. **104**, 103903 (2010)

[Bergé07] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian & J.-P. Wolf, "Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media," Rep. Prog. Phys. **70**, 1633 (2007)

[Boyd08] R.W. Boyd, "Nonlinear optics," Elsevier Science, 2008

[Braun95] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier & G. Mourou, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air," Opt. Lett. **20**, 73 (1995)

[Brée11] C. Brée, A. Demircan, and G. Steinmeyer, "Saturation of the All-Optical Kerr Effect," Phys. Rev. Lett. **106**, 183902 (2011)

[Chen10] Y.-H. Chen, S. Varma, T. M. Antonsen, and H. M. Milchberg, "Direct Measurement of the Electron Density of Extended Femtosecond Laser Pulse-Induced Filaments," Phys. Rev. Lett. **105**, 215005 (2010)

[Chin05] S. L. Chin, *et al.*, "The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications and new challenges," Canadian Journal of Physics **83**, 863 (2005)

[Couairon2002] A. Couairon, L. Bergé, "Light filaments in air for ultraviolet and infrared wavelengths," Phys. Rev. Lett. **88**, 135003 (2002)

[Couairon07] A. Couairon & A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," Physics Reports **441**, pages 47 (2007)

[Couairon2011] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramírez-Góngora, and M. Kolesik, "Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation," The European Physical Journal Special Topics **199**, 5 (2011)

[Bodrov11] S. Bodrov, *et al.*, "Plasma filament investigation by transverse optical interferometry and terahertz scattering," Opt. Express **19**, 9829 (2011)

[D'Amico07] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon & V. T. Tikhonchuk, "Conical forward THz emission from femtosecond-laser beam filamentation in air," Phys. Rev. Lett. **98**, 235002 (2007)

[Diels97] J.-C. Diels, R. Bernstein, K. E. Stahlkopf & X. M. Zhao. "Lightning control with lasers," Scientific American **277**, 50 (1997)

[Forestier10] B. Forestier, *et al.*, "Radiofrequency conical emission from femtosecond filaments in air," Appl. Phys. Lett. **96**, 141111 (2010)

[Geints2012] Y.E. Geints, A.D. Bulygin, A.A. Zemlyanov, "Model description of intense ultra-short laser pulse filamentation: multiple foci and diffraction rays," Appl. Phys. B **107**, 243 (2012)

[Hauri04] C. P. Hauri, *et al.*, "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation," Appl. Phys. B **79**, 673 (2004)

[Houard07] A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz and B. Leriche, "Calorimetric detection of conical THz radiation from femtosecond laser filaments in air," Appl. Phys. Lett. **91**, 241105 (2007)

[Houard08] A. Houard, *et al.*, "Strong enhancement of Terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field," Phys. Rev. Lett. **100**, 255006 (2008)

[Kasparian00] J. Kasparian, *et al.*, "Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere," Opt. Lett. **25**, 1397 (2000)

[Kasparian03] J. Kasparian, *et al.*, "White light filaments for atmospheric analysis," Science **301,** 61 (2003)

[Kasparian08] J. Kasparian & J.P. Wolf, "Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation," Opt. Express **16**, 466 (2008)

[Liu2013] Y. Liu, Y. Brelet, G. Point, A. Houard and A. Mysyrowicz, "Self-seeded lasing in ionized air pumped by 800 nm femtosecond laser pulses," Optics Express **21**, 22791 (2013)

[Luo2003] Q. Luo, W. Liu and S. L. Chin, "Lasing action in air driven by ultra-fast laser filamentation," Appl. Phys. B **76**, 337 (2003)

[Marburger 75] J. H. Marburger, "Self-focusing: Theory," Prog. Quant. Electr. **4**, 35 (1975)

[Milchberg13] H. M. Milchberg, *et al.*, "The extreme nonlinear optics of gases and femtosecond optical filamentation," Physics of Plasmas **21**, 100901 (2014)

[MlejnekPRL99] M. Mlejnek, M. Kolesik, J.V. Moloney, E.M. Wright, "Optically turbulent femtosecond light guide in air," Phys. Rev. Lett. **83**, 2938 (1999)

[Musin07] R.R. Musin, M.N. Shneider, A.M. Zheltikov & R.B. Miles. "Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments: finite-difference analysis," Appl. Opt. **46**, 5593 (2007)

[Nibbering96] E.T.J. Nibbering, *et al.*, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air," Opt. Lett. **21**, 62 (1996)

[Perelomov66] A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent'ev, Soviet Physics JETP **23**, 924 (1966)

[Petrarca14] M. Petrarca, *et al.*, White-light femtosecond Lidar at 100 TW power level, Appl. Phys. B **114**, 319 (2014)

[Point2014] G. Point, Y. Liu, Y. Brelet, A. Houard, and A. Mysyrowicz, "Lasing of ambient air with microjoule pulse energy pumped by a multi terawatt IR femtosecond laser," Opt. Lett. **39**, 1725 (2014)

[Polynkin11] P. Polynkin, M. Kolesik, E. M. Wright, and J. V. Moloney, "Experimental Tests of the New Paradigm for Laser Filamentation in Gases," Phys. Rev. Lett. **106**, 153902 (2011)

[Rohwetter10] P. Rohwetter, *et al.*, "Laser-induced water condensation in air," Nature Photonics **4**, 451 (2010)

[Shen84] Y.R. Shen, "The principles of nonlinear optics," Wiley-Interscience, New York, 1984

[Stelmaszczyk04] K. Stelmaszczyk, *et al.*, "Long-distance remote laser-induced breakdown spectroscopy using filamentation in air," Appl. Phys. Lett. **85**, 3977 (2004)

[Strickland85] D. Strickland & G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," Opt. Comm. **56**, 219 (1985)

[Talebpour01] A. Talebpour, M. Abdel-Fattah, A. D. Bandrauk, and S. L. Chin, "Spectroscopy of the Gases Interacting with Intense Femtosecond Laser Pulses," Laser Physics **11**, 68 (2001)

[Théberge06] F. Théberge, W. Liu, P. Tr Simard, A. Becker & S. L. Chin. "Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing," Phys. Rev. E **74**, 036406 (2006)

[Théberge08] F. Théberge, M. Chateauneuf, V. Ross, P. Mathieu & J. Dubois, "Utrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the near-infrared during the optical filamentation in air," Opt. Lett. **33**, 2515 (2008)

[Yablonovitch72] E. Yablonovitch, and N. Bloembergen, "Avalanche Ionization and the Limiting Diameter of Filaments Induced by Light Pulses in Transparent Media," Phys. Rev. Lett. **29**, 907 (1972)

[Yao2011] J. Yao, *et al.*, "High-brightness switchable multiwavelength remote laser in air," Phys. Rev. A **84**, 051802 (2011)

[Whalstrand2012] J. K. Wahlstrand, Y.-H. Cheng, and H. M. Milchberg, "Absolute measurement of the transient optical nonlinearity in N2, O2, N2O, and Ar," Phys. Rev. A **85**, 043820 (2012)

II. Filamentation laser fs dans les milieux denses

II.1 Filamentation dans les solides

Comparé aux gaz, il est beaucoup plus facile de générer des filaments dans les solides transparents car la puissance critique nécessaire est de l'ordre du MW, ce qui correspond à une énergie de quelques µJ pour une impulsion de 100 fs de durée. Les nonlinéarités y étant très fortes, la filamentation dans les solides permet d'étudier à petite échelle avec une source femtoseconde de puissance modérée le processus de filamentation. Ce milieu prototypique présente en outre l'avantage d'être très stable puisque dépourvu de turbulence, et très nonlinéaire ce qui se traduit par un fort élargissement du spectre par auto-modulation de phase et une forte émission conique. Il présente aussi une dispersion importante dans le domaine visible. Son principal inconvénient est la possibilité d'endommager le milieu à haute intensité.

Outre l'aspect fondamental, la filamentation dans les solides trouve diverses applications, comme la génération de supercontinuum [Alfano89] ou la fabrication de guides d'ondes ou de réseaux de diffractions volumiques par gravure de canaux micrométriques [Tzortzakis01,Yamada01, Bernier11].

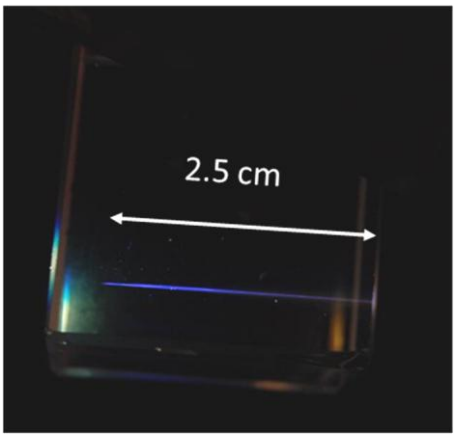


Figure 2.1 : Photographie d'un filament généré dans un échantillon de silice fondue.

En 2011 dans le cadre de la thèse de Magali Durand nous avons étudié l'influence de la longueur d'onde laser sur la filamentation dans divers solides transparents à l'aide d'impulsions laser issues d'un amplificateur paramétrique optique (OPA) installé en salle Bordeaux au LOA. Une partie des résultats obtenus sont résumés dans cette section.

II.1.1 Filamentation en régime de dispersion anormale

La filamentation laser dans les milieux transparents à dispersion de vitesse de groupe négative (ou dispersion anormale) a été peu étudiée jusqu'à maintenant car elle nécessite de travailler dans l'infrarouge ou le proche infrarouge et que peu de sources femtoseconde intenses étaient disponibles dans ce domaine. Quelques auteurs ont commencé à étudier ce régime, aussi bien par des simulations numériques [Liu06, Moll04, Bergé05] que par des mesures expérimentales, montrant notamment que le seuil critique de filamentation était réduit et qu'un spectre très large pouvait être généré dans l'émission conique [Saliminia05, Faccio06].

Pour comprendre l'importance de la dispersion de vitesse de groupe, considérons l'évolution du spectre de l'impulsion laser au cours du processus de filamentation. Par le mécanisme d'auto-modulation de phase lié à l'effet Kerr [Agrawal89], de nouvelles fréquences instantanées sont générées dans l'impulsion. Ces fréquences décalent vers le rouge (bleu) le spectre de l'avant (arrière) de l'impulsion, suivant la formule

$$\omega(t) = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \approx \omega_0 - \frac{n_2 \omega_0}{c} z \frac{\partial I(r,t)}{\partial t}. \qquad (2.1)$$

Dans la région de dispersion normale, les fréquences « rouge » se déplacent plus rapidement que les fréquences « bleu ». L'impulsion subit alors un étirement temporel au cours de sa propagation. Au contraire, dans la région de dispersion anormale, les fréquences rouge ont une vitesses plus faible que les bleu. Ainsi, les fréquences générées par automodulation de phase sont continuement ramenées dans l'impulsion principale par la dispersion. On s'attend alors à observer des impulsions filamentées plus stables et plus courtes dans la région de dispersion anormale.

Une vérification expérimentale du rôle du régime de dispersion serait difficile à réaliser dans les gaz, en raison du manque de regions spectrales à dispersion de vitesse de groupe négative. Ainsi, dans l'air, les sources laser actuelles ne permettent pas d'atteindre le GW dans les domaines de longueur d'onde à dispersion négative situés à 3,1 µm, 4,7 µm et 9,5 µm et qui sont relativement étroits (quelques centaines de nm) [Shim11]. Les solides transparents tels que la silice fondue offrent un système compact où il peut être aisément testé. En effet, la SiO2 présente une dispersion anormale sur une large plage de fréquences au-delà de 1,27 µm.

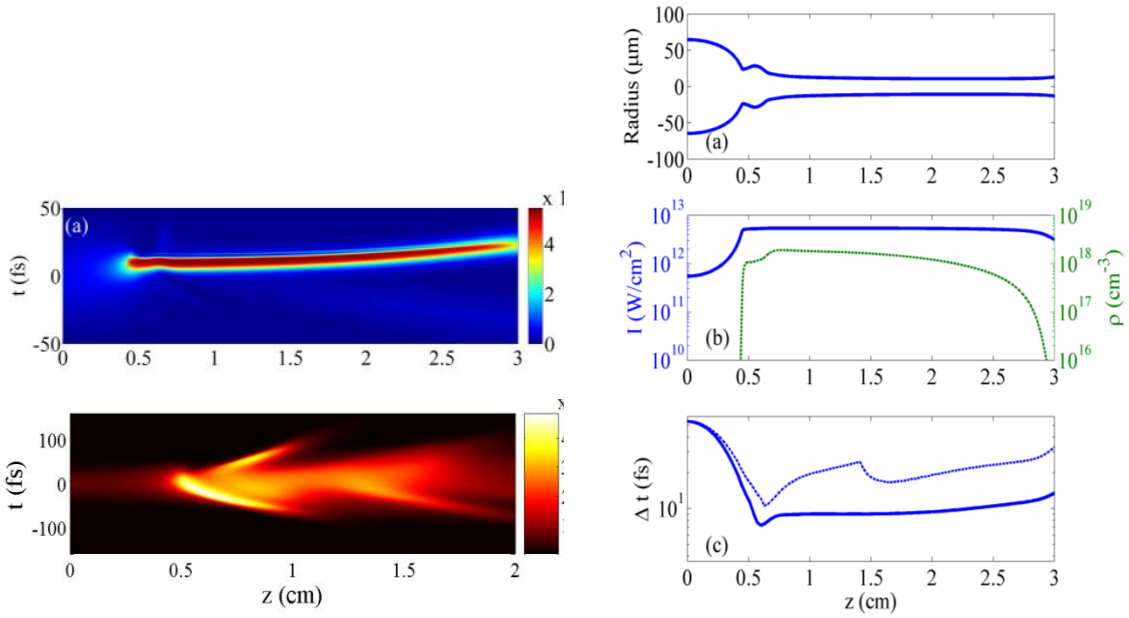


Figure 2.2 : Simulation numérique de l'évolution de la forme temporelle d'une impulsion laser de 6 µJ au cours de sa filamentation dans la silice pour une longueur d'onde central de 1,6 µm (a) et 800 nm (b). A droite : évolution du rayon, de l'intensité, de la densité électronique et de la durée de l'impulsion dans le cas à 1,6 µm.

La figure 2.2 montre une comparaison entre des calculs de filamentation réalisés dans les deux régimes de dispersion avec une puissance initiale P/P_{cr} ~10. Avec une dispersion positive, l'impulsion se scinde plusieurs fois de suite, montrant une dynamique complexe, analogue à ce qui se passe dans l'air. Avec une dispersion négative, une impulsion unique comprimée se forme après 5 mm de propagation. Cette impulsion légèrement subliminale conserve ensuite son diamètre et sa durée sur toute la longueur de l'échantillon, soit 30 mm. Soulignons néanmoins que ce comportement n'est observé que sur une plage de puissance incidente restreinte, puisqu'au-delà d'une dizaine de puissances critiques (P_{cr} = 16 MW à 1,9 µm) la propagation de l'impulsion va commencer à présenter des cycles de scission avant de se stabiliser.

Nos expériences confirment ces simulations. Par le biais de photographies de la luminescence du filament (figure 2.3), puis en imageant le faisceau à la sortie du bloc de silice (figure 2.4), nous avons mesuré le diamètre du filament au cours de la propagation. Contrairement au cas de la propagation en dispersion normale (à 800 nm), le filament reste stable et se maintient dans un cœur de 17,2 µm de diamètre tout au long de la propagation dans la silice (Figure 2.3).

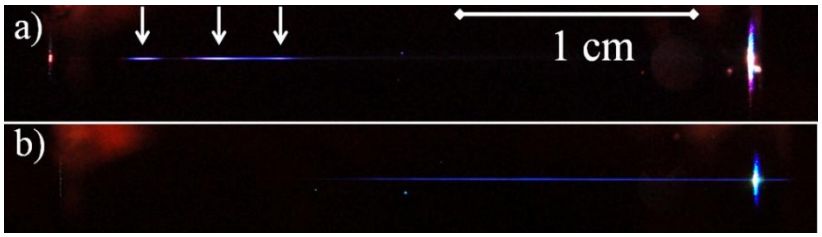


Figure 2.3 : Photographie de côté de la fluorescence de la silice induite par filamentation d'une impulsion à a) 800 nm avec une puissance P = 18 Pcr, b) 1,9 µm avec P = 13 Pcr. L'impulsion laser est focalisée sur un spot de 70 µm sur la surface gauche de l'échantillon de 3 cm.

Enfin la figure 2.4 compare le profil du faisceau en sortie de l'échantillon au profil mesuré en absence d'échantillon. L'auto-nettoyage du mode du faisceau, une signature de la filamentation est manifeste, de même que la contraction spatiale du faisceau.

Des mesures de la durée d'impulsion ont été réalisées en collaboration avec FASTLITE, qui nous ont permis de tester leur WIZZLER infra-rouge, alors en développement. La figure 2.5 montre la durée d'impulsion mesurée en sortie d'échantillons de diverses épaisseurs. Les résultats montrent que l'impulsion se contracte temporellement et que la durée d'impulsion reste stable sur une quinzaine de millimètres, autour de 20 fs, soit 3 cycles optiques. D'après les simulations numériques, la durée de l'impulsion atteint même 8 fs dans le cœur du filament, et 25 fs dans le réservoir d'énergie. La durée mesurée expérimentalement peut donc s'expliquer par le fait que le système de détection ne permet pas d'isoler le cœur du filament [DurandPRL13].

Ainsi, le processus de filamentation dans la région de dispersion anormale mène à la formation d'une impulsion qui est quasiment invariante lors de sa propagation et qui est s'apparente donc à un soliton spatio-temporel. Soulignons néanmoins que cette impulsion présente des pertes dues à l'ionisation et qu'une partie de la lumière est

dissipée sous la frome d'émission conique. Ce type de propagation stationnaire est parfois décrit sous le terme de *O-waves* ou de *dissipative light bullets* [Porras05].

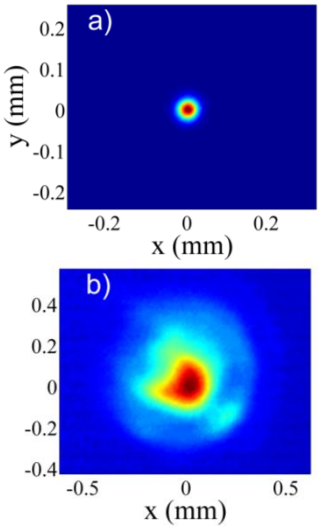


Figure 2.4. Profil du faisceau laser à 1,9 µm (a) après filamentation et (b) sans filamentation dans l'échantillon de silice.

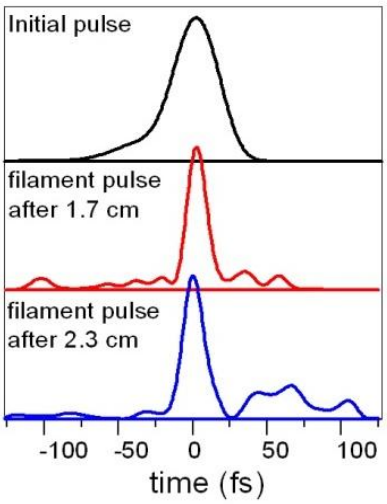


Figure 2.5. Mesure par WIZZLER de la forme temporelle de l'impulsion à 1,9 µm après filamentation dans la silice.

II.1.1 Emission conique par filamentation dans la silice fondue

Analysons maintenant plus en détail le spectre de l'impulsion laser après filamentation dans la silice fondue dans différents régimes de dispersion de vitesse de groupe. La filamentation dans la silice se caractérise par l'apparition d'une émission conique visible à l'œil nu et dont la forme dépend fortement de la longueur d'onde initiale du laser. La figure suivante présente une image de cette émission conique pour une impulsion initiale à 800, 1900 nm et 3400 nm.

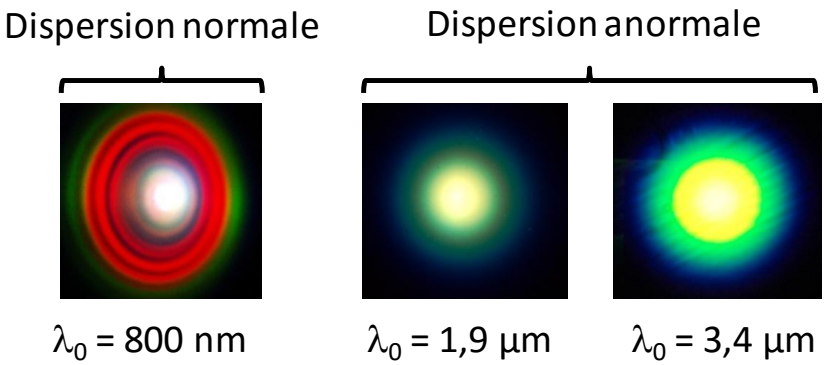


Figure 2.6 : Photographie de l'émission conique visible mesurée en sortie de filaments de quelques puissances critiques dans la silice pour trois longueurs d'onde différentes.

Trois longueurs d'ondes laser ont été utilisées afin de comparer le régime de dispersion normale (800 nm), de dispersion faible ou nulle (1,2 µm) et de dispersion anormale (1,9 µm).

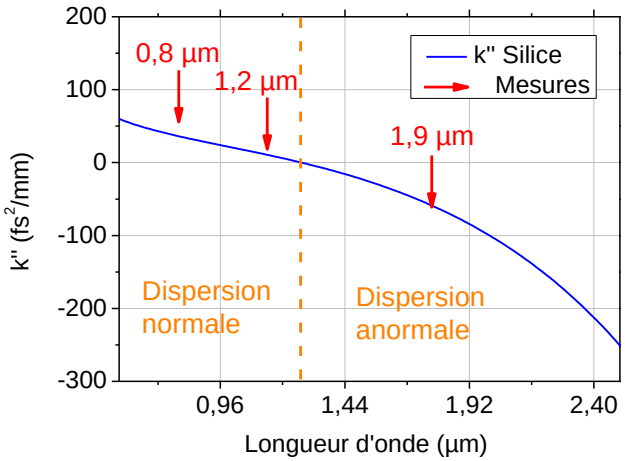


Figure 2.7 : Dérivée seconde de *k* par rapport à *ω* en fonction de la longueur dans la Silice.

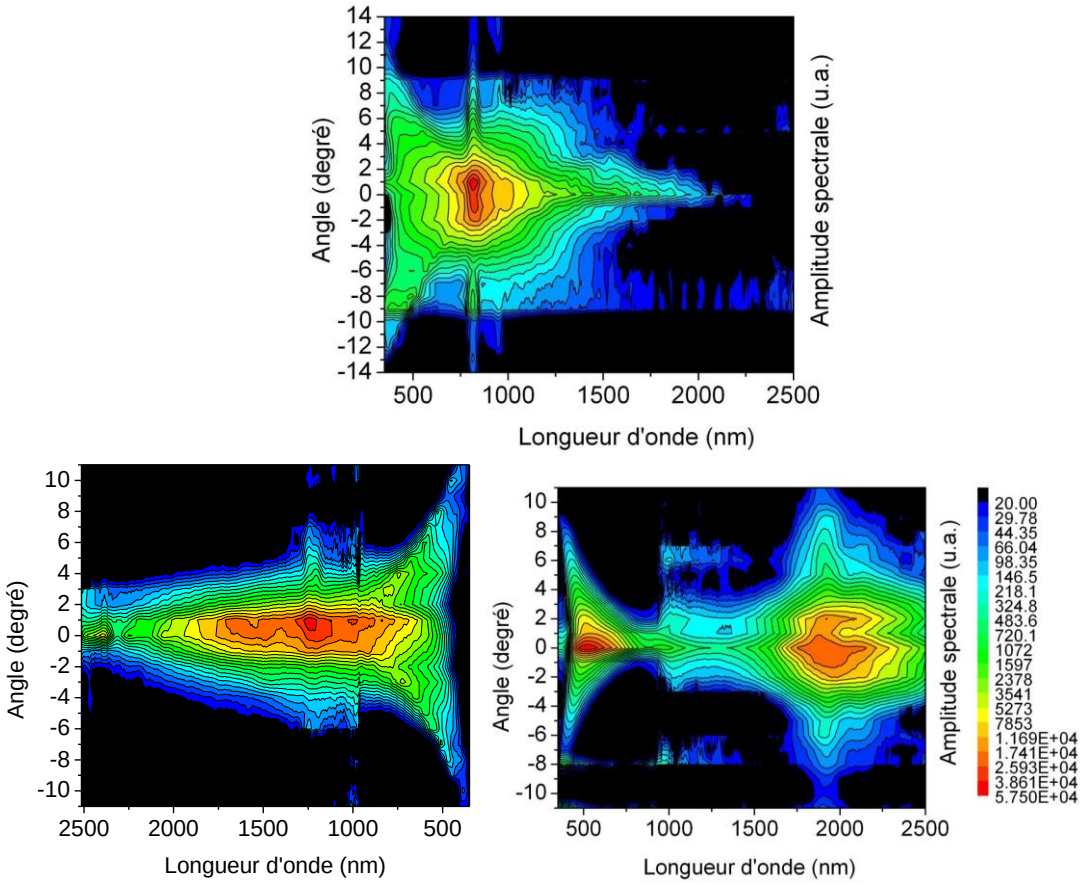


Figure 2.8 : Répartition spectrale de l'énergie en fonction de l'angle θ en sortie d'un filament formé dans la silice pour une énergie laser incidente de 15 µJ, à en dispersion normale λ_0 = 800 nm (en haut), autour du zéro de dispersion λ_0 = 1200 nm (en bas à gauche) et en dispersion anormale λ_0 = 1900 nm (en bas à droite). Le spectre initial de l'impulsion a une largeur de quelques 10 nm.

La figure 2.8 montre le spectre angulaire de l'impulsion mesuré en sortie d'échantillon pour les trois longueurs d'onde centrale λ_0 considérées. Dans le cas de l'impulsion à 800 nm, le spectre subit un fort élargissement aussi bien du côté « bleu »

que du côté « rouge » associé à l'apparition d'un cône dans la partie visible, responsable des anneaux de couleurs présentés en figure 2.6. Cette forme bien connue s'explique par les conditions d'accord de phase dans le matériau qui tendent à former naturellement ce qu'on appelle des ondes- X (dont on ne distingue ici que la partie gauche).

Dans le cas de l'impulsion à 1,9 µm un phénomène intéressant apparait. On observe l'apparition d'un pic spectral dans la partie visible, isolé du spectre du fondamental. Sa répartition angulaire présente une forme de V, similaire à l'émission conique du filament à 800 nm mais moins étendue spectralement. C'est cette composante visible que l'on observe sur l'image présentée dans la figure 2.6. Une analyse détaillée de sa position en fonction de la longueur d'onde du laser a montré que ce pic caractéristique d'une propagation en dispersion anormale variait avec la longueur d'onde centrale du laser et pouvait s'expliquer par un mécanisme de mélange à trois ondes [DurandPRA13].

Conclusion

L'étude du phénomène de filamentation dans la silice fondue pour plusieurs longueurs d'onde allant de 800 nm à 2 µm a permis de mettre en évidence que l'élargissement spectral associé à la filamentation devenait de plus en plus important à mesure que l'on se décalait vers les longueurs d'onde à dispersion de vitesse de groupe négative. Récemment une équipe a même généré ainsi un spectre couvrant plus de trois octaves en filamentant dans un cristal de YAG [Silva2012].

Le cas le plus intéressant est observé avec une longueur d'onde centrale de 1,8 µm, où nous avons montré l'émergence d'un mode de propagation de type « conical light bullet » où l'impulsion s'auto-comprime jusqu'à des durées de quelques cycles sous l'action de l'effet Kerr et de la dispersion négative du milieu et se propage ainsi sur plusieurs centimètres sans déformation.

Notons que cet effet a récemment été observé dans d'autres solides transparents comme les cristaux de YAG, de CaF2 et à d'autres longueurs d'ondes [Liang15, Lanin15, Dargina13].

II.2 Filamentation dans l'eau

J'ai entamé en 2012 une étude de la filamentation laser et de la génération d'ondes acoustiques dans l'eau par des impulsions ultra-courtes intenses. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la thèse d'Amélie Jarnac et du postdoctorat de Yohann Brelet au LOA, à l'université de Vilnius (Lituanie) et au Laboratoire de Mécanique et d'acoustique de Marseille (LMA).

II.2.1 Etude en monofilamentation

Dans un premier temps nous avons réalisé des expériences à petite échelle pour étudier la propagation filamentaire dans l'eau à différentes longueurs d'onde. Cette campagne expérimentale réalisée en collaboration avec l'université de Vilnius et A. Couairon avait pour but de caractériser l'évolution d'une impulsion laser à 400 nm de quelques 100 nJ (~1 Pcr dans l'eau) formant un filament de quelques centimètres dans le liquide. A l'aide d'une technique de caractérisation en 3D des impulsions laser développée par l'équipe d'Audrius Dubietis et d'une cuvette d'eau de longueur réglable nous avons mesuré l'évolution de la forme de l'impulsion filamentée en fonction de la distance de propagation.

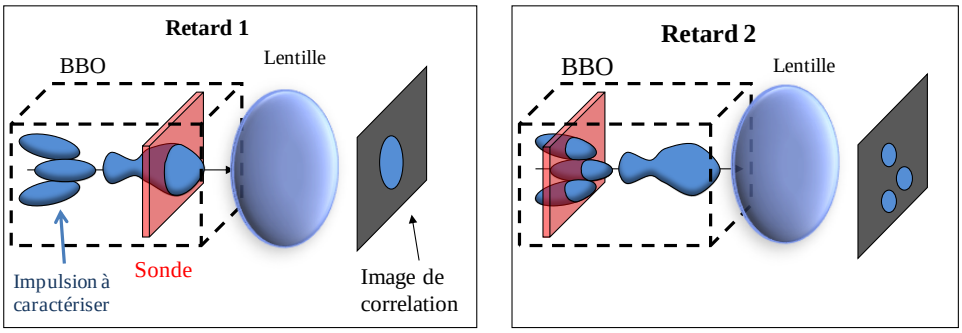


Figure 2.9 : Schéma du principe de la technique de corrélation croisée permettant la reconstruction 3D d'une impulsion laser de forme complexe.

Le principe de la technique d'imagerie 3D développée par Trull *et al.* [Trull04] est illustrée en figure 2.9. Il consiste à imager le signal de corrélation généré par l'impulsion à caractériser et un faisceau sonde plus court au sein d'un cristal nonlinéaire (cristal de BBO). En variant le retard entre les deux impulsions on peut ainsi échantillonner chaque tranche temporelle de l'impulsion et reconstruire ensuite sa forme en 3D. La seconde astuce du montage réside dans l'utilisation d'une cuve à eau de longueur réglable pour générer les filaments. L'indice nonlinéaire de l'air étant 1000 fois plus faible que celui de l'eau, en ajustant la longueur de la cuve on peut stopper le filament à la longueur de propagation souhaitée et analyser la forme de l'impulsion à cette position.

Cette mesure a permis l'observation de cycles de focalisation, de division et de refocalisation de l'impulsion. La figure 2.10 montre une mesure réalisée avec une impulsion de 100 nJ avec une focale de 300 mm. On observe que l'impulsion se contracte spatialement avant de subir une division temporelle à l = 26 mm où se forme également un anneau. L'énergie contenue dans l'anneau est ensuite refocalisée et l'impulsion se reconstruit. Ces cycles peuvent se répéter plusieurs fois avec une dynamique qui sera plus rapide si l'on augmente la puissance incidente ou la

focalisation du faisceau.

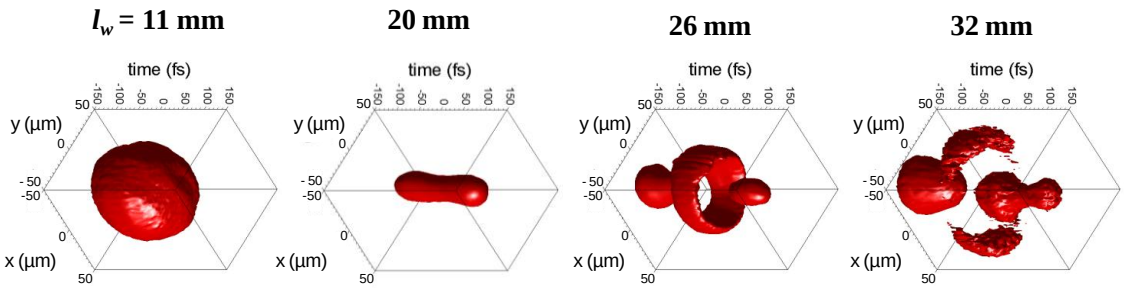


Figure 2.10 : Evolution de la distribution d'intensité d'une impulsion à 400 nm, (100 fs de durée et 100 nJ d'énergie) en fonction de la distance de propagation dans l'eau notée ici l_w. Les distributions tracées correspondent à un niveau d'intensité supérieur à 20% du maximum.

Ces résultats corroborent le scénario de reconstruction dynamique prédit par Mlejnek *et al.* [MlejnekOL98]. Mais contrairement à ce modèle, on observe ici un processus de division temporelle symétrique. La partie centrale de l'impulsion, trop intense est défocalisée en forme d'anneau. Les parties avant (superluminale) et arrière (subluminale) restent focalisées. Il y a alors une coexistence simultanée des deux sous-impulsions sur l'axe. Par la suite, l'anneau contribue à la régénération par refocalisation d'une nouvelle impulsion centrale.

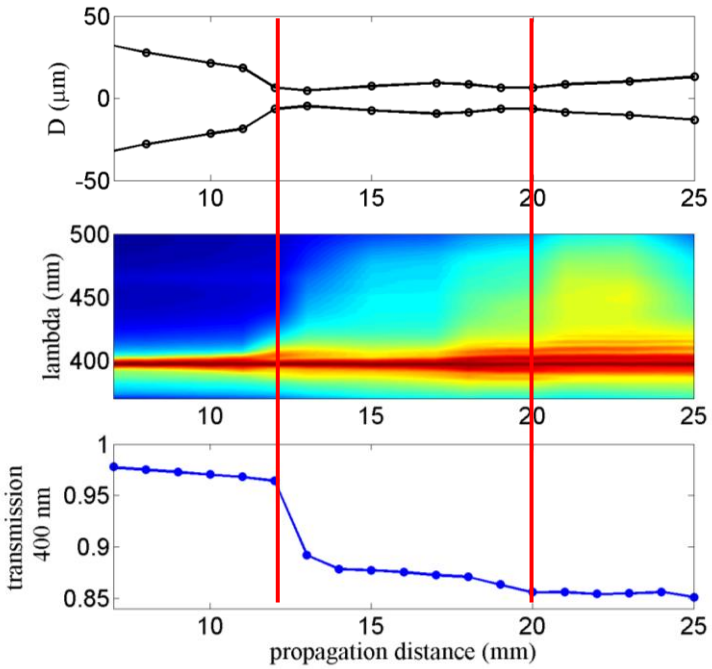


Figure 2.11 : Diamètre, spectre de l'impulsion et taux de transmission mesurés en fonction de la distance de propagation pour une impulsion à 400 nm d'énergie incidente 200 nJ et une focale de 30 cm. Les traits rouges verticaux indiquent les positions des splitings de l'impulsion.

Par ailleurs une corrélation est observée entre les divisions temporelles de l'impulsion, l'élargissement spectral et le dépôt d'énergie au cours de la propagation filamentaire. Ainsi, pour chaque division détectée, le faisceau se contracte spatialement dans le plan transverse, son spectre s'élargit vers le "rouge" et l'énergie transmise chute

(voir figure 2.11). Ces signatures spectrales sont aussi visibles en champ lointain dans l'émission conique (figure 2.12).

D'un seul point de vue pratique, cette persistance permet de suivre et détecter les événements de spliting sans utiliser d'appareils ou de techniques d'imagerie complexes. L'analyse conjointe des résultats expérimentaux et des simulations suggère que la propagation de l'impulsion UV dans l'eau est régie par une compétition entre effet Kerr et absorption multiphotonique [JarnarcPRA14b]. Ce raisonnement est appuyé par l'observation d'un processus de division temporelle symétrique et d'un élargissement du spectre de l'impulsion vers le "rouge". La filamentation à 400 nm dans l'eau se distingue donc fortement de la filamentation dans les gaz, où c'est la défocalisation par le plasma qui influe le plus sur la forme de l'impulsion et contrecarre l'effet Kerr.

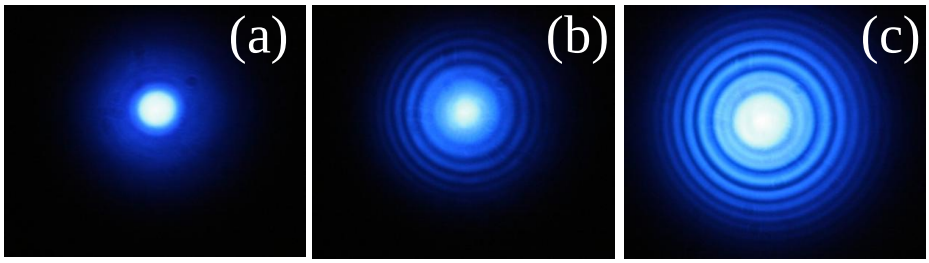


Figure 2.12 : Photographie de l'émission conique mesurée en sortie de cuvette avant le premier spliting (a), après (b) et après le second spliting (c).

II.2.2 Génération d'ondes acoustiques dans l'eau

Nous avons par ailleurs étudié le dépôt d'énergie laser dans l'eau en fonction de l'énergie incidente et du chirp initial d'impulsions à 800 et 400 nm avec des énergies allant du µJ à la centaine de mJ. Le but de cette étude est de comprendre la propagation d'une impulsion laser ultracourte de forte puissance dans l'eau et de démontrer sa capacité à générer à distance un signal acoustique dans l'eau dans la perspectives d'applications de type sonar ou imagerie acoustique. Avec des énergie incidentes de l'ordre du millijoule, on se trouve alors en régime de multifilamentation ($P >> P_{cr}$).

La génération de signaux acoustiques par filamentation dans l'eau a été caractérisée dans une cuve de moyenne dimension au LOA et lors d'une campagne d'essais réalisée avec notre laser ENSTAmobile dans le bassin acoustique du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique à Marseille.

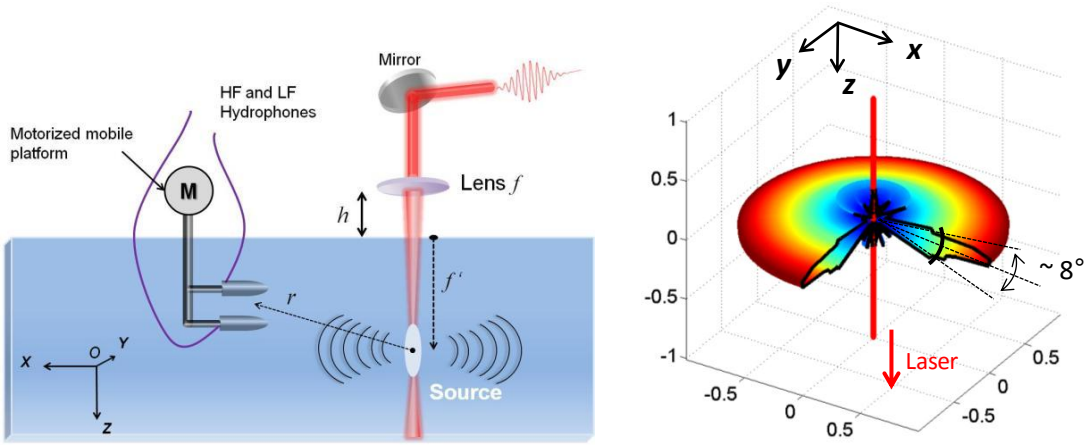


Figure 2.13 : Gauche : Schéma du montage. Droite : Diagramme d'émission acoustique mesuré.

Une mesure du diagramme de directivité de cette source acoustique présentée en figure 2.13 montre qu'elle était omnidirectionnelle dans le plan horizontal *XY* (perpendiculaire à l'axe du faisceau laser) et très étroite dans le plan vertical *XZ* (quelques degrés seulement). Cette directionalité s'explique par la forme allongée du dépôt d'énergie laser dans l'eau lié à la filamentation [BreletJASA15].

La figure 2.13 montre le spectre du signal acoustique en champ lointain produit en focalisant dans l'eau une impulsion de 2 mJ, 75 fs à une profondeur de 30 cm. Trois hydrophones sont utilisés pour couvrir la plus large bande de fréquences possible. On peut donc exciter une onde acoustique très large bande (plusieurs MHz). Ce signal acoustique a une énergie non négligeable (plus de 150 dB/ ref 1µPa à 1m).

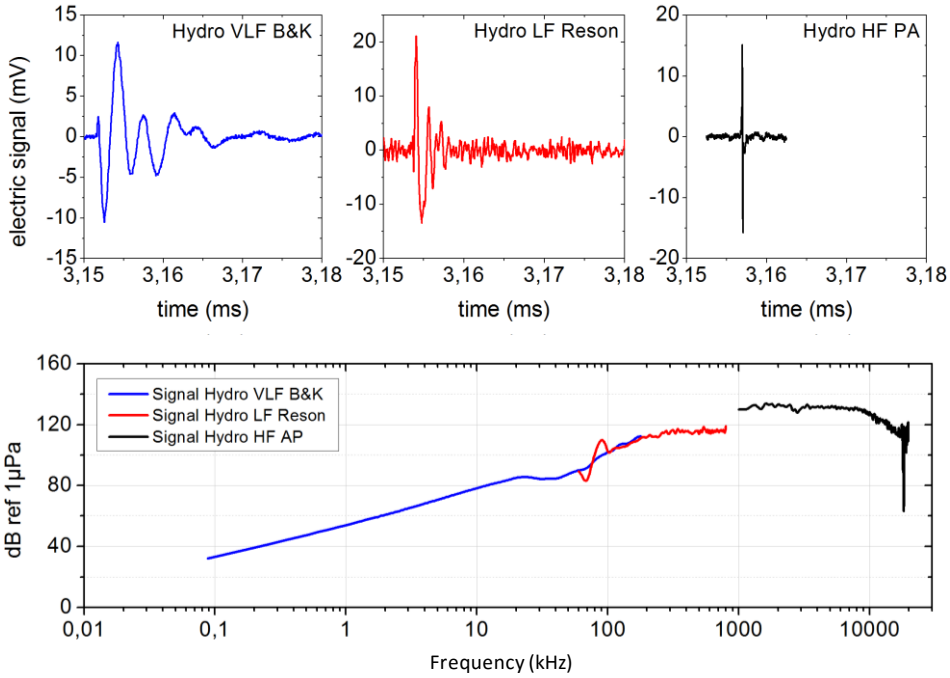


Figure 2.14 : Spectre du signal acoustique généré en focalisant dans l'eau une impulsion de 2 mJ, 75 fs à 800 nm avec une focale de 30 cm. Les signaux mesurés par les trois hydrophones sont présentés au dessus.

Ces premiers résultats obtenus dans le cadre d'un contrat de recherche avec la DGA, ouvrent de nouvelles perspectives pour le développement de sources acoustiques sous-marines déportées en vue d'applications de sonar ou d'imagerie.

Nous cherchons maintenant à augmenter l'intensité du signal sonore émis. Comme le montre la figure 2.15, lorsqu'on augmente l'énergie incidente de l'impulsion laser, l'amplitude du signal sonore sature rapidement. Le niveau de saturation est d'autant plus bas que l'impulsion laser est courte.

Pour comprendre cette saturation nous réalisons actuellement des simulations numériques de la propagation filamentaire et du dépôt d'énergie laser dans l'eau dans ce régime de multifilamentation focalisée. Les premières simulations montrent un régime de propagation similaire à la superfilamentation observée dans l'air (voir Partie III.2.3). L'apparition de la saturation serait alors liée aux multifilaments générés en amont du

foyer linéaire qui se développent au détriment des superfilaments générés autour du foyer à l'origine de l'émission acoustique intense.

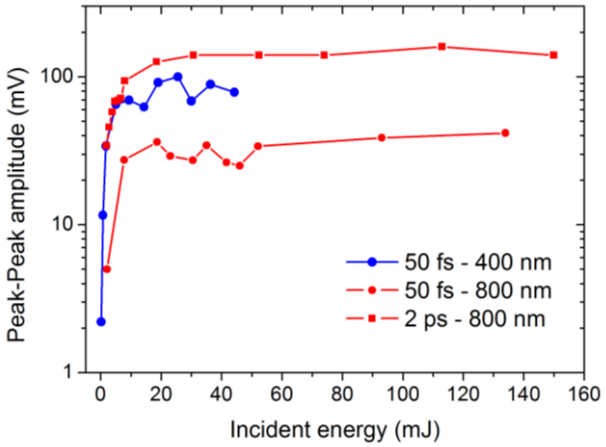


Figure 2.15 : Amplitude du signal sonore mesuré en fonction de l'énergie laser incidente pour des impulsions de 50 fs à 400 et 800 nm et de 2 ps à 800 nm.

II.3 Références bibliographiques

[Agrawal89] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," Boston, MA: Academic Press, (1989)

[Alfano89] "The Supercontinuum Laser Source," edited by R.R. Alfano, Springer-Verlag, New-York, (1989)

[Bergé05] L. Bergé and S. Skupin, "Self-channeling of ultrashort laser pulses in materials with anomalous dispersion," Phys. Rev. E **71**, 065601 (2005)

[Bernier 11] M. Bernier, S. Gagnon, and R. Vallée, "Role of the 1D optical filamentation process in the writing of first order fiber Bragg gratings with femtosecond pulses at 800 nm," Opt. Mater. Express **1**, 832 (2011)

[Dargina13] J. Darginavičius, *et al.*, "Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2 μm," Opt. Express **21**, 25210 (2013)

[DurandPRL13] M. Durand, *et al.*, "Self guided propagation of ultrashort laser pulses in the anomalous dispersion region of transparent solids: a new regime of filamentation," Phys. Rev. Lett. **110**, 115003 (2013)

[DurandPRA13] M. Durand, *et al.*, "Conical emission and extreme blueshifted continuum peaks from filamentation in the regime of anomalous dispersion in fused silica," Physical Review A **87**, 043820 (2013)

[Faccio06] D. Faccio, A. Averchi, A. Couairon, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Matijosius, F. Bragheri, M. Porras, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, "Competition between phase-matching and stationarity in Kerr-driven optical pulse filamentation," Phys. Rev. E **74**, 047603 (2006)

[Lanin15] A. A. Lanin, *et al.*, "Multioctave, 3–18 μm sub-two-cycle supercontinua from self-compressing, self-focusing soliton transients in a solid," Opt. Lett. **40**, 974 (2015)

[Liang15] H. Liang, *et al.*, "Three-octave-spanning supercontinuum generation and sub-two-cycle self-compression of mid-infrared filaments in dielectrics," Opt. Lett. **40**, 1069 (2015)

[Liu06] J. Liu, R. Li, and Z. Xu, "Few-cycle spatiotemporal soliton wave excited by filamentation of a femtosecond laser pulse in materials with anomalous dispersion," Phys. Rev. A **74**, 043801 (2006)

[MlejnekOL98] M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney, "Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air," Opt. Lett. **23**, 382 (1998)

[Moll04] K. D. Moll and A. L. Gaeta, "Role of dispersion in multiple-collapse dynamics," Opt. Lett. **29**, 995 (2004)

[Porras05] M. A. Porras, A. Parola, and P. Di Trapani, "Nonlinear unbalanced O waves: nonsolitary, conical light bullets in nonlinear dissipative media," J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1406 (2005)

[Saliminia05] A. Saliminia, S. L. Chin, and R. Vallée, "Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm," Opt. Express **13**, 5731 (2005)

[Silva2012] F. Silva, *et al.*, "Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk Crystal," Nat. Commun. **3**, 807 (2012)

[Shim11] B. Shim, S. E. Schrauth, and A. L. Gaeta, "Filamentation in air with ultrashort mid-infrared pulses", Opt. Express **19**, 9118 (2011)

[Trull04] J. Trull, *et al.*, "Spatiotemporal three-dimensional mapping of nonlinear X waves," Phys. Rev. E **69**, 026607 (2004)

[Tzortzakis01] S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and L. Bergé, "Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica," Phys. Rev. Lett. **87**, 213902 (2001)

[Yamada01] K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, and J. Nishii, "*In situ* observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses," Opt. Lett. **26**, 19 (2001)

[Woodworth84] J.R. Woodworth, P.J. Hargis, Jr., L.C. Pitchford and R.A. Hamil, "Laser triggering of a 500-kV gas-filled switch: A parametric study", J. Appl. Phys. **56**, 1382 (1984)

III. Filamentation d'un faisceau TW dans l'air

III.1 Filamentation à grande distance

Une propriété importante des filaments laser femtoseconde dans l'air est leur capacité à générer à très grande distance une intensité laser élevée accompagnée de longs canaux de plasmas et ce, sans optiques de focalisation complexes.

En théorie un faisceau laser va former un filament spontanément à la distance L_c (donnée par l'équation (1.4)) dès lors que sa puissance crête dépasse P_{cr}. Sa longueur va ensuite dépendre de l'énergie disponible dans le faisceau. Dans la pratique, lorsque l'on souhaite former des filaments à plusieurs centaines de mètres, voir des kilomètres, les choses se compliquent un peu. Tout d'abord la longueur effective des filaments de plasma excède rarement quelques mètres en raison de la faible durée de vie du plasma. Si l'on augmente la puissance crête du faisceau incident pour dépasser $10P_{cr}$ on atteint alors le régime de multifilamentation. De multiples filaments apparaissent alors de manière aléatoire dans le faisceau à partir des inhomogénéités du front d'onde qui sont amplifiées par un mécanisme d'instabilité modulationnelle [Bespalov66]. Cette instabilité modulationnelle va même avoir pour effet de raccourcir la distance de filamentation par rapport à la valeur L_c [Fibich05, Houard08]. Pour filamenter à très grande distance il est donc nécessaire d'augmenter la distance d'autofocalisation L_c.



Figure 3.1 : Photographie de la propagation non-linéaire d'un faisceau Térawatt issue de la chaîne laser ENSTAmobile à 200 m.

Comme le montre l'expression de L_c donnée par la formule (1.4), les deux moyens simples d'augmenter cette distance consistent à augmenter le diamètre initial du faisceau et à diminuer sa puissance crête. Si la première solution requière l'emploi d'optiques spécifiques de grande dimensions, la seconde option est facilement réalisable sur une chaîne laser de type CPA, puisqu'il suffit de faire varier la distance entre les réseaux du compresseur pour ajuster continûment la durée de l'impulsion entre sa valeur minimale (autour de 50 fs) et plusieurs picosecondes. C'est la technique qui a été employée lors des premières expériences de filamentation à longue distance (> 200 m) réalisées par les chercheurs du projet teramobile à Tautenbourg et Palaiseau en 2003. En propageant un faisceau colimaté de 190 mJ, 34 mm de diamètre, ils ont ainsi montré que l'on pouvait repousser la distance de filamentation de 5 m à 30 m en allongeant la durée de l'impulsion laser de 50 fs à 2 ps. Au delà de 300 m aucun filament de plasma n'a été

observé mais Méchain *et al.* ont mis en évidence la formation de canaux de lumière intenses (I ~10^{14} w/cm^2) se formant après les filaments de plasma [MechainAPB04, Mechain05].

L'impossibilité de filamenter au delà de 300 m peut s'expliquer par l'effet de la turbulence atmosphérique qui dégrade la cohérence du faisceau laser. Il a été montré en laboratoire que la turbulence affectait modérément le filament une fois formé mais qu'elle pouvait réduire significativement le nombre de filaments lorsqu'on l'appliquait au faisceau laser avant la phase d'autofocalisation [Houard08, Salame07].

III.1.1 Optimisation des filaments à grande distance

Dans le cadre d'une coopération entre la DGA et le DRDC canadien j'ai participé en 2009 et 2010 à une étude sur la possibilité d'utiliser un faisceau TW filamenté comme moyen de contre-mesure optronique à grande distance. Sur le site du DRDC à Valcartier nous avons ainsi mis en évidence pour la première fois la génération de canaux de plasma jusqu'à une distance de 1 km avec un faisceau laser à 800 nm de quelques TW se propageant horizontalement. La distance de filamentation peut être variée entre 150 et 1000 m en ajustant la durée initiale de l'impulsion (en ajoutant du chirp), le diamètre du faisceau et sa distance de focalisation [DurandOE13]. Nous avons aussi caractérisé l'élargissement du spectre du faisceau filamenté et la longueur et le nombre de canaux de plasma produits.

On observe que pour une énergie d'impulsion donnée, plus on augmente la distance de filamentation et plus le nombre de filaments formés diminue tandis que la longueur de la zone ionisée augmente. A grande distance (d > 300 m), les canaux de plasma formés par filamentation sont discontinus et les filaments se transforment en canaux de lumière moins intenses et non ionisés (aussi appelés canaux de lumière [MechainAPB04]) qui peuvent persister sur des centaines de mètres.

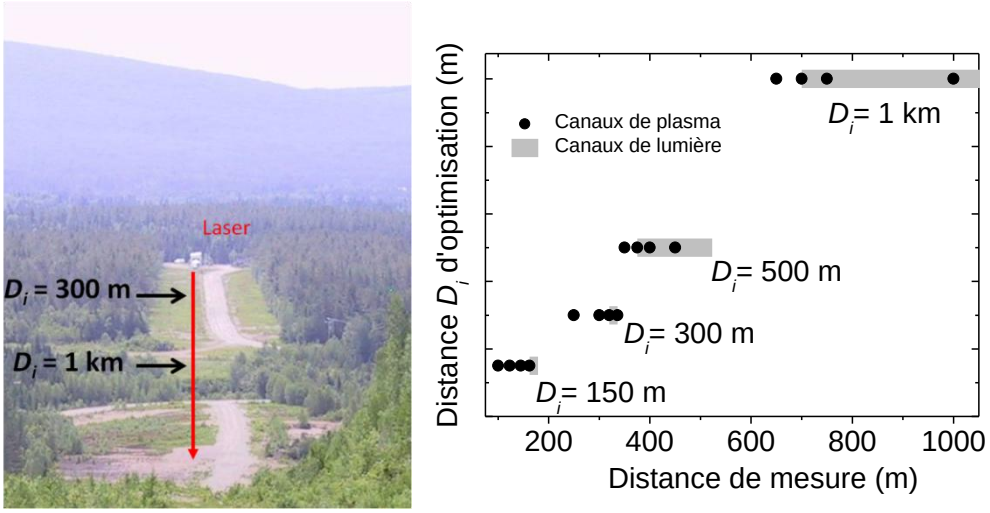


Figure 3.2 : Photo du site de Valcartier utilisé pour les expériences de filamentation à longue distance (vue du laser à 1,5 km). A droite, longueur des canaux de plasma observés (en noir) pour différentes distance de focalisation du faisceau D_i.

En 2012 et 2013 j'ai organisé plusieurs campagnes d'essais avec le laser TW mobile du LOA sur le campus de l'école polytechnique. Nous avons caractérisé la filamentation

d'un faisceau de 250 mJ, 50 fs à 800 nm à différentes distances entre 20 m et 700 m en fonction du chirp initial de l'impulsion et de sa focalisation. A cet effet nous avons conçu une lunette de focale réglable entre 20 m et l'infini, de faible astigmatisme et permettant de faire varier continument la convergence du faisceau et de stabiliser son pointé par un système d'asservissement. Ces mesures ont confirmé que la turbulence atmosphérique pouvait perturber significativement la formation des filaments au-delà de 300 m de propagation horizontale mais que la lunette de focalisation développée permettait d'obtenir plus de filaments et de façon plus reproductibles que les résultats précédemment obtenus dans la littérature. Par ailleurs, nous avons montré que les filaments étaient capables d'initier et de guider des décharges centimétriques jusqu'à une distance de 600 m, ce qui encourageant dans la perspective du paratonnerre laser.

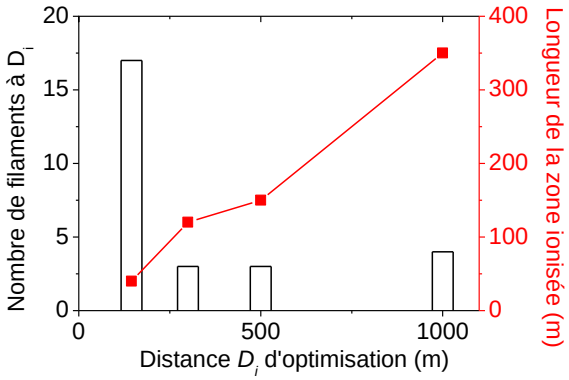


Figure 3.3 : Rapport P/P_{cr} et nombre de filaments observés en fonction de la distance D_i.

III.1.2 Effets à distance des filaments

Les filaments produits à longue portée peuvent interagir avec différents matériaux cibles. Sur un solide opaque à la longueur d'onde de 800 nm, le filament va produire un plasma de surface et ablater une partie du matériau. Son intensité élevée permet de réaliser des mesures de spectroscopie LIPS.



Figure 3.4 : A gauche : Photographie des fenêtres de germanium endommagées par 100 tirs laser à 500 m (a), et 1000 m (b). A droite : Image enregistrée par une caméra CCD lors de son éblouissement. En encart : scène observée par la caméra.

Ainsi, nous avons montré avec des chercheurs de l'ISL que le seuil de dommage en densité d'énergie du germanium et du ZnSe était beaucoup plus bas avec des impulsions femtoseconde qu'avec des impulsions longues (> ns). La profondeur d'ablation pour une impulsion de 170 mJ est inférieure à 100 nm/impulsion pour le Ge et le ZnSe. La

portée optique d'une fenêtre en ZnSe peut ainsi être réduite de 1100 m à 250 m après 200 impulsions laser. La transmission peut être diminuée de 60 % pour le germanium et de 50 % pour le ZnSe.

Par ailleurs, en traversant une fenêtre de silice, de BK7 ou de CaF_2, l'impulsion filamentée va générer un cône de lumière dont le spectre s'étend de 400 nm à 1 µm et est fortement divergent (voir figure 3.5). Ce phénomène lié à l'automodulation de phase est une conséquence de l'effet Kerr, qui est 1000 fois plus important dans les solides que dans l'air. Nous avons ainsi montré avec l'ONERA que lorsqu'un faisceau filamenté à 1 km traverse un hublot de verre BK7 ou de CaF2, la lumière blanche générée peut éblouir une caméra CCD, même si celle-ci est protégée de la longueur d'onde fondamentale du laser. De plus, cette nouvelle source d'éblouissement étant très divergente, il est alors possible d'éblouir la caméra avec un faisceau laser placé hors de son champ de vision. Les phénomènes d'éblouissement des imageurs optiques sont relativement peu étudiés alors que la menace laser est de plus en plus présente que ce soit pour des dispositifs militaires ou civils. La filamentation des lasers femtoseconde offre pour l'éblouissement des capteurs optroniques des possibilités nouvelles vis-à-vis des lasers classiques qu'il s'agit de quantifier.

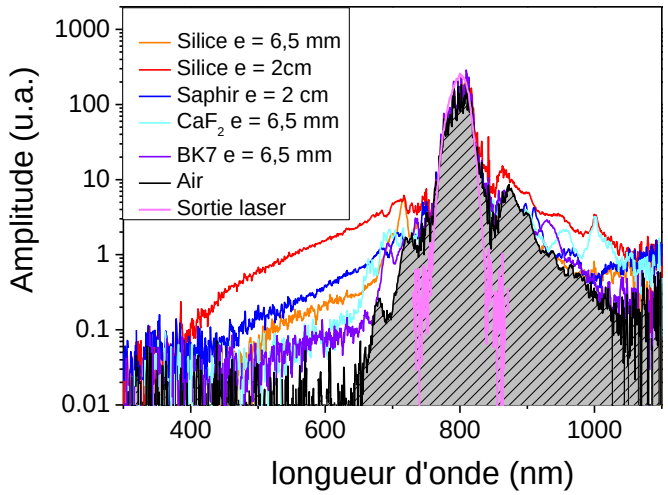


Figure 3.5 : Spectre du continuum généré dans divers solides à une distance de 500 m.

III.2 Multifilamentation en laboratoire

III.2.1 Interaction de multifilaments

L'intensité dans un filament étant clampée par un mécanisme de saturation liée à la défocalisation par le plasma et l'absorption multiphoton, lorsqu'on utilise un faisceau femtoseconde dont la puissance crête excède largement la puissance critique celui-ci va former un grand nombre de filaments. Ces filaments se développent à partir des inhomogénéités du faisceau [MechainPRL04, Majus09] qui sont amplifiées lors de la propagation par un mécanisme d'instabilité modulationnelle [zakharov09,bespalov66]. Ce phénomène ainsi que l'absence de symétrie de révolution du faisceau rend particulièrement complexe l'étude de ce type de faisceau aussi bien du point de vue expérimental que par des simulations numériques. Les quelques études consacrées au phénomène de multifilamentation se sont concentrées sur les propriétés des filaments

plutôt que sur la dynamique du faisceau entier. On considère généralement dans ce cas que les caractéristiques des filaments produits sont assez similaires à celles d'un monofilament. On peut mentionner néanmoins une récente étude de filamentation d'un faisceau collimaté de 100 TW qui a analysé l'organisation des filaments et mis en évidence une augmentation importante de l'intensité du bain d'énergie entourant les filaments ainsi qu'un effet de transition de phase dans l'organisation du réseau de multifilaments [Henin10, Etoumi15].

Il se trouve que dans le cadre de nombreuses expériences mettant en jeu des filaments dans l'air comme le guidage de décharges électriques, la génération de rayonnement THz ou le gain laser, forcer la filamentation en focalisant le faisceau laser avec une focale de quelques mètres donne des performances optimales. Dans ce cas, la propagation du faisceau s'avère très différente du cas classique du monofilament.

Ainsi, nous avons effectué une série d'expériences avec notre source laser TW dans un cas où le faisceau de 250 mJ d'énergie avec un diamètre de 35 mm FWHM était focalisé dans l'air par une lentille de focale 5 m. Cette configuration nous intéresse particulièrement car c'est celle que nous utilisons dans les plupart des expériences de guidage de décharges électriques en laboratoire présentées dans la suite de ce rapport.

III.2.2 Effet de nettoyage du faisceau

Plusieurs équipe ont observé un effet appelé auto-nettoyage de mode dans un régime de puissance modéré P ~Pcr [Moll03, Prade06, Chin07, Liu07, Heins13]. Moll et Gaeta ont ainsi montré que des faisceaux elliptiques avec une puissance proche de P_{cr} retrouvaient un profil à symétrie circulaire lors de la phase d'autofocalisation, juste avant l'ionisation. Cet effet a été attribué à l'effondrement du faisceau et à une transformation dans un mode de Townes [Moll03, Chiao64] qui est intrinsèquement à symétrie de révolution. Prade *et al.* ont mesuré l'émission conique d'un filament laser UV généré dans l'air et ont observé une amélioration de la qualité du mode spatial, suggérant la génération de modes de propagation invariants appelés ondes X non-linéaires [Prade06]. Liu et Chin ont montré que le procédé d'auto-nettoyage de mode ne se produisait que pour les composantes de fréquence du supercontinuum décalées vers le « rouge » et générées lors du processus de filamentation. Ils ont attribué cet effet au rôle de l'autofocalisation qui sélectionne le mode fondamental en le focalisant dans le cœur du faisceau mais n'affecte pas les modes d'ordre plus élevé. Cet effet est naturellement plus prononcé pour les fréquences décalées vers le rouge qui sont générées à l'avant de l'impulsion est ne subissent principalement que l'effet Kerr et la diffraction.

Comme décrit précédemment, à plus haute puissance (pour $P >> P_{cr}$), le faisceau génère une multitude de filaments et sa dynamique est beaucoup plus complexe. Mais en analysant la structure globale d'un faisceau laser focalisé dans l'air en régime de multifilamentation nous avons mis en évidence l'apparition d'un effet de symétrisation du faisceau au dessus d'un certain seuil de puissance. Ainsi le profil du faisceau se retrouve nettoyé de toutes les interactions et distorsions qu'il a pu rencontrer avant son foyer linéaire. Notons néanmoins que cet effet de symétrisation diffère significativement de l'auto-nettoyage de mode observé en monofilament, dans le sens où il ne résulte pas nécessairement dans l'apparition d'un mode fondamental.

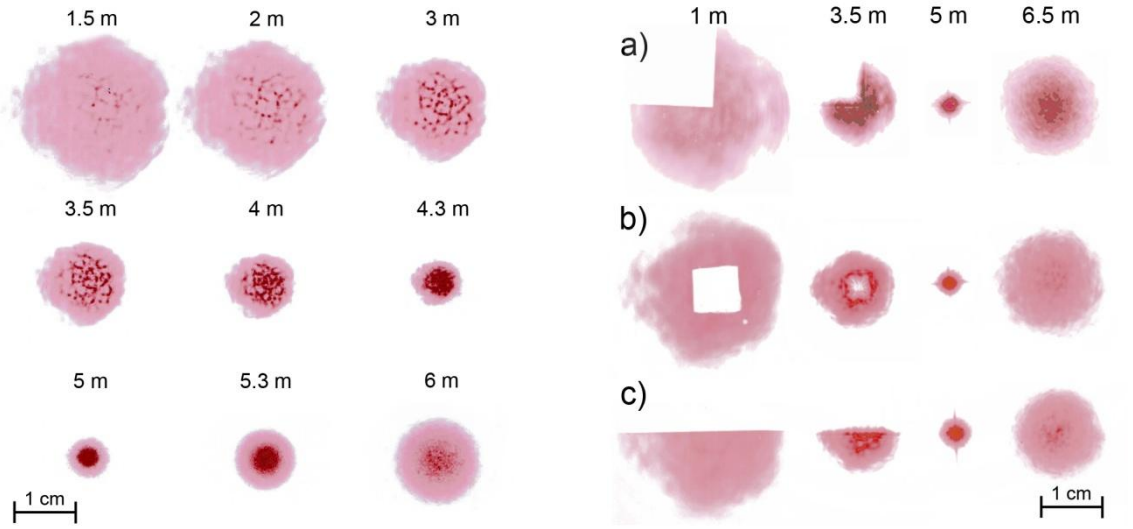


Figure 3.6 : A) : Profil du faisceau mesuré par papier photosensible à différentes positions z définies par rapport à la position de la lentille de focalisation. Le foyer linéaire se situe à z = 5 m. B) : Profil du faisceau mesuré pour 4 distances z en insérant différents masques d'amplitude sur le faisceau initial.

Une mesure directe du profil d'intensité du faisceau au cours de sa propagation est impossible dans le cas de filaments car elle endommagerait tout capteur ou optique de prélèvement. Nous avons donc utilisé du papier photosensible préalablement insolé pour caractériser la formation et l'évolution des filaments dans le faisceau. La réponse du papier n'est pas linéaire mais elle permet de distinguer nettement les zones de haute intensité ($I > 10^{13}$ W/cm^2) correspondant à l'ionisation des zones de faible intensité qui ne produisent pas d'ionisation en rose clair. La figure 3.6(A) montre le profil transverse du faisceau laser de 50 fs de durée et 130 mJ d'énergie ($P \sim 550\ P_{cr}$) mesuré à différentes distances de propagation après la lentille de focalisation de focale 5 m. Les parties rouge foncé correspondent à des zones où l'intensité laser est suffisante pour ioniser l'air, c'est-à-dire à des filaments, tandis que les parties roses correspondent à des zones de plus faible intensité.

On remarque que les premiers filaments apparaissent après 2 mètre de propagation. Leur nombre augmente ensuite rapidement et à partir de z = 4 m ils se connectent sous la forme d'un réseau. Avant le foyer linéaire, on observe un canal ionisé continu de quelques millimètres de diamètre et 1 m de long dans lequel les filaments sont indiscernables. Finalement, 1 m après le foyer les filaments ont presque tous disparu et l'on obtient un faisceau parfaitement circulaire.

Pour mieux visualiser cet effet nous avons répété cette mesure en appliquant au faisceau initial différents masques d'amplitude. Le résultat est présenté en figure 3.6(B). En amont du foyer les filaments sont organisés le long des surintensités générées par la diffraction du faisceau sur les bords des masques [MechainPRL04]. L'auto symétrisation apparait ensuite autour du foyer géométrique et le faisceau finalement obtenu à z = 6,5 m ne montre plus aucune trace de l'effet du masque.

A l'aide de simulations numériques réalisées par l'équipe du CPHT nous avons analysé cet effet [Milian14]. Comme le montre la figure 3.7 réalisée dans le cas d'un masque en forme de fente, qui correspond à la plus forte déformation en terme de

symétrie de révolution, les simulations reproduisent bien l'effet de symétrisation observé.

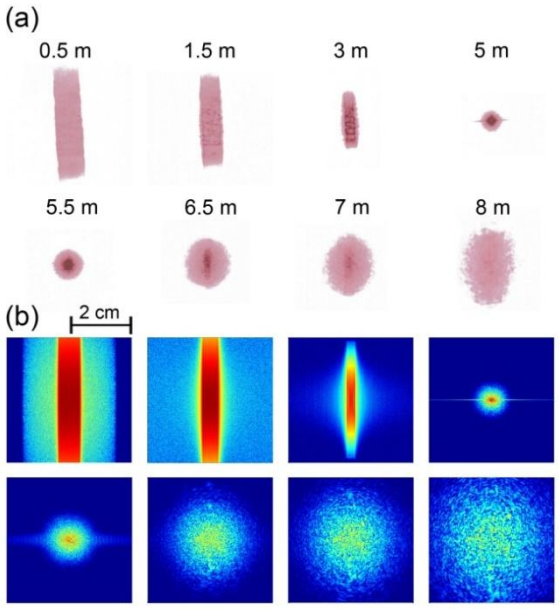


Figure 3.7 : Evolution du profil du faisceau après une fente de 1 cm de large. (a) Mesures expérimentale et (b) distribution d'intensité simulée. Impulsion initiale de 100 fs de durée et énergie de 100 mJ après le le masque (P/Pcr ~ 210). Le foyer géométrique se situe à z = 5 m.

L'influence des différents effets nonlinéaires (effet Kerr, absorption multiphoton, absorption et défocalisation plasma) a ensuite été évaluée en les incluant ou non dans le code de propagation. Il en ressort que la symétrisation est principalement liée à l'effet Kerr et qu'elle peut même être observée numériquement en l'absence d'ionisation et de filaments. Qualitativement, dans les zones à fort gradient d'intensité l'effet Kerr tend à générer de nouvelles fréquences spatiales qui se déplacent dans la direction opposée dans le plan transverse du faisceau. Il redistribue ainsi l'énergie et agit comme un modérateur qui tend à supprimer les hautes fréquences spatiales.

Soulignons par ailleurs, qu'un tel effet n'est jamais observé avec un faisceau collimaté aussi bien expérimentalement que numériquement. La deuxième condition nécessaire à la symétrisation est donc l'utilisation d'une focalisation externe. Celle-ci augmente l'intensité et l'efficacité de l'effet Kerr et tend à localiser toutes les composantes spectrales du faisceau dans une région focale réduite qui agit comme une source quasi-ponctuelle.

III.2.3 Superfilamentation

De nombreuses études ont porté sur la caractérisation de monofilaments (P ~ Pcr) ou à l'interaction entre deux filaments. Ce type d'interaction binaire peut mener à la fusion, la répulsion, une redistribution d'énergie ou un mouvement en spiral des filaments, suivant la phase relative des filaments [Xi06, Varma08, Shim10].

Dans la même configuration que dans l'expérience précédente nous nous sommes intéressés à l'amas compact de filaments généré autour du foyer géométrique lorsqu'on focalise modérément (O.N. = 0,003) une impulsion Terawatt de durée femtoseconde dans l'air.

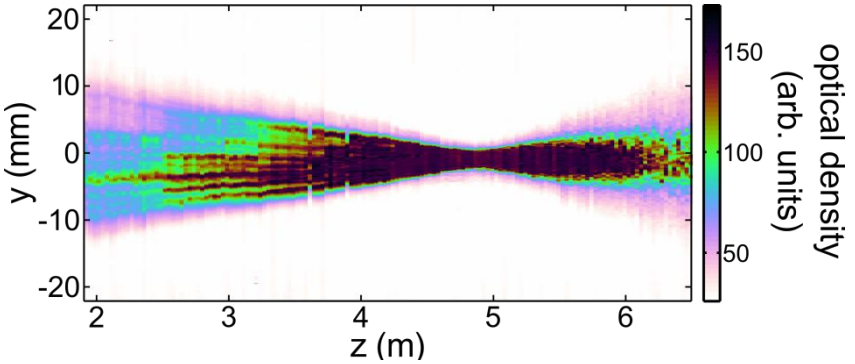


Figure 3.8 : Distribution d'intensité du faisceau filamenté dans le plan YZ obtenue par concaténation des impacts sur papier photosensible (voir l'exemple en figure 3.6 (A)).

Suivant le même protocole que pour les mesures présentées en figure 3.6 l'évolution du profil d'intensité du faisceau a été mesurée tous les 2 centimètres permettant la reconstruction en 3D de la propagation filamentaire. Comme beaucoup de laser de puissance TW, le profil transverse de notre laser ENSTAmobile présente des inhomogénéités en intensité assez importantes mais très reproductibles tir à tir. Les multifilaments se développent à partir de ces inhomogénéités ce qui expliquent que les positions des filaments mesurées soit très stables d'un tir à l'autre, en dépit du fait que la filamentation se développe par un mécanisme d'instabilité modulationnelle. La figure 3.8 présente une projection longitudinale de cette reconstruction en 3D.

On observe que les filaments qui apparaissent à partir de z = 2,5 m fusionnent sous l'effet de la lentille pour former une colonne de plasma continue de 2 mètres de long où les filaments ne sont plus discernables. Une mesure de la luminescence de l'azote excité dans le plasma permet d'estimer le nombre d'électrons par unité de longueur. On en déduit la densité électronique en le divisant par la section du plasma obtenue à l'aide des impacts sur papier photo (Figure 3.9). On remarque alors que dans la zone où fusionnent les filaments, en amont du foyer linéaire de la lentille, la densité électronique habituellement clampée à 10^{16} e^-/cm^3 augmente d'un facteur 11 [PointPRL14].

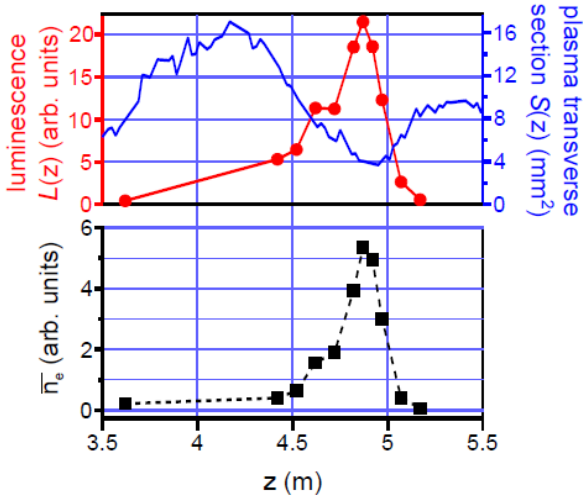


Figure 3.9 : Evolution de la luminescence du plasma (en rouge), de sa surface (en bleu) et de la densité électronique moyenne (en noir) le long de l'axe de propagation z.

Des simulations numériques ont été réalisées pour reproduire cette expérience. Le résultat présenté en figure 3.10 montre un bon accord avec nos mesures de la densité électronique et confirme la formation d'une zone de 50 cm sur laquelle l'intensité maximum du faisceau dépasse l'intensité de clamping de 25 %, ce qui se traduit par une augmentation de la densité électronique d'un facteur 18.

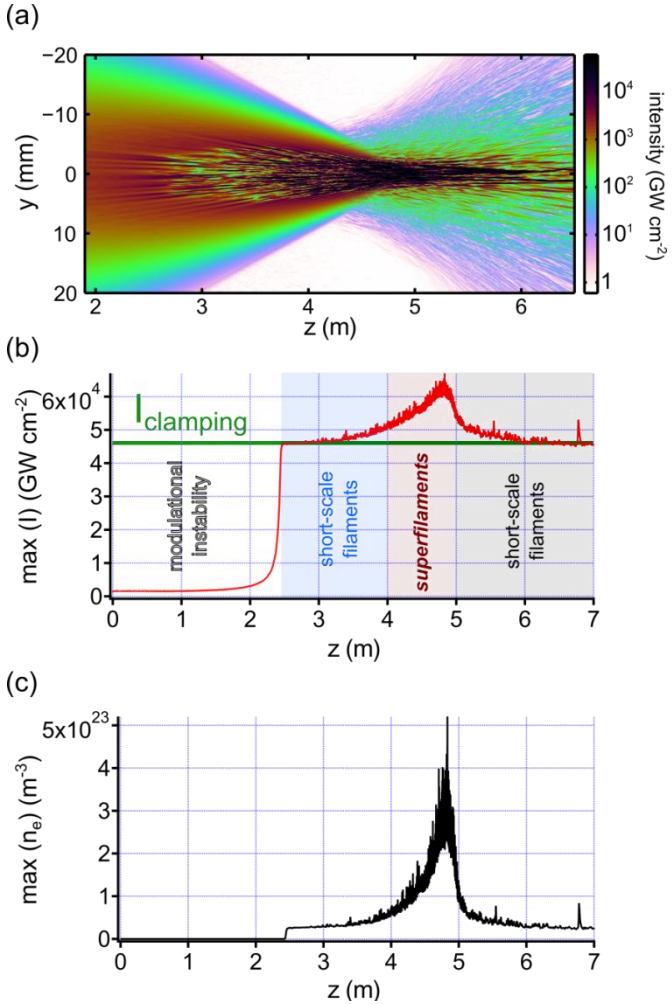


Figure 3.10 : Simulations numériques de l'évolution du faisceau de multifilaments. (a) Distribution d'intensité dans le plan YZ. (b) Maximum d'intensité dans le faisceau en fonction de z. (c) Densité électronique maximum en fonction de z.

Comme le confirment des images par caméra ICCD de la luminescence du plasma dans cette zone où les filaments ne sont plus discernables sur le papier photo, le bundle de filaments contient des canaux de plasma d'une centaine de microns de diamètre et 6 à 11 fois plus denses que les filaments observés dans un faisceau collimaté.

La formation de ces superfilaments avec une densité plasma largement supérieure à celle des filaments classiques peut être expliquée par deux raisons. D'abord, les pertes en énergie par absorption multi-photon ne sont pas assez importantes pour contrecarrer le flux d'énergie lié à l'action focalisante de la lentille. Il en résulte une augmentation de l'intensité et de la densité plasma. Par ailleurs, l'effet défocalisant du plasma associé au gradient de densité électronique est réduit dans la région focale où les filaments se retrouvent regroupés ce qui a pour effet de lisser le profil transverse du plasma.

En résumé, dans la région focale d'un faisceau TW modérément convergent, l'interaction d'un grand nombre de filaments donne lieu à l'émergence de structures filamentaires de quelques dizaines de centimètres dans laquelle l'intensité excède significativement celle des filaments classiques. Il en résulte la génération d'un plasma dont la densité est 10 fois plus élevée que dans les filaments.

Baptisés « superfilaments » ces structures inédites pourraient avoir de fortes implications dans le cadre d'applications comme l'effet laser dans l'air [Luo03, Kartashov12], où le plasma constitue le milieu actif, le guidage de décharges électriques ou la génération de guides d'onde optiques virtuel dans l'atmosphère [Jhajj14] ou d'ondes acoustiques. Cette mesure démontre aussi clairement que l'effet dit de « clamping » de l'intensité à la base de la filamentation ne peut pas s'appliquer dans tous les cas ou du moins que la valeur à laquelle sature l'intensité dépend fortement des propriétés du faisceau incident.

III.3 Dépôt d'énergie dans l'air par filamentation

III.3.1 Introduction

La génération d'une onde de choc acoustique et d'un canal sous-dense par filamentation dans l'air a été proposée pour la première fois par Vidal *et al.* en 2000 dans une étude numérique modélisant le guidage de décharges par filament [Vidal2000]. En parallèle, Tzortzakis *et al.* observent la formation d'un canal de faible densité lors de l'initiation des décharges guidées par filaments. Ils l'expliquent par un chauffage par effet Joule dans le plasma qui élèverait la température initiale des neutres de ~100 K [Tzortzakis01]. En 2003 Yu *et al.* mesurent expérimentalement l'onde acoustique transverse générée dans l'air par le filament et proposent d'utiliser un microphone comme diagnostic de la longueur des canaux de plasma [Yu03].

Cette thématique est relancée en 2013, lorsque l'équipe de H. Milchberg à l'Université du Maryland met en évidence par des mesures d'interférométrie longitudinale qu'un filament de quelques P_{cr} produisait un chauffage de ~100 K des molécules neutres de l'air même en l'absence de champ externe [Cheng13]. Ce chauffage se traduit par la formation d'un canal de dépression de longue durée de vie qui peut être utiliser pour former un guide d'onde optique pour des impulsions nanoseconde énergétiques [Jhajj14]. Le dépôt d'énergie laser dans cette expérience était de l'ordre de 5 µJ/cm pour un filament.

L'échauffement de l'air par le filament peut se faire par plusieurs mécanismes. Le principal est le transfert d'énergie des électrons libres vers les neutres et les ions pendant la phase de recombinaison du plasma. L'excitation des états rotationnels des molécules par effet Raman lors du passage de l'impulsion peut aussi contribuer au chauffage de façon significative [Zahedpour14].

L'évolution hydrodynamique de la colonne d'air filamentée est un aspect relativement peu étudié du phénomène de filamentation. Pourtant, plusieurs applications importantes reposent sur cet effet comme le guide d'onde optique, le guidage de décharges électriques, le contrôle hydrodynamique [Leonov12] ou la perche virtuelle aéronautique [Dufour13].

Nous avons montré récemment qu'avec des impulsions femtoseconde relativement énergétiques (de 5 à 250 mJ) et des ouvertures numériques ON > 0.01 la valeur de l'intensité dans les filaments pouvait dépasser l'intensité de clamping classique de 10^{13}

W/cm^2 [Point2014,Mitryu2015]. Il en résulte une augmentation de l'ionisation d'au moins un ordre de grandeur et une augmentation théorique du dépôt d'énergie du même ordre par rapport au cas étudié par Milchberg.

Nous avons donc cherché à caractériser l'évolution hydrodynamique d'un filament focalisé relativement intense (10 Pcr) mais en restant en régime de monofilamentation pour conserver une symétrie cylindrique. Pour ce faire nous avons réalisé des mesures d'interférométrie transverse résolues en temps à l'aide d'un laser YAG nanoseconde.

III.3.2 Mesure par interférométrie transverse

Le filament étudié est généré au sein de l'interféromètre par une impulsion infrarouge ultracourte issue de la chaîne laser ENSTAmobile (5 mJ, 50 fs @ 800 nm), focalisée à *f*/35, perpendiculairement à la direction de propagation du laser sonde. Ce filament génère une colonne de plasma d'une longueur de l'ordre de 2 cm, visible à l'œil nu en absence d'éclairage ambiant. Par la suite, le plasma disparaît en quelques nanosecondes mais laisse un canal cylindrique chaud, qui va s'étendre au cours du temps avec la formation d'un cœur sous-dense et d'une onde sonore à propagation radiale. L'étude interférométrique est réalisée au moyen de la seule première harmonique du laser sonde Nd:YAG à 1064 nm. La figure 3.11 montre le profil de densité radial des molécules neutres mesuré en fonction du temps. On observe la formation d'un canal sous-dense de 350 µm de diamètre, où la densité est abaissée de 60%. Ce canal est entouré d'un anneau surdense qui se déplace à une vitesse légèrement supersonique u ~ 415 m/s.

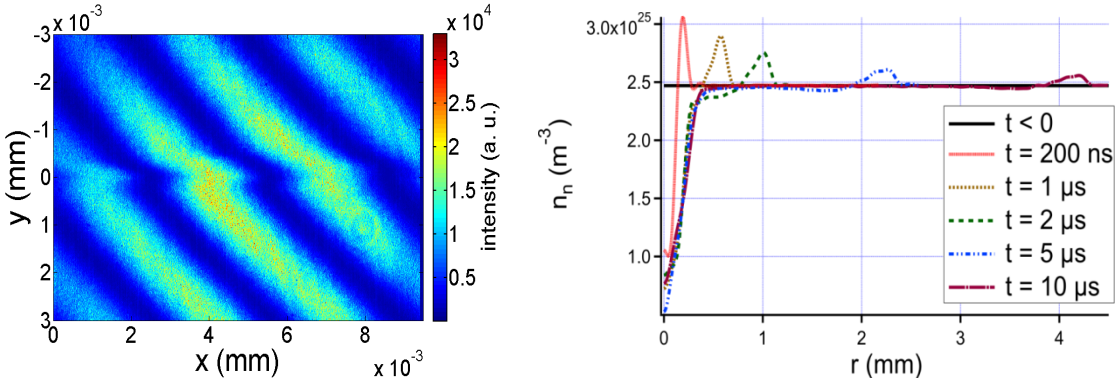


Figure 3.11 : A gauche : Interférogramme d'un canal de dépression produit par filamentation d'une impulsion laser de 5 mJ, 50 fs focalisée par une lentille de focale 1 m. A droite, profil de densité radial obtenu après traitement numérique de l'interférogramme.

En ajustant les profils de densité mesurés sur des profils obtenus par simulations numériques avec un code Eulérien 1,5D+t on peut remonter au profil de température initial des molécules neutres en considérant un chauffage quasi-instantané. On trouve ainsi que la température initiale des neutres dans le filament atteint ~1400 K dans un canal de 150 µm de diamètre pour une énergie déposée de ~800 µJ/cm [Point2015]. Notons que cette température est dix fois plus élevée que celle obtenue avec des filaments de 100 µJ [Cheng2013].

Lorsqu'on augmente l'énergie laser incidente, ce canal chaud s'élargit et l'énergie laser déposée atteint même 4 mJ/cm. Un tel dépôt d'énergie est en théorie suffisant pour

modifier un écoulement supersonique comme proposé dans le concept de perche virtuelle aéronautique.

La même mesure a été réalisée avec différentes conditions de focalisation pour une même énergie incidente de 5 mJ et une durée d'impulsion de 50 fs. Comme le montre la figure 3.12, plus on focalise fort et plus l'abaissement de la densité sur l'axe est important.

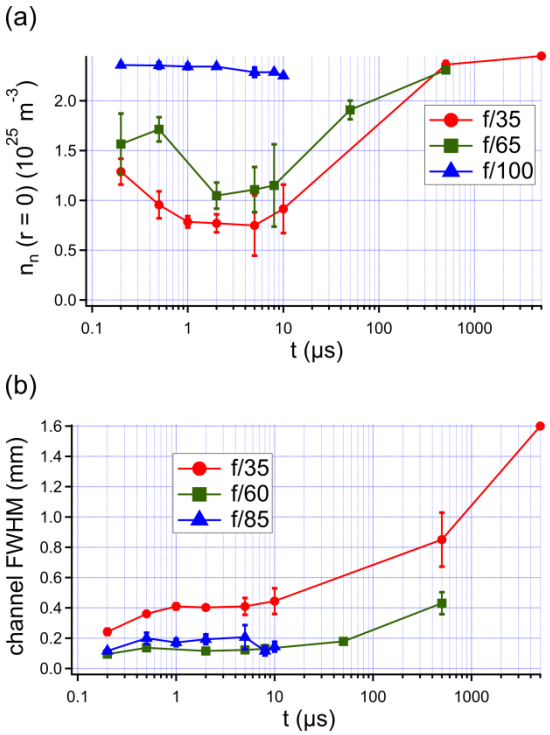


Figure 3.12 : Evolution de la densité axiale des neutres (a) et de la largeur du canal FWHM (b) pour différentes conditions de focalisation.

Nous travaillons maintenant à une quantification plus précise des différents mécanismes de chauffage, notamment à l'aide de simulations numériques. En parallèle, Guillaume Point travaille à affiner la caractérisation complète du filament dans diverses configurations, par des mesures combinées de la fluorescence, de l'onde sonore, de l'énergie laser absorbée et des mesures de température par spectroscopie CARS.

Enfin nous prévoyons la réalisation d'essais en soufflerie en collaboration avec des chercheurs de l'ONERA afin de tester la capacité d'un tel filament à casser l'onde de choc générée à l'avant d'un engin supersonique afin de réduire sa trainée. Ces expériences pourraient être réalisées courant 2016 si les demandes de financements ANR sont accordées.

III.4 Références bibliographiques

[Bespalov66] V. I. Bespalov and V. I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids," Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pis'ma **3**, 471 (1966). [JETP Lett. **3,** 307 (1966)]

[Cheng13] Y.-H. Cheng, J. K. Wahlstrand, N. Jhajj, and H. M. Milchberg, "The effect of long timescale gas dynamics on femtosecond filamentation," Opt. Express **21**, 4740 (2013)

[Chiao64] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, "Self-trapping of optical beams," Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964)

[Chin07] S. L. Chin, F. Théberge, and W. Liu, "Filamentation nonlinear optics," Appl. Phys. B **86**, 477 (2007)

[Dufour13] G. Dufour, B. Fornet, F. Rogier, "Numerical modelling of supersonic flow actuated by laser-induced plasma," Int. J. of Aerodynamics **3**, 122 (2013).

[DurandOE13] M. Durand, *et al.*, "Kilometer range filamentation," Opt. Express **21**, 26836 (2013)

[Etoumi15] W. Ettoumi, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Laser Filamentation as a New Phase Transition Universality Class," Phys. Rev. Lett. **114**, 063903 (2015)

[Fibich05] G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, Y. Erlich, M. Fraenkel, Z. Henis, A. L. Gaeta & A. Zigler, "Self-focusing distance of very high power laser pulses," Opt. Express **13**, 5897 (2005)

[Heins13] A. M. Heins and C. Guo, "Spatial mode cleaning in radically asymmetric strongly focused laser beams," Appl. Phys. B **113**, 317 (2013)

[Henin10] S. Henin, *et al.*, "Saturation of the Filament Density of Ultrashort Intense Laser Pulses in Air," Appl. Phys. B **100**, 77 (2010)

[Houard08] A. Houard, *et al.*, "Study of the Influence of air turbulence on femtosecond filamentation," Physical Review A **78**, 033804 (2008)

[Jhajj14] N. Jhajj, Y.-H. Cheng, J. K. Wahlstrand, and H. M. Milchberg, "Optical beam dynamics in a gas repetitively heated by femtosecond filaments," Opt. Express **21**, 28980 (2013)

[Kartashov12] D. Kartashov, *et al.*, "Free-space nitrogen gas laser driven by a femtosecond filament," Phys. Rev. A **86**, 033831 (2012)

[Leonov12] S. B. Leonov, A. A. Firsov, M. A. Shurupov, J. B. Michael, M. N. Shneider, R. B. Miles, and N. A. Popov, "Femtosecond laser guiding of a high-voltage discharge and the restoration of dielectric strength in air and nitrogen," Phys. Plasmas **19**, 123502 (2012)

[Liu07] W. Liu and S. L. Chin, "Abnormal wavelength dependence of the self-cleaning phenomenon during femtosecond-laser-pulse filamentation," Phys. Rev. A **76**, 013826 (2007)

[Majus09] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, and A. Dubietis, "Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams," Phys. Rev. A **79**, 033843 (2009)

[MechainPRL04] G. Méchain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Organizing multiple femtosecond filamentation in air," Phys. Rev. Lett. **93**, 035003 (2004)

[MechainAPB04] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, "Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization," Applied Physics B **79**, 379 (2004)

[Mechain05] G. Méchain, *et al.*, "Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser," Optics Commun. **247**, 171 (2005)

[Mitryu2015] S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, A. Houard, A. Mysyrowicz, "Re-evaluation of the peak intensity inside a femtosecond laser filament in air," J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **48** 094003 (2015)

[Milian14] C. Milian, *et al.*, "Laser beam self-symmetrization in air in the multifilamentation regime," J. of Phys. B **48**, 094013 (2015)

[Moll03] K. D. Moll, A. L. Gaeta, and G. Fibich, "Self-similar optical wave collapse: Observation of the Townes profile," Phys. Rev. Lett. **90**, 203902 (2003)

[PointPRL14] G. Point, et al., "Superfilamentation in Air," Phys. Rev. Lett. **112**, 223902 (2014)

[Point2015] G. Point, C. Milián, A. Couairon, A. Mysyrowicz, and A. Houard, "Generation of long-lived underdense channels using femtosecond filamentation in air," Journal of Physics B **48**, 094009 (2015)

[Prade06] B. Prade, *et al.*, "Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air," Opt. Lett. **31**, 2601 (2006)

[Salame07] R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, R. Ackermann, J. Kasparian and J.-P. Wolf, "Propagation of laser filaments through an extended turbulent region," Appl. Phys. Lett. **91**, 171106 (2007)

[Shim10] B. Shim, S. E. Schrauth, C. J. Hensley, L. T. Vuong, P. Hui, A. A. Ishaaya, and A. L. Gaeta, "Controlled interactions of femtosecond light filaments in air," Phys. Rev. A **81**, 061803(R) (2010)

[Tzortzakis01] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora, "femtosecond Laser-guided Electric Discharge in Air," Phys. Rev. E **64**, 57401 (2001)

[Varma08] S. Varma, Y.-H. Chen, and H. M. Milchberg, "Trapping and Destruction of Long-Range High-Intensity Optical Filaments by Molecular Quantum Wakes in Air," Phys. Rev. Lett. **101**, 205001 (2008)

[Vidal2000] F. Vidal, *et al.,* "Modeling the Triggering of Streamers in Air by Ultrashort Laser Pulses," IEEE Trans. Plasma Sci. **28**, 418 (2000)

[Xi06] T.-T. Xi, X. Lu, and J. Zhang, "Interaction of Light Filaments Generated by Femtosecond Laser Pulses in Air," Phys. Rev. Lett. **96**, 025003 (2006)

[Zahedpour14] S. Zahedpour, J. K. Wahlstrand, and H. M. Milchberg, "Quantum Control of Molecular Gas Hydrodynamics," Phys. Rev. Lett. **112**, 143601 (2014)

[Yu03] J. Yu , D. Mondelain, J. Kasparian , E. Salmon, S. Geffroy , C. Favre, V. Boutou , J.P. Wolf, "Sonographic Probing of Laser Filaments in Air," Applied Optics **42(36)** , 7117 (2003)

[Zakharov09] V. Zakharov and L. Ostrovsky, "Modulation instability: The beginning," Physica D **238**, 540 (2009)

IV. Initiation et guidage de décharges par filamentation laser

IV.1 Introduction

L'idée d'utiliser les filaments laser femtoseconde pour guider des décharges électriques a été proposée dès les années 90 par J. C. Diels, dans la perspective de développer un paratonnerre laser [Zhao95]. En effet, pour protéger une centrale électrique, un aéroport ou un engin spatial en cours de décollage, il peut s'avérer utile de déclencher la foudre pour décharger les nuages d'orage. Actuellement le principal système permettant de déclencher la foudre consiste à lancer vers le nuage chargé des fusées reliées à un long câble de cuivre [Hubert84]. A mesure que la fusée avance, le câble se polarise en présence du champ externe ce qui induit un renforcement du champ électrique au sommet de la fusée. Lorsque ce champ devient assez important il génère un précurseur de décharge montant vers le nuage (leader) qui lorsqu'il se connecte au nuage produit ensuite la décharge descendante jusqu'à la terre (voir figure 4.1).



Figure 4.1 : Photos d'éclairs guidés à l'aide de fusées.

Le concept de paratonnerre laser consiste à remplacer le fil de cuivre par une colonne de plasma. Il a fait l'objet de nombreuses recherches aux Etats-Unis, en Russie et au Japon depuis les années 70 avec des lasers énergétiques à impulsions longues (ms à ns), sans grand succès [Koopman71, Miki96, Nakamura4]. Le problème était que le plasma produit par les impulsions longues est très inhomogène et que des énergies laser considérables étaient nécessaires pour générer une colonne conductrice de plusieurs mètres.

La découverte de la filamentation femtoseconde au milieu des années 90 a ouvert de nouvelles perspectives, puisque le canal de plasma produit dans le filament est très uniforme et que sa génération ne nécessite pas des énergies laser très importantes, ce qui permet d'envisager la formation de filaments de plusieurs centaines de mètres.

Une démonstration de principe a été réalisée sur quelques dizaines de centimètres avec un laser UV ultracourt [Rambo01]. Parallèlement, la possibilité de déclencher et de guider des décharges haute-tension sur plusieurs mètres a été démontrée en laboratoire avec des lasers femtoseconde IR [Pépin01, Comtois00, Rodriguez02, Ackermann04].

Le passage aux expériences grandeur nature s'avère plus difficile même si les équipes du projet Teramobile rapportent qu'en tirant verticalement avec le laser terawatt durant un orage ils ont enregistré les signes précurseurs d'une décharge corrélés spatialement et temporellement avec les tirs du laser [Kasparian08]. La principale difficulté identifiée

réside dans la nécessité de générer un canal conducteur continu sur au moins plusieurs dizaines de mètres pour être en mesure de créer un leader montant. Or la durée de vie du plasma du filament, qui est de quelques nanosecondes à pression atmosphérique, limite la longueur réelle du plasma à quelques mètres. Pour que l'effet de polarisation dans le filament soit suffisamment important pour déclencher un leader, il serait nécessaire d'augmenter la durée de vie du plasma de plusieurs ordres de grandeur [Bazeylan00]. Plusieurs équipes (y compris le LOA) ont ainsi essayé de rallonger la durée de vie du plasma du filament à l'aide d'une seconde impulsion longue et plus énergétique [Zhao95, Méjean06, Henis08, Zhou09]. Le meilleur résultat a été obtenu par Scheller *et al.* qui ont montré un abaissement d'un facteur 10 du seuil de claquage d'une décharge de 5 cm guidée par filament de en réchauffant le filament avec une impulsion YAG de 3 Joules focalisée par un axicon [Scheller14]. Pour réchauffer un filament de 20 m avec cette méthode, une énergie laser de 200 J serait alors nécessaire.

Ces considérations reposent sur l'idée que le principal mécanisme en jeu dans le déclenchement des décharges est la polarisation et le caractère conducteur du filament, par analogie avec un fil de cuivre. Or, dans le cas du filament, l'initiation est le guidage des décharges peuvent être produits par d'autre effets et en particulier par le chauffage de l'air et la formation d'un canal de basse densité qui créé un chemin préférentiel pour la décharge [Tzortzakis01]. Dans ce cas l'abaissement du champ de claquage dans le canal est du même ordre que l'abaissement de la densité (de l'ordre de 30%).

En parallèle, une grande quantité d'ions O_2^- est produite lors de la recombinaison du plasma et la présence de ces ions de longue durée de vie accélère le développement des steamers et des leaders [Comtois03b] puisque les électrons attachés aux molécules d'oxygène ont une faible énergie de liaison et constituent donc un réservoir d'électrons.

Notons que ces deux phénomènes ont l'avantage du durer beaucoup plus longtemps que le plasma et sont donc en théorie susceptibles de produire un effet de guidage sur des dizaines de mètres. La question qui se pose maintenant est d'évaluer l'importance de chacun de ces mécanismes afin d'optimiser le guidage laser pour le cas du paratonnerre, ou pour d'autres applications comme le captage de courant sans contact [Houard07], le déclenchement d'éclateurs à fort courants [Arantchouk13] ou l'antenne plasma virtuelle [Brelet12].

IV.2 Etude de décharges guidées centimétriques

IV.2.1 Interféromètre à deux couleurs

Pour étudier l'évolution des décharges guidées par laser Guillaume Point a récemment mis au point un diagnostic de densité électronique pour le plasma de décharge guidée. En raison de la contribution à l'indice optique de deux effets différents (électrons libres du plasma et électrons liés aux neutres), il s'est avéré nécessaire de recourir à l'interférométrie à deux longueurs d'onde afin de pouvoir discriminer la contribution de la population électronique libre, et disposer ainsi d'une mesure de la durée de vie du plasma. Le schéma du montage est présenté en figure 4.2.

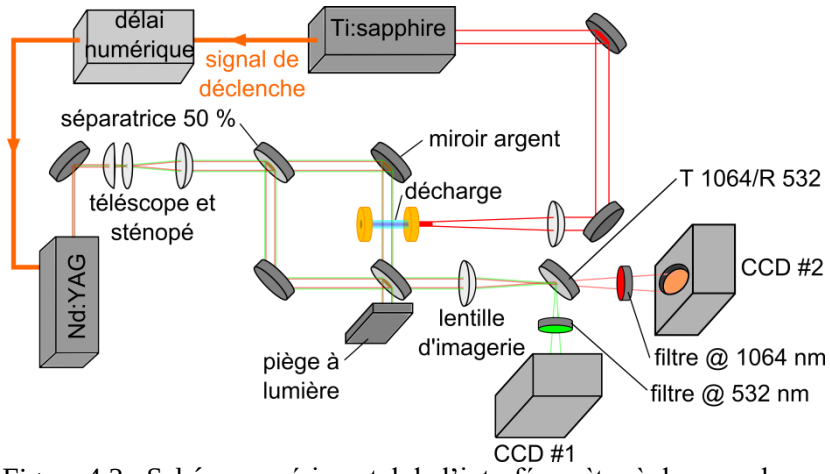


Figure 4.2 : Schéma expérimental de l'interféromètre à deux couleurs.

Le diagnostic a été testé sur des décharges centimétriques guidées par filamentation générant un courant de l'ordre de 40 A. Le traitement des interférogrammes repose sur un algorithme d'extraction de phase par transformée de Fourier, un algorithme de dépliement de phase local selon un chemin de fiabilité décroissante, ainsi qu'un programme de transformée inverse d'Abel Fourier-Hankel. Le fonctionnement de ce diagnostic est décrit plus en détail dans l'article [Point2014].

Le plasma étudié présentant un indice optique inhomogène à forts gradients, il entraine d'importants effets de diffraction des faisceaux sonde employés dans l'interféromètre. D'autre part, la propagation des impulsions sonde entre le plasma et les détecteurs est également source de diffraction, qu'il convient d'éviter pour l'obtention de mesures précises de densité. Ce problème a été résolu en mettant en œuvre un système d'imagerie constitué d'une lentille qui permet par ailleurs d'augmenter la résolution spatiale si besoin.

La sensibilité de l'interféromètre a été estimée à 4.10^{22} m^{-3}. Cela correspond, pour un objet d'un diamètre typique de 200 µm, à une résolution en phase de 30 mrad à 532 nm.

IV.2.2 Densité électronique

Les résultats concernant la densité électronique sont donnés en figure 4.3. La figure 4.3(a) présente plusieurs profils radiaux pour n_e à différents instants (t = 0 correspondant à l'initiation de la décharge). Ces profils se caractérisent par un pic central dont l'amplitude maximale atteint $6{,}3.10^{23}$ m^{-3}, flanqué par un pic secondaire. Au cours du temps, le pic central diminue en amplitude tout en conservant une largeur à peu près constante, de l'ordre de 200 µm à mi-hauteur. Le pic latéral diminue également, plus rapidement, mais se propage radialement avec une vitesse supersonique. Ainsi, le canal de décharge résulte en une onde de choc qui emporte avec elle une part non-négligeable des électrons qui y circulent.

La figure 4.3(b), présente l'évolution au cours du temps de l'amplitude du pic électronique central (chaque point étant moyenné sur cinq tirs). Il apparaît que la décroissance de ce pic est assez bien modélisée par une exponentielle, et suit fidèlement celle du courant de décharge. Ce résultat est logique du fait que seule l'amplitude du pic central change de manière notable, et non pas sa largeur. Le nombre local d'électrons est donc entièrement déterminé par l'amplitude du pic central.

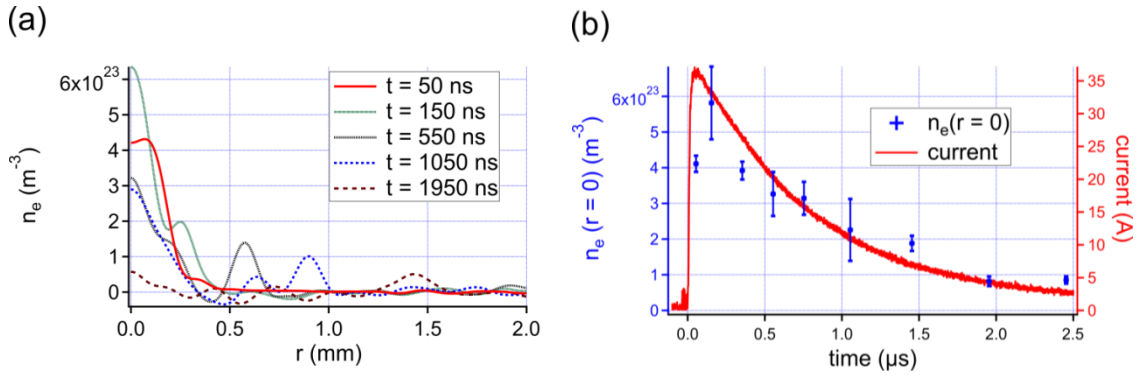


Figure 4.3 : (a) : profils radiaux de densité électronique mesurés. (b) : évolution de la densité électronique centrale (r = 0) et du courant de décharge au cours du temps.

Il est possible de comparer l'amplitude électronique maximale mesurée à une estimation utilisant la relation liant le courant à n_e :

$$I = \iint_S \vec{j}.\overrightarrow{dS} \sim \frac{e^2 n_e(r=0)}{m_e \nu_c} E\pi R^2,$$

où ν_c correspond à la fréquence de collision moyenne des électrons, E au champ électrique et R à la largeur à mi-hauteur du pic central d'électrons. Utilisant $\nu_c \approx 15$ THz, $E \approx 15$ kV/cm, $I_{max} \approx 36$ A et $R \approx 100$ µm, nous trouvons $n_e^{max}(r = 0) \approx 6.10^{23}$ m^{-3}, ce qui est en excellent accord avec la valeur mesurée expérimentalement.

IV.2.2.1 Densité de neutres

Des profils de densité de neutres typiques sont donnés en figure 4.4(a). Ils sont caractérisés par la formation, dès les temps les plus courts, d'un creux de densité central de très forte amplitude (typiquement, avec une densité résiduelle < 0,1 n_0), accompagné de la formation d'une surdensité latérale. Au cours du temps, la sous-densité s'élargit tandis que l'onde hydrodynamique formée par la surdensité continue sa propagation radiale, atteignant son amplitude maximale après plusieurs centaines de ns. A l'échelle µs, le rayon du creux de densité se stabilise autour de 700 µm.

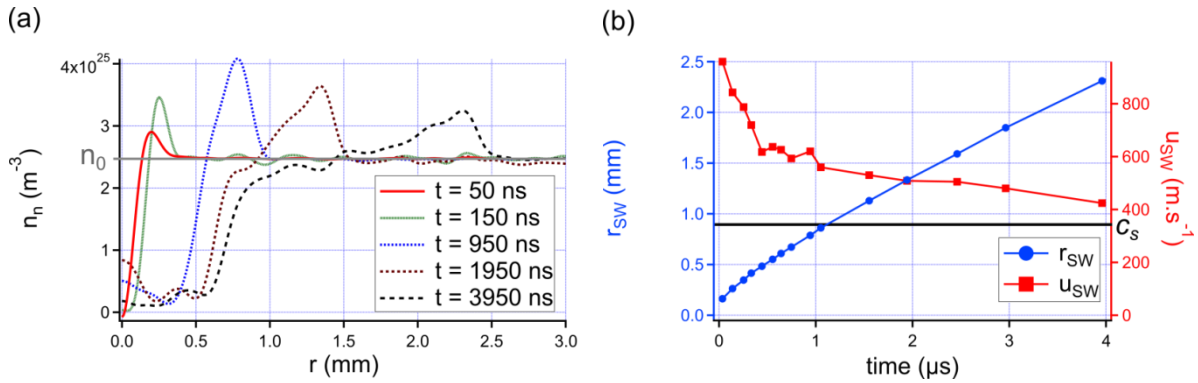


Figure 4.4 : (a) : profils de densité de neutres observés expérimentalement. (b) : évolution du rayon de l'onde de choc au cours du temps (cercles bleus), et de la vitesse de l'onde de choc (carrés rouges). La vitesse du son dans l'air au repos c_s est également indiquée.

Utilisant ces profils radiaux, il devient possible d'étudier l'évolution du rayon de l'onde de choc r_{SW} au cours du temps, dont l'allure est donnée en figure 4.4-(b). A partir

de ces données on peut estimer la vitesse de l'onde de choc u_{SW} en considérant simplement la dérivée de r_{SW}. Le résultat, affiché en figure 4.4(b), montre une initiation supersonique de l'onde, avec une vitesse initiale proche de 1 km/s, décroissant rapidement au cours des 500 premières ns. Par la suite, u_{SW} décroît lentement, atteignant 400 m/s après 4 µs.

Ces premiers résultats sont très positifs et permettent de mieux comprendre l'évolution de la décharge guidée sur des temps. En complément de ce diagnostic que nous adaptons en ce moment sur des expériences de décharges de plus grande dimension, nous cherchons à développer un diagnostic de mesure de la température du plasma par spectroscopie. Cette seconde mesure s'avère plus difficile à mettre en œuvre en raison de la faible cadence de la décharge et de la sensibilité limitée de nos capteurs. Mais j'ai bon espoir qu'une fois mis au point, la combinaison de ces diagnostics nous fournisse suffisamment de mesures quantitatives du déclenchement et de l'évolution de la décharge guidée pour élucider les mécanismes physiques en jeu par des confrontations à des modèles théoriques les plus complets possible.

IV.3 Eclateur à fort courant déclenché par laser

Dans une précédente expérience réalisée pendant ma thèse au centre d'essai de la SNCF, nous avions démontré que les filaments étaient capables d'initier des décharges électriques à fort courant très peu dissipatives avec une alimentation continue de 300 A. Les filaments pourraient ainsi permettre de capter du courant sans contact pour l'alimentation des trains ou de décharger rapidement des circuits électriques très haute tension à distance [Houard07].

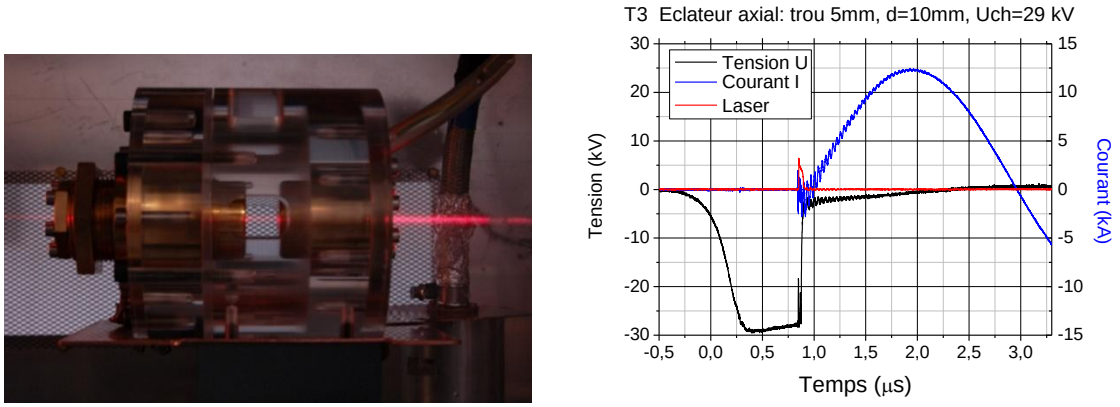


Figure 4.5 : A gauche : Photo de l'éclateur longitudinal en présence du faisceau laser. A droite : signaux de tension et de courant mesurés aux bornes de l'éclateur lorsqu'il est déclenché par le filament (signal rouge).

Dans la continuité de cette expérience de démonstration nous avons entrepris d'étudier en laboratoire et en atmosphère contrôlée ces décharges à fort courant, avec l'aide de Leonid Arantchouk, du Laboratoire de Physique des Plasmas de l'X. Nous avons ainsi observé dans un éclateur à gaz avec un gap centimétrique que le filament pouvait guider des courants supérieurs à 10 kA et était capable de réduire la tension de claquage de l'air de 50 %. Le jitter temporel de la décharge se trouve aussi considérablement réduit par le filament (jusqu'à 200 ps) ce qui en fait un dispositif de déclenchement haute tension très précis et fonctionnant dans l'air à pression

atmosphérique. Ce commutateur a fait l'objet d'un dépôt de brevet par le LPP et le LOA en 2013 [Arantchouk13].

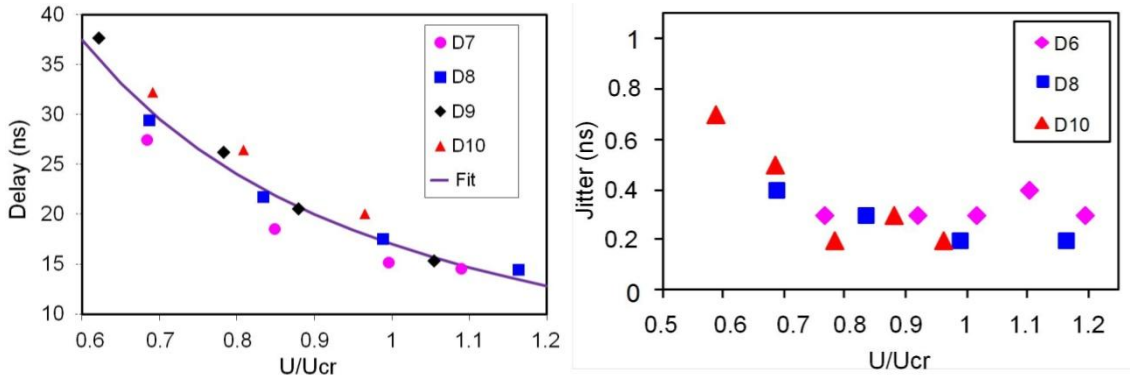


Figure 4.6 : A gauche : Retard entre le tir laser et le début de la décharge dans l'éclateur en fonction de la tension appliquée et pour différentes distance inter-électrodes D en mm. A droite : gigue temporelle de la décharge en fonction de la tension appliquée, où U_{cr} est la tension de claquage naturelle.

IV.4 Générateur de Marx déclenché par filament laser

Les caractéristiques uniques de l'éclateur axial déclenché par filamentation laser ont ensuite été mises à profit dans la réalisation d'un générateur de Marx compact entièrement déclenché par filamentation laser et capable de générer des impulsions de 180 kV avec un front de montée très rapide et un jitter inférieur à la nanoseconde [Arantchouk14].

Un générateur de Marx comporte un ensemble de N étages parallèles incluant de gros condensateurs et reliés entre eux par des éclateurs. Chaque étage est d'abord chargé en parallèle à une tension V_0 ~ 30 kV. Lorsqu'on déclenche les éclateurs, tous les étages se retrouvent connectés en série. Dans le déclenchement classique, la commutation électronique du premier étage induit une surtension sufisante pour produire l'autoclaquage de tous les étages suivants. En théorie, la tension alors générée en sortie du générateur peut atteindre $V_1 = NV_0$. En pratique cette valeur est réduite par la présence de capacitances parasites dans les éclateurs. Par ailleurs, le déclenchement successif des différents éclateurs va produire en sortie du Marx une impulsion avec un front de monté en dents de scie irrégulières ce qui peut être préjudiciable, pour des applications où un front de monté très raide est requis.

D'après G. Mesyats [Mesyats04] le temps carcatéristique pour l'établissement d'une décharge dans un gap de 10 mm à l'air atmosphérique est de T_{SG} ~4 ns. Si plusieurs éclateurs sont déclenchés par le même filament laser et si leur jitter est très inférieur à T_{SG}, on devrait donc obtenir un générateur de Marx idéal avec le déclenchement simultané de tous les étages. C'est ce que nous avons voulu vérifié avec Leonid Arantchouk en construisant le générateur présenté dans la figure suivante.

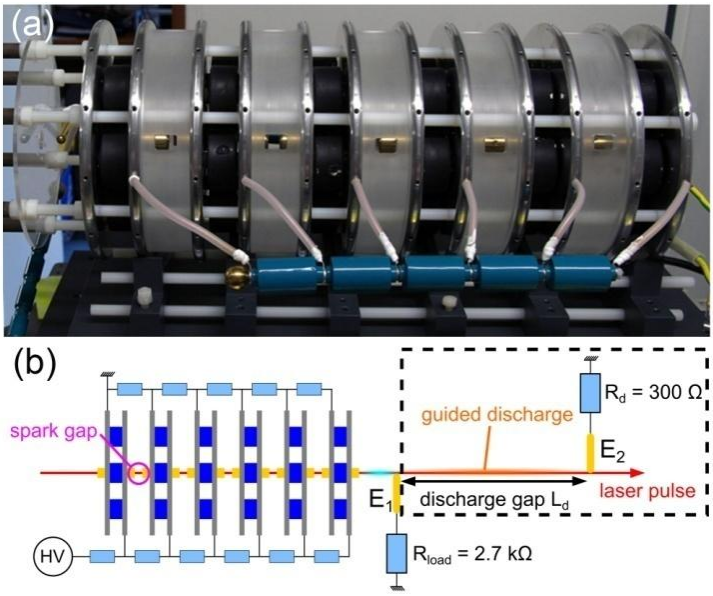


Figure 4.7. (a) Photographie du générateur de Marx déclenché par filaments construit au LOA. (b) Schéma du circuit électrique. Les composants bleu foncés sont des condensateurs, les bleu clairs des résistances.

Le générateur se compose de six étages reliés par cinq éclateurs similaires à celui décrit dans la section précédente. Chaque étage comprend six condensateurs de 2 nF reliés en parallèle par des disques en métal. Les deux électrodes de chaque éclateur sont percées d'un trou axial de 3 à 4,5 mm de diamètre et sont séparées de 11,2 mm, ce qui correspond à une tension d'auto-claquage 34 kV. Chaque étage est chargé à une tension V_0 = 27 kV, soit légèrement en dessous de la limite d'autoclaquage.

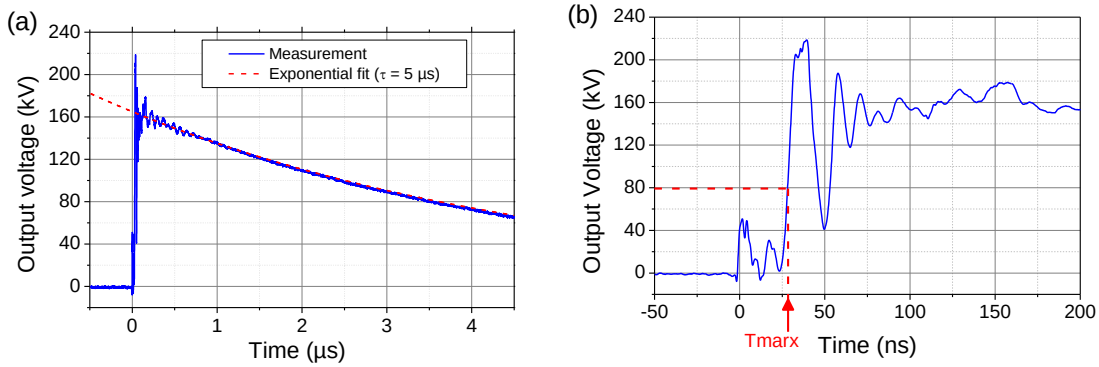


Figure 4.8 : a) Signal de tension mesuré en sortie du générateur de Marx avec une tension de charge de 27 kV. b) Front de montée de l'impulsion. t = 0 s correspond au passage du laser.

Lorsqu'on forme un faisceau de filaments de ~2 m de long en focalisant le faisceau laser (200 mJ, 700 fs) à travers les éclateurs, une impulsion de tension est alors générée quelques dizaines de nanosecondes après le passage du laser. On la mesure sur la résistance de charge placée en sortie R_{load}. Un exemple de signal de tension mesuré est présenté en figure 4.8. L'impulsion présente une amplitude de 160 kV (proche de la valeur théorique maximale NV_0 = 162 kV), un front de monté de quelques nanosecondes et un jitter ≤ 1 ns. Comme dans le cas de l'éclateur, ces caractéristiques dépendent principalement de la tension de charge V_0. Notons enfin que nous avons été

capable de diminuer l'énergie laser incidente jusqu'à 30 mJ, pour une durée de 700 fs (P = 43 GW) avant d'observer une dégradation des performances du générateur.

Ce même générateur est capable de produire des décharges guidées par laser de 20 cm à sa sortie en ajoutant une électrode suplémentaire. Le même filament qui déclenche les étages du générateur va alors intier une décharge guidée. La figure 4.9 montre le signal de courant mesuré en sortie de décharge (en rouge) par rapport à la tension en sortie de Marx.

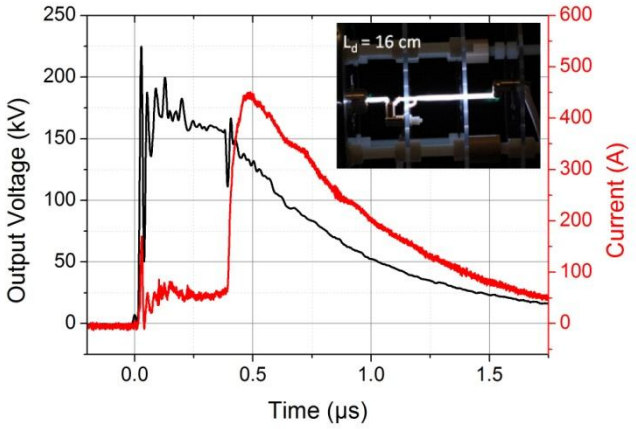


Figure 4.9 : Tension en sortie du Marx V_1 et courant I_2 traversant la décharge.

IV.5 Guidage de décharges métriques par filamentation

IV.5.1 Générateur de Tesla

Pour étudier en laboratoire le guidage de décharges électriques de dimension métrique, nous avons utilisé un générateur de Tesla.

Le générateur de Tesla est un transformateur résonnant avec un rapport de transformation très élevé. L'avantage de ce type de générateur est qu'il permet de fournir des impulsions de tension très élevées à partir d'une source de tension continue de puissance modérée et qu'il peut fonctionner à haute cadence car il délivre peu de courant. En revanche, son fonctionnement et sa synchronisation sont assez complexes, et les impulsions de tension en sortie oscillent à ~100 kHz ce qui rend les décharges moins reproductibles qu'avec des impulsions de tension monopolaires (type Marx).

Jusqu'alors, toutes les études de décharges guidées par laser avaient été réalisées avec des générateurs de type Marx [Comtois03, Ackermann06], des générateurs continus [Fujii08] ou un générateur de Van de Graaf [Gordon03]. Des abaissements du champ de claquage de 30 à 50% ont été observés dans ce cas. Ce type de générateur monopolaire va générer un champ électrique de signe constant entre les électrodes. Avec une tension oscillante on peut s'attendre à un comportement différent puisque le champ électrique oscille rapidement pendant le développement de la décharge.

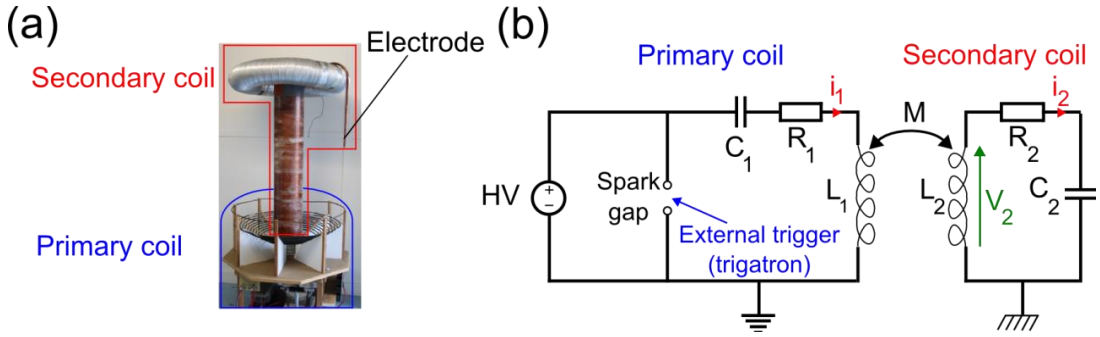


Figure 4.10 : (a) Photographie du générateur de Tesla. (b) Circuit électrique équivalent au générateur de Tesla.

Pour ces expériences, nous avons fait l'acquisition d'une bobine de Tesla « artisanale » construite par des passionnés de décharges et nous avons modifié son circuit électrique primaire de manière à pouvoir déclencher le générateur par un signal externe avec une précision < 20 ns. Plusieurs dispositifs ont été testés mais c'est finalement un trigatron qui a donné les meilleurs résultats. Le générateur de Tesla a une fréquence d'oscillation de 105 kHz (qui correspond aux fréquences de résonnance des circuits primaires et secondaires) et délivre une tension maximale de 360 kV.

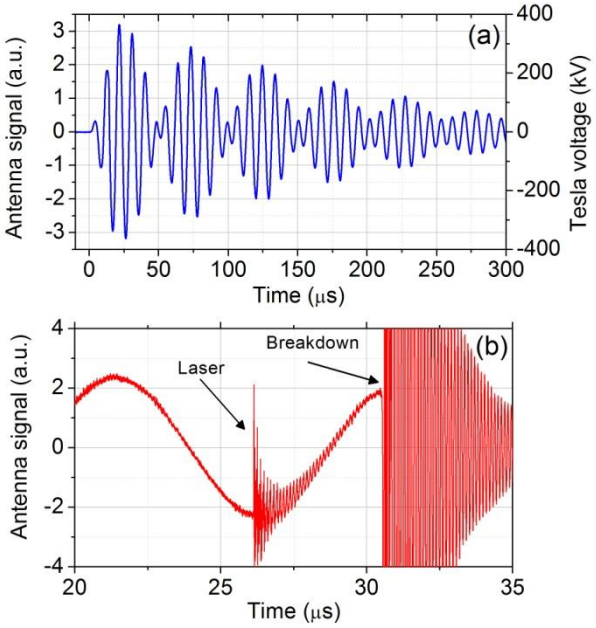


Figure4.11 : (a) Signal de tension en sortie du Tesla en l'absence de décharge. (b) Signal mesuré lors d'une décharge guidée par laser.

Le signal de tension mesuré en sortie du générateur à l'aide d'une antenne calibrée est présenté en Figure 4.11. L'impulsion de tension oscille à 105 kHz et est modulée par le battement créé par la légère différence de fréquence des deux circuits oscillants.

Pour obtenir les décharges guidées un faisceau de filaments est généré entre les deux électrodes, le faisceau laser frôlant les électrodes. La Figure 4.12 montre des photographies de décharges guidées et non guidées obtenues avec un gap de 36 cm.

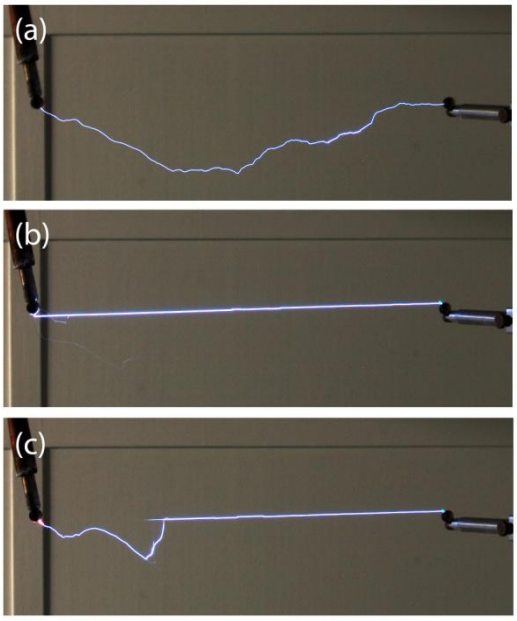


Figure 4.12 : Image intégrée d'une décharge Tesla sans laser (a), totalement guidée (b) et partiellement guidée par le filament. Le laser vient de la gauche et le gap fait 36 cm.

L'efficacité du guidage dépend fortement de l'amplitude et de la polarité de la tension au moment où le filament se forme entre les électrodes. Ainsi on obtient un taux de guidage maximal lorsque le filament est formé pendant un maximum de tension et lorsque le champ électrique est opposé à la direction de propagation du laser. On remarque aussi que le retard moyen entre le tir laser et le courant de décharge (mesuré sur l'électrode de masse) est de l'ordre de 10 µs, soit la période d'oscillation de la tension. Ce retard est beaucoup plus long que ce que l'on observe avec des générateurs monopolaires sur des gaps similaires.

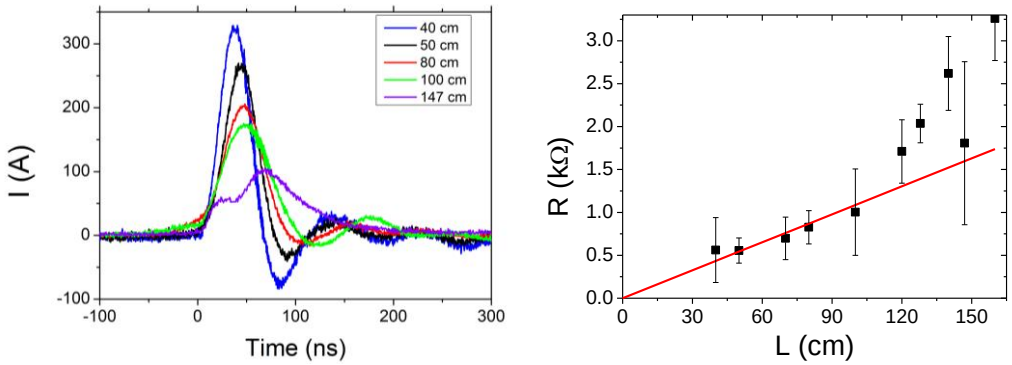


Figure 4.13 : A gauche : Courants de décharge mesurés pour différentes longueurs de gap et pour des tensions de claquage entre 320 et 350 kV. A droite : Résistance de décharge moyenne mesurée au maximum de courant en fonction de longueur du gap L. La ligne continue rouge correspond à une résistance linéique de 1,09 kΩ/m.

L'évolution du courant et de la tension entre les électrodes ont été mesurés pour différentes distances inter-électrodes. Comme le montre la figure 4.13, la forme du courant et la résistance linéique moyenne de la décharge varient pour des longueurs de décharge inférieures au mètre. Pour des gaps plus grands, le taux de guidage diminue, et la résistance linéique de la décharge augmente ce qui indique que l'effet de guidage

n'est plus aussi bon, ou que le développement met en jeu des processus différents tels que des leaders.

Dans ces expériences de guidage en régime de tension alternative nous avons obtenu des décharges guidées allant jusqu'à 2 m de longueur ce qui correspond à un champ de claquage moyen de 1,8 kV/cm. Cet abaissement du seuil de claquage est très supérieur à tout ce qui a été rapporté dans la littérature avec des impulsions de tension monopolaires. Il semble donc que l'effet de guidage soit plus efficace avec une impulsion de tension oscillante, comme l'ont aussi observé les chercheurs du DRDC de Valcartier avec un générateur de Tesla assez similaire [Henrikson12, Daigle13].

Notons enfin qu'en réglant le retard entre le laser et l'impulsion de tension pour que le filament soit formé alors que le champ dans le gap est maximum, nous avons été capables de générer des décharges répétitives de 1 m de long totalement guidées à un taux de répétition de 10 Hz ce qui est une première.

IV.5.2 Application à l'antenne plasma RF injectée

Nous avons ensuite étudié la possibilité d'injecter un signal RF dans le filament de plasma. La durée de vie et la conductivité du canal de plasma du filament étant trop faible pour coupler efficacement le signal au filament, nous avons utilisé des décharges Tesla guidées par filament de longueurs métriques pour réaliser cette antenne virtuelle.

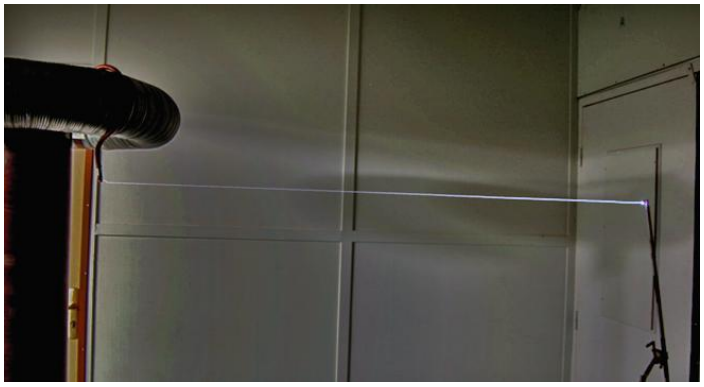


Figure 4.14 : Photographie d'une décharge Tesla de 1,7 m de long guidée par un faisceau laser filamenté. Le laser vient de la gauche.

L'injection d'un signal RF dans la décharge guidée était ensuite réalisée au moyen d'un coupleur inductif placé autour de celle-ci. La capture des ondes radioélectriques rayonnées par la décharge s'effectuait à l'aide d'une antenne positionnée à quelques mètres de distance. La Figure 4.15 présente les spectres des signaux interceptés par l'antenne. On voit clairement le signal RF émis par la décharge guidée émerger du bruit [Brelet12].

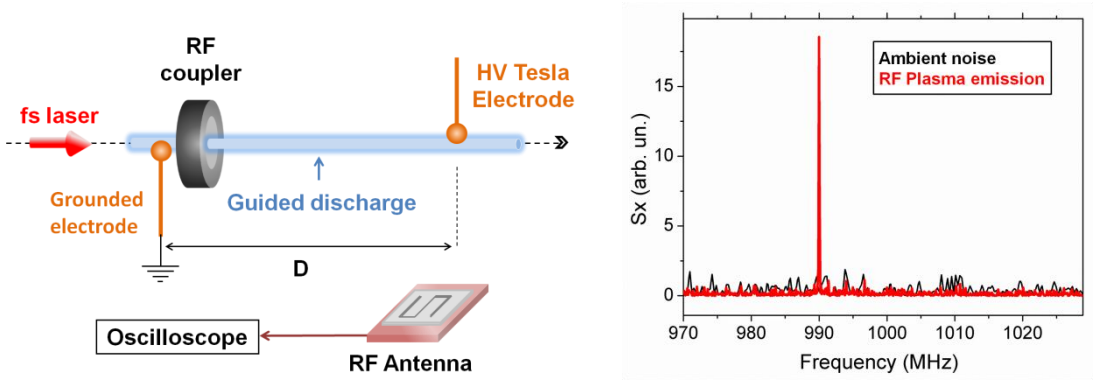


Figure 4.16 : (A gauche) Schéma de l'expérience de couplage de signal RF dans la décharge guidée. (b) Densités spectrales de puissance du signal temporel de l'antenne, pour une fréquence injectée f = 990 MHz dans un coupleur solénoïde.

IV.5.3 Etude du guidage de décharges longues par laser

IV.5.3.1 Spécificité des décharges métriques

Le champ de claquage naturel dans l'air à 1 bar est de 30 kV pour un champ uniforme (entre deux électrodes planes) et pour un gap de quelques centimètres. Lorsqu'on augmente la distance entre les électrodes, cette valeur diminue légèrement en raison de l'apparition de streamers ou coronas. A plus grande échelle (L > 1 m), l'établissement de la décharge est encore plus complexe d'autant que dans des gaps de plusieurs mètres le champ électrique est en général fortement non uniforme. Le seuil de claquage spontané descend alors à 5 et 10 kV/cm suivant la polarité de la décharge grâce à l'apparition de leaders.

Les principaux effets du filament sur la décharge sont les suivants :

- Abaissement du champ électrique de claquage,
- Déclenchement de la décharge avec une réduction de son jitter temporel,
- Augmentation de la vitesse de propagation du leader,
- Augmentation du courant d'arc,
- Réduction du temps de formation des leaders positifs.

Le mécanisme de développement des arcs électriques de grande dimension est assez complexe et particulièrement difficile à étudier et à modéliser numériquement. Nous avons montré récemment que le champ électrique nécessaire à l'apparition de la décharge dépend beaucoup de la polarité de l'électrode dont partent les précurseurs de décharge (appelés steamers et leaders). Ainsi, dans le cas de leaders positifs, le champ de claquage peut être abaissé de 20 % par le laser ce qui correspond à 5-7 kV/cm. Dans le cas de leader négatifs, le guidage par laser est beaucoup plus aisé et l'arc guidé peut être obtenu avec un champ de 3,6 kV/cm ce qui correspond à un abaissement de 50% du champ de claquage de l'air [Forestier12].

IV.5.3.2 Résultats obtenus

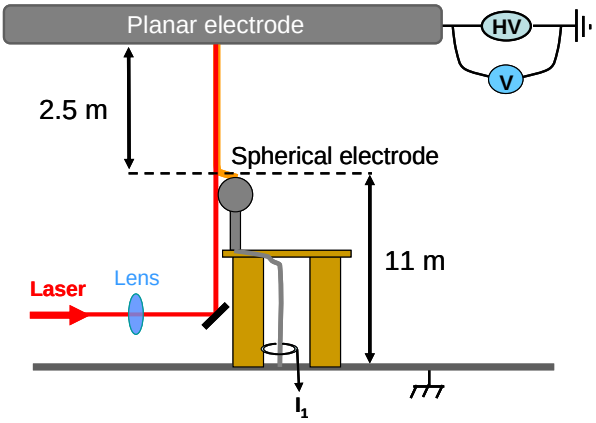


Figure 4.17 : Schéma du montage utilisé au CEAT de Toulouse.

Dans le cadre d'une collaboration avec Airbus group (anciennement EADS) portant sur le développement d'un paratonnerre laser j'ai organisé en 2009, 2010 et 2014 des campagnes d'essai sur le site du CEAT de Toulouse avec le laser ENSTAmobile. Le but de la première campagne était d'étudier la capacité des filaments à déclencher et à guider des décharges électriques de plusieurs mètres. Nous avons notamment observé que le déclenchement et le guidage de décharges de 2 m par des filaments était beaucoup plus efficace lorsqu'on appliquait une polarité de tension positive, ce qui correspond au développement d'un leader montant négatif. Un exemple de décharge guidée de 2,5 m obtenue avec une onde tension rapide (4 µs de temps de montée) est présenté en figure 4.18.

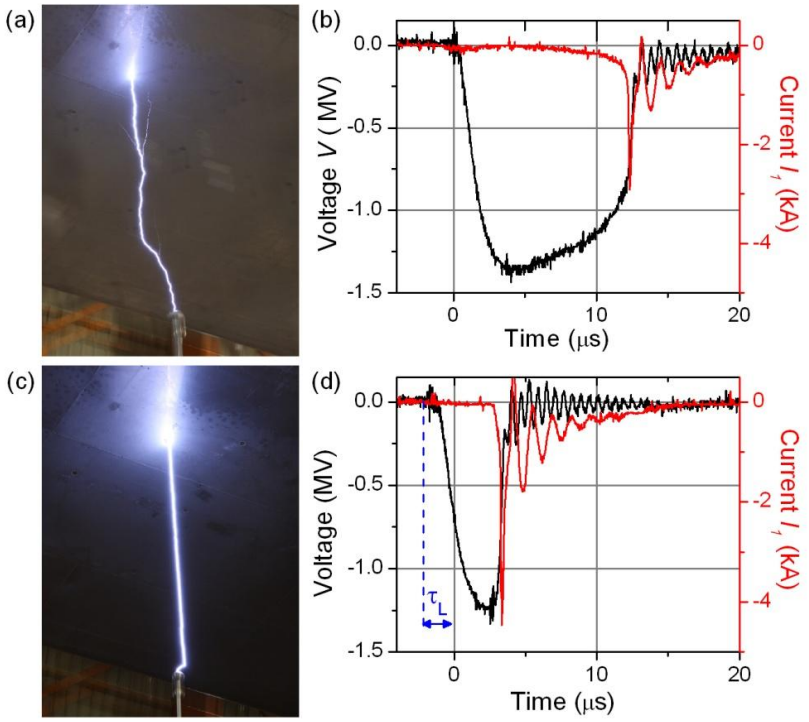


Figure 4.18 : Photo intégrée de la décharge et mesure de la tension sur l'électrode plane et du courant de décharge, dans le cas d'une décharge sans laser (a,b) et d'une décharge guidée (c,d).

Nous avons aussi fait la première démonstration de la capacité du filament à détourner un arc de son point d'attache naturel en ajoutant une électrode pointe 20 cm plus haute que l'électrode du laser (voir Figure 4.17).

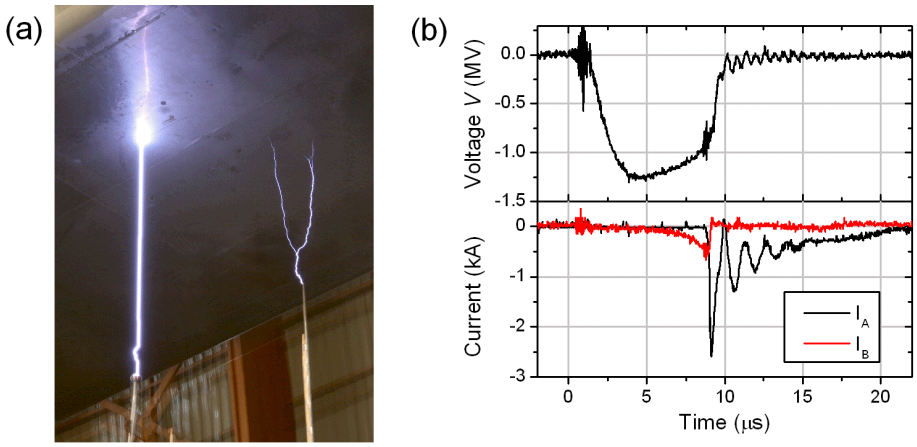


Figure 4.17. Exemple d'une décharge déviée par le filament. On distingue sur la photo que des streamers ont commencé à se développer sur l'électrode B mais que le laser arrive quand même à guider la décharge sur l'électrode A. T = 0 s correspond au temps d'arrivée du laser.

Nous avons par ailleurs évalué la sensibilité du guidage de décharges par rapport à l'alignement du faisceau laser sur les électrodes. En effet, il était communément admis qu'un contact électrique entre le plasma du filament et les électrodes était nécessaire pour obtenir un guidage efficace de la décharge et pour abaisser le seuil de claquage naturel en créant un chemin préférentiel continu à l'aide du laser. Nous avons mis en évidence la capacité des filaments laser à détourner et initier des décharges électriques de 60 cm sans qu'il y ait contact avec les électrodes [Forestier12].

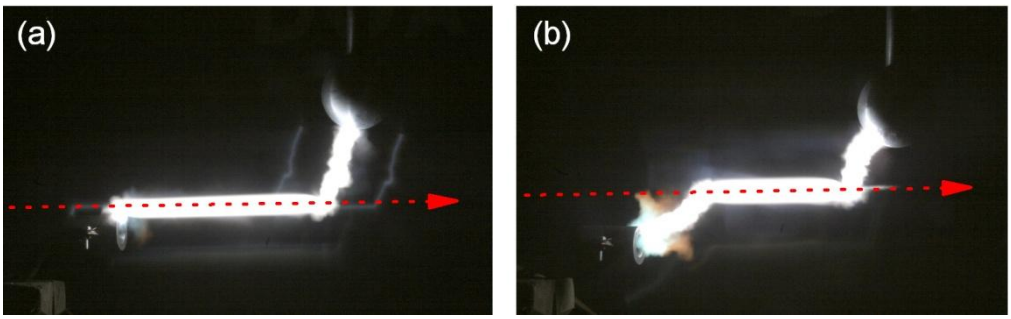


Figure 4.18 : Images de décharges guides obtenues en décalant la position du filament (indiquée par la flèche rouge) dans le gap. La distance inter-électrodes est de 30 cm.

Enfin lors de la troisième campagne nous avons étudié le guidage de décharges de 4 mètres de long. Un dysfonctionnement des diagnostics d'imagerie rapide du CEAT nous a empêchés d'analyser comme prévu l'effet du filament sur le développement des décharges longues. Mais nous avons néanmoins pu mettre en évidence l'influence du filament sur le développement de la première décharge corona qui précède le développement de l'arc. Nous avons aussi observé qu'un front de monté très lent de l'onde de haute tension (> 200 µs) diminuait l'efficacité de déclenchement du filament.

Un exemple de décharge électrique sans laser obtenue avec une onde de tension lente et une polarisation négative sur l'électrode plane est présenté dans la figure 4.19. Le temps t = 0 s correspond au début de l'onde de tension.

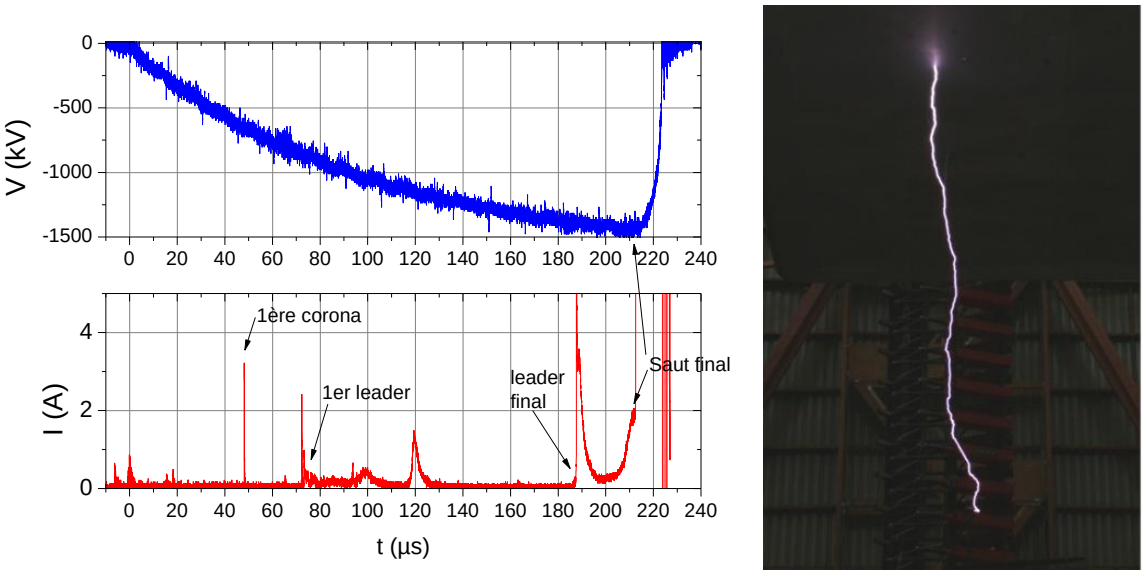


Figure 4.19 : A gauche : Signaux de tension et de courant mesurés. A droite : Photo intégrée de la décharge de 4 m.

La figure suivante montre un exemple de décharge guidée par filaments dans la même configuration. Dans ce cas le laser arrive après la formation du premier leader à t = 93 µs, ce qui explique que la décharge ne soit pas guidée sur les premiers 30 cm. Le laser ne semble pas avoir d'effet sur le courant mais le saut final qui arrive 25 µs après est particulièrement rapide et n'est pas précédé d'un courant de leader.

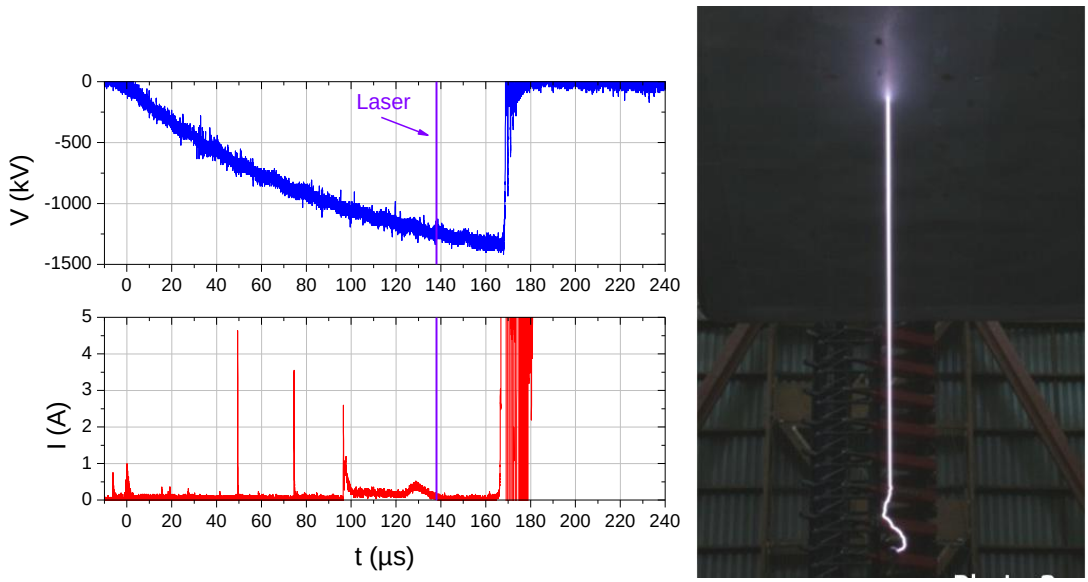


Figure 4.20 : Tir 40. Signaux de tension et de courant mesurés. Photographies de la décharge de 4 m de long guidée par laser. Taux de guidage : 86 %.

IV.5.3.3 Conclusion

Nous mesures ont montré que les filaments laser étaient capables de dévier une décharge longue de son point d'attache naturel et de déclencher et guider une décharge entre deux électrodes même sans être en contact avec les électrodes.

Pour des décharges de 2 à 4 mètres, l'abaissement du seuil de claquage par le filament atteint 50% dans le cas de décharges à leader positifs (soit un champ électrique de 3,6 kV/cm) tandis qu'il n'est que de 20 % dans le cas des leaders négatifs (6 kV/cm). Ceci peut s'expliquer par le mécanisme de développement des leaders qui est très différent dans les deux polarités [Galimberti02].

Nous avons noté que l'efficacité du guidage et l'abaissement du champ de claquage par filament était plus grande avec l'onde de tension rapide (4 µs) qu'avec l'onde de tension lente (200 µs). Le meilleur guidage (guidage total) est obtenu lorsque le filament est formé pendant ou juste après l'apparition de la première corona sur l'électrode boule, ce qui correspond à un champ de 30 kV/cm à la surface de la boule.

Dans ces essais nous avons réussi à obtenir un guidage par le filament sur une longueur allant jusqu'à 3,8 m ce qui est je pense le record actuel. Etant limité par la tension du générateur de Marx qui ne pouvait pas dépasser 1,5 MV sur l'électrode plane, nous n'avons pas été en mesure de déterminer la longueur maximale de guidage possible. Mais contrairement à l'hypothèse formulée par Ackermann *et al.*, celle-ci ne semble pas limitée à 2,5 m en raison de la durée de vie du plasma [Ackerman06]. Ces résultats semblent confirmer l'importance des effets hydrodynamiques du filament sur le guidage des décharges, mais des mesures avec une imagerie résolue en temps et une modélisation des différents effets seraient nécessaires pour comprendre le phénomène.

IV.6 Références bibliographiques

[Ackermann04] R. Ackermann *et al*., "Triggering and guiding of megavolt discharges by laser-induced filaments under rain conditions," Appl. Phys. Lett. **85**, 5781 (2004)

[Ackermann06] R. Ackermann, et al., "Influence of negative leader propagation on the triggering and guiding of high voltage discharges by laser filaments", Appl. Phys. B **82**, 561 (2006)

[Arantchouk13] L. Arantchouk, A. Houard, Y. Brelet, J. Carbonnel, J. Larour, Y-B André and A. Mysyrowicz, "A simple high-voltage high current spark gap with subnanosecond jitter triggered by femtosecond laser filamentation," Appl. Phys. Lett. **102**, 163502 (2013)

[Arantchouk14] L. Arantchouk, G. Point, Y. Brelet, J. Larour, J. Carbonnel, Y.-B. André, A. Mysyrowicz and A. Houard, "Compact 180-kV Marx generator triggered in atmospheric air by femtosecond laser filaments," Appl. Phys. Lett. **104**, 103506 (2014)

[Bazeylan00] E. M. Bazelyan and Y. P. Raizern, "The mechanism of lightning attraction and the problem of lightning initiation by lasers," Phys.-Usp. **43** 701 (2000)

[Brelet12] Y. Brelet, A. Houard, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. Andre, M. Pellet, A. Mysyrowicz, "Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air," Appl. Phys. Lett. **101**, 264106 (2012)

[Comtois00] D. Comtois *et al*., "Triggering and guiding leader discharges using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse," Appl. Phys. Lett. **76**, 819 (2000)

[Comtois03] D. Comtois *et al.*, "Triggering and Guiding of an Upward Positive Leader From a Ground Rod With an Ultrashort Laser Pulse—I: Experimental results", IEEE Trans on Plasma Science **31,** 377 (2003)

[Comtois03b] D. Comtois *et al.*, "Triggering and Guiding of an Upward Positive Leader From a Ground Rod With an Ultrashort Laser Pulse—II: Modeling", IEEE Trans on Plasma Science **31,** 387 (2003)

[Daigle13] J.-F. Daigle, F. Théberge, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, T. Fujii, J. Fortin, M. Châteauneuf and J. Dubois, "Dynamics of laser-guided alternating current high voltage discharges," Appl. Phys. Lett. **103**, 184101 (2013)

[Forestier12] B. Forestier, *et al.*, "Triggering, guiding and deviation of long air spark discharges with femtosecond laser filament," AIP Advances **2**, 012151 (2012)

[Fujii08] T. Fujii, M. Miki, N. Goto, A. Zhidkov, T. Fukuchi, Y. Oishi and K. Nemoto, "Leader effects on femtosecond-laser-filament-triggered discharges," Physics of Plasmas **15**, 013107 (2008)

[Galimberti02] I. Galimberti et al., "Fundamental process in long air gap discharges", C. R. Physique **3**, 1335 (2002)

[Gordon03] F. Gordon, *et al.*, "Streamerless guided electric discharges triggered by femtosecond laser filaments," Physics of Plasma **10**, 4530 (2003)

[Henrikson12] M. Henriksson, J.-F. Daigle, F. Théberge, M. Châteauneuf, and J. Dubois, "Laser guiding of Tesla coil high voltage discharges," Opt. Express **20**, 12721 (2012)

[Henis08] Z. Henis, G. Milikh, K. Papadopoulos, and A. Zigler, "Generation of controlled radiation sources in the atmosphere using a dual femtosecond/nanosecond laser pulse," J. Appl. Phys. **103**, 103111 (2008)

[Houard07] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, "High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation," Appl. Phys. Lett. **90**, 171501 (2007)

[Kasparian08] J. Kasparian *et al.*, "Electric events synchronized with laser filaments in thunderclouds," Opt. Express **16**, 5757 (2008)

[Koopman71] D. W. Koopman & T.D. Wilkerson, "Channeling of an ionizing electrical steamer by a laser beam," J. Appl. Phys. **42**, 1883 (1971)

[Méjean06] G. Méjean, *et al.*, "Improved laser triggering and guiding of megavolt discharges with dual fs-ns pulses," Appl. Phys. Lett. **88**, 021101 (2006)

[Mesyats04] G.A. Mesyats, Pulsed Power, New York: Kluver Academic/Plenum (2004)

[Miki96] M. Miki, Y. Aihara & T. Shindo, "Mechanisms of guiding ability of CO2 laser-produced plasmas on pulsed discharges," J. Phys. D **29**, 1984 (1996)

[Nakamura4] K. Nakamura, C. Yamanaka, E. Fujiwara, Y. Izawa, Z. Kawasaki, K. Matsuura & T. Nagai. Long laser-induced discharge in atmospheric air. In Proc. CLEO, CThP3. Optical Society of America (1992)

[Pépin01] H. Pepin *et al.* , Triggering and guiding high-voltage large-scale leader discharges with sub-joule ultrashort laser pulses, Phys. Plasmas **8**, 2532, (2001).

[Point2014] G. Point, C. Milián, A. Couairon, A. Mysyrowicz, and A. Houard, "Generation of long-lived underdense channels using femtosecond filamentation in air," Journal of Physics B **48**, 094009 (2015)

[Fuji08] T. Fujii, M. Miki, N. Goto, A. Zhidkov, T. Fukuchi, Y. Oishi and K. Nemoto, Physics of Plasmas **15**, 013107 (2008)

[Rambo01] Patrick Rambo, Jens Schwarz and Jean-Claude Diels, "High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system," J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **3,** 146 (2001)

[Rodriguez02] M. Rodriguez *et al.*, Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments, Opt. Lett. **27**, 772 (2002)

[Scheller14] M. Scheller, N. Born, W. Cheng, and P. Polynkin, "Channeling the electrical breakdown of air by optically heated plasma filaments," Optica **1**, 125 (2014)

[Tzortzakis01] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora, "femtosecond Laser-guided Electric Discharge in Air," Phys. Rev. E **64**, 57401 (2001)

[Zhou09] B. Zhou, *et al.*, Revival of femtosecond laser plasma filaments in air by a nanosecond laser, Opt. Express **17**, 11450 (2009)

[Zhao95] X. M. Zhao, J. C. Diels, C. Y. Wang, and J. M. Elizondo, "Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases," IEEE J. Quantum Electron. **31**, 599 (1995)

Conclusion et perspectives

Presque 20 ans après sa mise en évidence par Braun *et al.* [Braun95] on pourrait croire que l'étude de la filamentation laser femtoseconde est aujourd'hui un sujet mature et dont la physique est bien maitrisée. Le nombre croissant de publications consacrées aux filaments dans des revues à fort impact semble prouver le contraire. Alors que le mécanisme à la base du processus de filamentation fait l'objet d'une vive controverse [Béjot10, Chen10], de nouvelles propriétés des filaments telles que le gain laser UV [Dogariu11], la formation de colonne de plasma de longue durée de vie [Scheller14] ou la génération de guides hydrodynamiques [Jhajj14] ouvrent des perspectives inattendues.

Ces six dernières années, j'ai eu l'occasion d'étudier la filamentation sous bien des aspects et dans divers milieux transparents et de mettre en évidence ou de mieux comprendre certains phénomènes liés à la filamentation femtoseconde. Ainsi, dans la silice en régime de dispersion anormale nous avons observé un régime de filamentation où l'impulsion se propage sous la forme d'un quasi-soliton. Un mode de propagation similaire pourrait en théorie être obtenu dans l'air avec une source plus puissante à 3 ou 5 µm, mais une telle source laser est difficile à trouver.

En parallèle, des études en régime focalisé avec des impulsions de 10-100 P_{cr} dans l'air et dans l'eau ont montré qu'il était possible de former des superfilaments dans lesquels l'intensité dépassait largement 10^{13} W/cm^2. Il en résulte un dépôt d'énergie rapide dans le milieu qui peut atteindre 50% de l'énergie incidente et qui génère un canal de basse densité de longue durée ainsi qu'une onde acoustique intense et large bande. Les applications liées à cet effet sont nombreuses, comme le contrôle hydrodynamique, le contrôle de décharges, le guidage de faisceaux laser et la génération de sources acoustiques déportées. Un gros travail reste maintenant à faire pour avancer dans la compréhension des phénomènes physiques, notamment les mécanismes de chauffage, la chimie et l'évolution des températures du plasma ou l'évolution hydrodynamique en particulier dans l'eau où apparaissent des phénomènes de cavitation. La même problématique se pose dans les expériences de guidage de décharge où nous ne sommes pas encore en mesure de modéliser le plasma du filament et son effet sur un arc (même de petite dimension), notamment en raison des différentes échelles de temps et d'espace à prendre en compte.

Dans la continuité de ces travaux je chercherai à caractériser précisément le plasma et le canal hydrodynamique générés par filamentation laser et à identifier l'influence des paramètres initiaux du faisceau laser fs ou ps sur la filamentation. Un soin particulier sera apporté au développement de diagnostics optiques, électriques et acoustiques permettant d'analyser l'évolution du filament sur plusieurs échelles de temps allant de la femtoseconde à la milliseconde.

En parallèle, l'étude du phénomène de filamentation avec de nouveaux types de sources laser reste une perspective très intéressante alors que la grande majorité des études ont été réalisées avec des chaînes CPA à 800 nm. En effet, les développements technologiques récents permettent aujourd'hui d'envisager l'étude de la filamentation dans l'infrarouge ou l'UV avec des sources TW fonctionnant au kHz.