

PATRICK TREMBLAY SIMARD

**Détermination expérimentale de la puissance
critique à l'auto-focalisation dans l'air, l'argon et
l'hélium**

Mémoire présenté
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de maîtrise en Physique
pour l'obtention du grade de Maître ès Sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2008

©Patrick Tremblay Simard, 2008

Résumé

Nous déterminons expérimentalement la valeur de la puissance critique à l'auto-focalisation dans l'air, l'argon et l'hélium en enregistrant le mouvement apparent du signal de fluorescence généré par une impulsion laser femtoseconde focalisée. Nous mesurons une puissance critique dans l'air de 10 GW, tel que précédemment établie [25], mesurons une puissance critique dans l'argon de 6,7 GW, tel que précédemment établie [20] et confirmons une puissance critique dans l'hélium de 268 GW, tel que précédemment établi [20]. À travers nos observations, nous constatons que la fluorescence au foyer géométrique survie au-delà de la puissance critique à l'auto-focalisation. À partir de ce constat, nous caractérisons systématiquement la distribution de fluorescence en fonction du rapport longueur focale f / Diamètre de faisceau D . Nos conclusions nous permettent de statuer sur l'évolution du processus de filamentation lorsqu'est modifiée sa géométrie de focalisation.

Avant-propos

La présente est la mise en paragraphes d'une étude conduite entre le mois de janvier 2007 et celui d'août 2008. Ce travail a été conduit dans les laboratoires du professeur S.L. Chin, au Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL) à l'intérieur du département de Physique, de Génie Physique et d'Optique de l'université Laval.

Au cours du présent projet de recherche, en juillet 2007, l'étudiant se verra octroyer une bourse d'études supérieures de l'Alcan grâce aux bonnes références des professeurs N. McCarthy, B. Witzel et S.L. Chin. Le projet de recherche sur l'aluminium est indépendant de celui présenté dans ce mémoire. C'est une étude connexe qui a débutée à l'entrée en vigueur de la bourse et dont une première étape s'est complétée au cours de l'hiver 2007-2008. Cette étape consiste en l'optimisation de la détection et de la caractérisation des échantillons d'aluminium. Une deuxième étape devrait débiter bientôt avec l'arrivée d'échantillons de différentes compositions en provenance des laboratoires d'Alcan Rio Tinto.

L'étudiant tient à remercier tous ceux et celles qui auront contribué à l'aboutissement de ce mémoire, en commençant par le professeur S.L. Chin pour sa disponibilité à transmettre son savoir et son intérêt pour la recherche. Les étudiants J. Bernhardt et F. Lessard pour leur aide directe aux manipulations qui ont permis d'obtenir les résultats contenus dans ces pages. Les technologues M. Martin, L. Turgeon et J.-P. Giasson pour leur sages conseils. Plus cordialement, merci aux professeurs N. McCarthy, M. Piché, B. Witzel et P. Tremblay pour leur enseignement au second cycle, merci aux étudiants F. Théberge, W. Liu, M. Sharifi, Q. Luo, A. Hosseini, H. Xu, Y. Kamali, A. Azarm, C. Marceau, Y. Chen, F. Liang ainsi que Q. Sun pour leur collaboration en laboratoire.

Un merci tout spécial à mes parents, ma soeur, son fils et mes amis pour m'avoir supporté au cours des cinq dernières années.

Patrick Tr. Simard

à Guy et Odette

Table des matières

Cession des droits d'auteur	ii
Résumé	iii
Avant-propos	iv
Table des matières	vi
Table des figures	viii
Introduction	1
1 Éléments de théorie	4
1.1 De l'équation d'onde paraxiale à la divergence du faisceau [26]	4
1.2 L'effet Kerr optique [30]	7
1.3 Puissance critique à l'auto-focalisation et déplacement de foyer	7
1.4 Génération de plasma, saturation de l'intensité laser et processus de filamentation [32]	8
2 Méthodologie expérimentale	10
2.1 La chaîne laser fs et TW	10
2.2 Le montage expérimental	11
2.2.1 L'énergie	11
2.2.2 La durée d'impulsion	12
2.2.3 L'imagerie	12
3 Résultats	22
3.1 De la réduction des données à la mise en graphique	22
3.1.1 La réduction des données	22
3.1.2 La mise en graphique	23
3.2 Déplacement du signal en fonction de la puissance pour l'air, l'argon et l'hélium	24
3.2.1 L'air	24
3.2.2 L'argon	24

3.2.3 L'hélium	25
4 Discussion	32
4.1 L'évolution du filament	32
4.2 La distribution de fluorescence en fonction de f/D	33
Conclusion	38
Bibliographie	39

Table des figures

2.1	Schéma de l'oscillateur Millennia VsJ	14
2.2	Schéma de l'oscillateur Tsunami	15
2.3	Schéma de l'étireur d'impulsion	16
2.4	Schéma de l'amplificateur régénératif	17
2.5	Schéma de l'amplificateur 2 passes	18
2.6	Schéma de l'amplificateur 4 passes	19
2.7	Schéma d'un compresseur optique	20
2.8	Schéma de principe du montage expérimental	20
2.9	Calibration de l'énergie	21
3.1	Acquisition	26
3.2	Traitement des données	26
3.3	Mise en graphique	27
3.4	Exemple de lissage Lorentzien	28
3.5	L'air	29
3.6	L'argon	30
3.7	L'hélium	31
4.1	Étude expérimental de f/D (6 à 25)	36
4.2	Étude expérimental de f/D (40 à 100)	37

Introduction

Avec l'avènement des impulsions lasers femtosecondes amplifiées à des puissances crêtes pouvant atteindre le térawatt, l'optique non-linéaire est aujourd'hui intensément étudiée à travers la communauté scientifique [1, 2, 3, 4, 5, 6]. La propagation dans un milieu diélectrique d'impulsions laser très intenses induit généralement un effet Kerr optique. Ainsi, l'indice de réfraction du milieu est modifié en fonction de l'intensité laser et puisque cette dernière est de distribution gaussienne sur le diamètre du faisceau, un effet de lentille positive affecte la divergence du faisceau laser de manière à ce que l'impulsion s'auto-focalise et ionise le milieu de propagation par effet tunnel ou par absorption multi-photonique.

Tel que décrit par le modèle de tranche temporelle d'intensité [1, 4], dès que la puissance instantanée d'une tranche est supérieure à la puissance critique à l'auto-focalisation, elle auto-focalise en un point sur l'axe de propagation. La position de ce dernier dépend de la puissance instantanée de la tranche [7]. L'impulsion possédant une durée dans le temps et un profil spatial, l'auto-focalisation se produit sur une certaine distance (de 10^{-3} à 10^2 m) dans l'air, en différentes zones de haute intensité (points chauds) sur le profil spatial du faisceau laser [1, 2, 3, 4]. La filamentation est un processus dynamique entre l'auto-focalisation induite par l'effet Kerr optique et l'effet de défocalisation induite par la génération de plasma lorsque se propage l'impulsion laser très intense [8, 9].

Lorsqu'un équilibre est établi entre les effets d'auto-focalisation et de défocalisation, l'intensité laser atteint un maximum et la colonne de plasma laissée après le passage de l'impulsion est communément appelée un filament. La filamentation peut être par exemple utilisée pour télé-sonder les gaz à effets de serre [5], les mélanges gazeux [10], les matériaux biologiques [11], les polluants aqueux [12], les nuages d'aérosols [12, 13] ainsi que les surfaces métalliques [14] à des distances allant jusqu'à 180 m dans l'air [15]. Pour ce faire, l'impulsion ionise le milieu échantillonné et ce dernier fluoresce suffisamment pour être détecté à des kilomètres.

Pendant le processus de filamentation, l'impulsion atteint une intensité de saturation et induit sur elle-même certaines propriétés notables, citons l'auto-filtrage spatial [4, 6], l'auto-compression temporelle [6] et l'auto-stabilisation de son intensité [4, 6, 16]. En outre, la filamentation permet la génération d'impulsions laser de quelques cycles optiques [6, 17] et de récents travaux ont proposés obtenir des impulsions d'un seul cycle optique [18]. Pour y arriver, il est nécessaire de générer un filament à l'aide d'une impulsion se propageant à l'intérieur d'une cellule de gaz qui contient un diélectrique stable, tel l'hélium et l'argon.

En mesurant le contenu spectral de la fluorescence générée dans l'hélium par une impulsion laser de 30 fs et de 5 mJ (167 GW), un groupe américain a caractérisé un effet de double foyer de fluorescence sur l'axe de propagation et en a conclu en une observation directe de la filamentation [19]. Pourtant, l'indice de réfraction non-linéaire précédemment établi ($0,0348 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$) [20] indique une puissance critique d'environ 276 GW. Ce groupe de recherche se rétractera par la suite, lorsque leurs simulations leur démontreront que la distribution radiale de luminance génère un plasma suffisamment dense pour que le faisceau défocalise autour du foyer géométrique, avant de se refocaliser donnant naissance à un effet de double foyer de haute intensité sur l'axe de propagation [21], tel que leurs détracteurs leur faisaient constater précédemment [22].

À l'intérieur de nos laboratoires à l'Université Laval, plusieurs expériences ont été conduites pour caractériser l'évolution du filament dans l'air [23, 24]. En utilisant le modèle du déplacement de foyer, Liu *et al* détermine une puissance critique à l'auto-focalisation dans l'air équivalente à 10 GW [25]. Qu'en est-il de l'hélium? Peut-on déterminer avec précision la puissance critique à l'auto-focalisation en utilisant le modèle de déplacement de foyer?

La présente étude se propose de déterminer la puissance critique à l'auto-focalisation dans l'hélium en suivant le protocole des expériences effectuées dans l'air [25]. Pour ce faire, nous validons la précision de nos mesures en étudiant d'abord l'évolution de la distribution de fluorescence dans un gaz dont la puissance critique (P_C) est connue, tel l'air et l'argon. Ainsi la caractérisation expérimentale de cette évolution sur l'axe de propagation en fonction de la puissance permettra la détermination de P_C dans l'hélium suivant le modèle de déplacement de foyer établit par Marburger [7] et tel que précédemment évalué à l'aide de l'indice de réfraction non-linéaire n_2 [20].

L'ordre suivi de la méthodologie expose 4 chapitres. Le Chapitre 1 traite des éléments de théorie nécessaires à la compréhension du processus de filamentation. Le Chapitre 2 explique la méthodologie expérimentale alors que les résultats obtenus en laboratoire sont mis en graphique au Chapitre 3. Finalement, le Chapitre 4 analyse plus en détails

la répercussion des configurations géométriques du faisceau laser sur la distribution de fluorescence.

Chapitre 1

Éléments de théorie

Le présent chapitre expose de façon succincte la théorie pertinente entourant la propagation d'impulsions laser térawatts dans un milieu diélectrique dense et transparent, notamment lors du processus de filamentation.

1.1 De l'équation d'onde paraxiale à la divergence du faisceau [26]

La divergence a un impact direct sur le processus de filamentation et ce, tant sur la distribution d'ionisation [27] que sur la densité du plasma [28]. Sa définition mathématique découle de l'équation d'onde paraxiale. Une onde est paraxiale si les lignes normales à ses fronts d'onde sont paraxiaux à l'axe de propagation. L'équation d'onde d'Helmholtz s'écrit en notation phaseur de la façon suivante :

$$\nabla^2 U_{ph}(\vec{r}) + k^2 U_{ph}(\vec{r}) = 0 \quad (1.1)$$

où $k = 2\pi/\lambda$. La solution de cette équation donne une onde qui se propage selon l'axe z avec une amplitude complexe donnée par

$$U_{ph}(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp\{-ikz\} \quad (1.2)$$

où

$$A(\vec{r}) = |A(\vec{r})| \exp\{-i\phi_A\} \quad (1.3)$$

et où il est exigé que $|A(\vec{r})|$ varie lentement sur une distance de propagation équivalente à une longueur d'onde et que ϕ_A varie lentement avec z et dans l'espace en général. Cette approximation porte le nom de variation lente de l'enveloppe et est définie selon la relation suivante :

$$\Delta A \ll A \quad (1.4)$$

Après simplification de l'Équation 1.1, il est possible d'obtenir l'équation d'onde paraxiale dans l'approximation de l'enveloppe lente.

$$\nabla_T^2 A(\vec{r}) - 2ik \frac{\partial A(\vec{r})}{\partial z} = 0 \quad (1.5)$$

où

$$\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (1.6)$$

En substituant un faisceau gaussien, décrit par

$$A(\vec{r}) = iA_0 \exp\{-iP(z)\} \exp\left\{\frac{-ik(x^2 + y^2)}{2q(z)}\right\}, \quad (1.7)$$

dans l'équation d'onde, il est possible de simplifier pour obtenir une relation donnant la courbure complexe $1/q(z)$ du faisceau

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{\lambda i}{\pi W^2(z)}. \quad (1.8)$$

On pose $z = 0$ à la position où $1/R = 0$, c'est à dire à la position où le front d'onde est plan. Nous obtenons la distance de Rayleigh z_0

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}, \quad (1.9)$$

où W_0 est la taille minimale du faisceau. Cette distance de Rayleigh représente la profondeur de champ du faisceau. Nous obtenons aussi le rayon de courbure $R(z)$

$$R(x) = z + \frac{z_0}{z} \quad (1.10)$$

ainsi que la taille du faisceau $W(z)$ à $\frac{1}{e}$ en amplitude maximale de l'intensité du faisceau :

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}. \quad (1.11)$$

Pour $z \gg z_0$, nous obtenons de l'Équation 1.11 que

$$W(z) = \frac{W_0 z}{z_0} = \theta_0 z \quad (1.12)$$

définissant ainsi la divergence θ_0 du faisceau :

$$\theta_0 = \frac{W_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (1.13)$$

Ainsi, plus la divergence est élevée, plus la taille W_0 du faisceau est petite en $z = 0$. Conséquemment la distance de Rayleigh z_0 diminue et l'intensité augmente au foyer. La zone d'ionisation prend moins de volume [27] et la densité de plasma augmente [28]. De façon pratique, la divergence est modifiée en variant le diamètre du faisceau et en ajoutant des lentilles de différentes longueurs focales. En reprenant l'Équation 1.11 et pour $z \gg z_0$, nous obtenons

$$W_0 W(z) \cong \frac{\lambda z}{\pi}. \quad (1.14)$$

Pour $W(z) = W(f) = D/\pi$, où D est le diamètre du faisceau contenant 99 % de l'énergie disponible à la lentille de focale f [29], nous obtenons un diamètre de faisceau minimum d_0 équivalent à

$$d_0 = 2W_0 = \frac{2\lambda f}{D}. \quad (1.15)$$

Donc, de la même manière qu'en l'Équation 1.13, plus le rapport f/D est petit, plus le diamètre minimal est petit et plus la distance de Rayleigh est petite. Ceci aura pour effet de confiner au foyer géométrique des impulsions laser de hautes puissances à des régions sur l'axe de propagation toujours plus étroites.

1.2 L'effet Kerr optique [30]

L'indice de réfraction de plusieurs matériaux dépend de l'intensité. La relation décrivant l'indice de réfraction s'écrit

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1.16)$$

où I est l'intensité moyennée dans le temps de l'impulsion

$$I = \langle U^2(t) \rangle, \quad (1.17)$$

et où n_0 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction linéaire et non-linéaire du milieu. Ainsi, plus l'intensité de l'impulsion est élevée, plus l'indice de réfraction total est élevé. Lorsque l'intensité du faisceau est de distribution gaussienne autour de l'axe optique, un effet de lentille positive se crée et focalise le faisceau. Lorsque la puissance est suffisamment élevée, l'impulsion ionise le milieu et génère un plasma.

1.3 Puissance critique à l'auto-focalisation et déplacement de foyer

La puissance critique à l'auto-focalisation P_C est définie comme étant la puissance laser P nécessaire pour que l'impulsion focalise en un point Z_f à l'infini [7], tel que

$$Z_f = \frac{0,367ka^2}{\{(\sqrt{\frac{P}{P_C}} - 0,852)^2 - 0,0219\}^{1/2}}, \quad (1.18)$$

où a est le rayon du faisceau laser à $1/e^2$ de l'intensité maximale et où la puissance critique à l'auto-focalisation, P_C dépend de l'indice de réfraction non-linéaire du milieu de propagation.

$$P_C = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}. \quad (1.19)$$

En combinant le phénomène formulé en l'Équation 1.18 avec une lentille mince de focale f , nous obtenons une distance focale effective Z'_f donnée par la relation suivante

$$Z'_f = \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{Z_f} \right)^{-1} = \frac{Z_f f}{Z_f + f}. \quad (1.20)$$

Une conséquence directe d'une puissance laser supérieure à P_C est la génération d'une focale équivalente se rapprochant toujours de l'infini vers la source de propagation laser. De plus, dans la limite où $Z_f \gg f$, nous obtenons

$$Z'_f \cong f. \quad (1.21)$$

C'est dans cette approximation qu'il est possible de contrôler la localisation de la plus haute intensité de fluorescence, pour une puissance laser crête donnée [31].

1.4 Génération de plasma, saturation de l'intensité laser et processus de filamentation [32]

Alors que l'effet Kerr et l'auto-focalisation augmente l'intensité de l'impulsion laser, la probabilité d'ionisation du milieu de propagation augmente. Pour des impulsions fs se propageant à l'intérieur d'un diélectrique gazeux, les électrons libres générés modifient l'indice de réfraction de sorte que

$$\Delta n = -\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}, \quad (1.22)$$

où ω_0 est la fréquence centrale de l'impulsion et où ω_p est la fréquence d'oscillation du plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (1.23)$$

Ici, e est la charge et m_e , la masse de l'électron, ϵ_0 est la permittivité du vide et N_e est la densité d'électrons libres. Ce dernier paramètre varie très rapidement, puisque le taux d'ionisation est non-linéaire. Une loi semi-empirique définit la densité de plasma comme étant proportionnelle à l'intensité laser de sorte que

$$N_e \propto \beta I^n, \quad (1.24)$$

où n est le nombre de photons nécessaire à une ionisation multi-photonique et où β est une constante de proportionnalité liée au taux d'ionisation du milieu. L'indice de réfraction non-linéaire effectif devient

$$\Delta n = n_0 + \Delta n_{Kerr} + \Delta n_{plasma} = n_0 + n_2 I - \frac{e^2 \beta I^n}{2\epsilon_0 m_e \omega_0^2}. \quad (1.25)$$

Lorsque l'effet de défocalisation contre-balance l'effet d'auto-focalisation, soit lorsque $\Delta n_{Kerr} + \Delta n_{plasma} = 0$, l'impulsion ne voit que $\Delta n = n_0$. Ceci signifie qu'il n'y a plus de focalisation et que l'intensité laser a atteint un maximum. Chaque tranche temporelle d'intensité s'auto-focalise en un point, atteint une intensité de saturation et défocalise lorsque la densité de plasma devient trop importante. Ces points d'ionisation en série forment une colonne de plasma et cette dernière est communément appelée un « filament ».

Chapitre 2

Méthodologie expérimentale

Dans ce chapitre, nous exposons la méthodologie suivie en laboratoire. D'abord, la chaîne laser génératrice d'impulsion fs et TW est sommairement présentée. Le montage expérimental est ensuite décrit.

2.1 La chaîne laser fs et TW

La chaîne laser utilisée est dite à 3 niveaux : un oscillateur, un amplificateur régénératif et une sélection d'amplificateurs multi-passes. La technique d'étirement temporelle des impulsions avant amplification, dite *Chirp Pulse Amplification*, est utilisée pour obtenir des impulsions fs dont la puissance crête peut être portée à 2 TW.

Dans les détails, une diode laser pompe un cristal Nd :YVO₄ (Millennia, Spectra Physics) (voir Figure 2.1) qui a son tour pompe un oscillateur laser (Tsunami, Spectra Physics, voir Figure 2.2) dont le milieu de gain est un cristal de Ti :Saphir. La largeur spectrale de l'impulsion centrée à 800 nm est à cette étape de 40 nm. L'impulsion est ensuite étirée dans le temps à l'aide d'un étireur, dit *stretcher* (voir Figure 2.3). Ce dernier utilise un système d'imagerie $4f$ tronqué et un réseau de diffraction pour propager sur des parcours optiques plus ou moins longs les différentes fréquences de l'impulsion, qu'elles soient plus ou moins élevées, respectivement¹. L'impulsion a dès lors une durée de 200 ps et elle est prête à être amplifiée.

¹La couleur rouge a un parcours optique plus court que la couleur bleue, par exemple.

L'impulsion passe alors dans un amplificateur régénératif qui utilise un cristal de Ti :Saphir (voir Figure 2.4). Cette fois, le cristal est pompé par une impulsion ns provenant d'un laser Nd :YLF (Evolution 30, Spectra Physics). À cette étape, le taux de répétition est de 1 kHz. Le faisceau est envoyé à un amplificateur Ti :Saphir à deux passes (Spitfire, Spectra Physics). En utilisant un extracteur d'impulsion, un *pulse slicer* (voir Figure 2.4), une partie des impulsions est déviée à un taux de répétition de 10 Hz vers les amplificateurs de 2 et 4 passes (voir Figure 2.5 et 2.6, respectivement). Ce sont ces derniers qui permettent d'obtenir de très hautes énergies par impulsion.

Deux systèmes Nd :YAG (Quanta Ray 1 et 2, Spectra Physics) sont conjugués pour pomper deux cristaux de Ti : Saphir de 12,5 et de 25,4 mm de diamètre, de 16 et 9,5 mm de long, respectivement. L'impulsion peut être amplifiée par l'un ou l'autre des deux cristaux puisque le faisceau est divisé par une lame séparatrice de faisceau (voir Figures 2.5). Un compresseur optique (voir Figure 2.7) est mis en place à la sortie de chacun des amplificateurs multi-passes. La durée d'impulsion après recompression est d'environ 45 fs. Donc, des trois faisceaux laser disponibles à l'intérieur des installations du professeur Chin, l'un atteint 2 mJ/impulsion (1 kHz), l'autre 12 mJ/impulsion (10 Hz, Figure 2.5) et le dernier 100 mJ/impulsion (10 Hz, Figure 2.6).

L'amplificateur 2 passes utilisé à la sortie 1 kHz (voir Figure 2.4) n'est pas représentés à l'intérieur de ce texte puisqu'il n'est pas utilisé dans le cadre de cette étude.

2.2 Le montage expérimental

Le montage doit essentiellement permettre la mesure de trois paramètres clefs. Suivant les objectifs de cette expérience, le protocole doit mesurer tant bien l'énergie que la durée d'impulsion et doit imager la distribution de fluorescence sur l'axe de propagation, simultanément.

2.2.1 L'énergie

La variation de l'énergie laser est techniquement possible en utilisant une lame demi-onde à l'entrée de chacun des amplificateurs multi-passes (voir Figures 2.5 et 2.6). Pour mesurer cette énergie et parce qu'une lecture à la zone d'interaction est impossible dans ces conditions particulières de laboratoire, un énergie-mètre (EPM, Molectron) détecte en tout temps l'énergie qui fuit derrière un miroir diélectrique d'alignement situé à

l'entrée du compresseur optique (voir Figure 2.8). La lecture est automatisée à l'aide de l'ordinateur lié à l'oscilloscope et il est nécessaire de calibrer cette lecture avec l'énergie à la zone d'interaction, à l'intérieur de la cellule de gaz. Pour ce faire, un balayage en énergie est effectué alors que la cellule de gaz est remplacée par un puissance-mètre (voir Figure 2.9) et qu'à ce dernier est assujetti la fenêtre d'entrée de la cellule.

2.2.2 La durée d'impulsion

La durée d'impulsion est mesurée à l'aide d'un auto-corrélateur dont les principes de fonctionnement sont clairement expliqués au chapitre 7 de [34]. La cellule de gaz est dans un premier temps remplacée par l'auto-corrélateur. La distance entre la paire de réseaux de diffraction à l'intérieur du compresseur optique est optimisée pour que la durée d'impulsion soit de 45 fs, à l'intérieur de la cellule de gaz. Ce faisant, le compresseur optique compense la dispersion des vitesses de groupe due au parcours optique dans les lentilles et la fenêtre à l'entrée de cellule.

2.2.3 L'imagerie

Un objectif de caméra standard (Nikon) est assujéti par filetage à la caméra à charges couplées CCD (Pixelfly PCO) (Figure 2.8). La résolution optimale (55 pixels / mm) est suffisamment élevée pour détecter un faible signal de fluorescence en dessous de la puissance critique ($17 \mu\text{m} / \text{pixel}$) et suffisamment basse pour détecter le filament dans toute sa grandeur (quelques cm) à l'écran (1024 x 1390 pixels). La résolution est calibrée en utilisant un étalon micrométrique résolu à une même distance que celle qui sépare la caméra CCD de la zone d'interaction (25 cm). L'imagerie est supportée par une monture opto-mécanique et tridimensionnelle, ce qui assure un ajustement fin et précis. L'imagerie est obtenue avec un logiciel d'acquisition fourni par le fabricant de la caméra (CamWare 2.17, Cooke). L'intervalle dynamique de la caméra CCD est de 12 bits / pixel. Les temps d'acquisition peuvent varier de la ms à 65,5 s et les départs électroniques² sont synchronisés avec le temps laser (*trigger*). Plus tard, les images seront traitées à l'aide d'un logiciel de traitement écrit avec LabView 7.

Dans le cas où la cellule contient de l'air, le filtre utilisé à l'imagerie (UG 11) transmet à la caméra CCD une bande passante centrée à 337 nm, ligne de fluorescence moléculaire de l'azote ionisé (N^{2+}). Pour l'argon, parce que les raies d'émission sont distribuées

²Les obturateurs sont toujours ouverts au cours de l'expérience.

autour de la longueur d'onde du laser (800 nm), un filtre à 800 nm (miroir diélectrique à 800 ± 20 nm optimisé pour un angle d'incidence droit) est utilisé et ainsi toute la lumière provenant de la zone d'interaction est collectée, à l'exception du 800 nm. Il en est de même pour l'hélium. Finalement, l'ajout de filtres de densité neutre varie d'un montage à l'autre et atténue le signal pour éviter toute saturation des pixels de la caméra CCD.

Ainsi le faisceau de haute puissance est focalisé à l'intérieur de la cellule de gaz en utilisant une lentille de silicate amorphe de 3 mm d'épaisseur et de 50 mm de diamètre. Une caméra est assujettie sur un système opto-mécanique tridimensionnel. L'axe de la caméra est transverse à l'axe de propagation et résout le foyer géométrique pour imager le signal de fluorescence. Les images de fluorescence dans l'air, l'argon et l'hélium sont converties en matrices de décompte (1024 x 1390 pixels). Chacun de ces pixels contient 12 bits d'information. Comme nous le verrons au prochain chapitre, les matrices sont sauvegardées de façon standard (ASCII) et par la suite traitées par un logiciel d'analyse écrit en utilisant LabView 7.0 Express (National Instrument). La mise en graphique est assurée par le logiciel Microcal Origin 7.5.

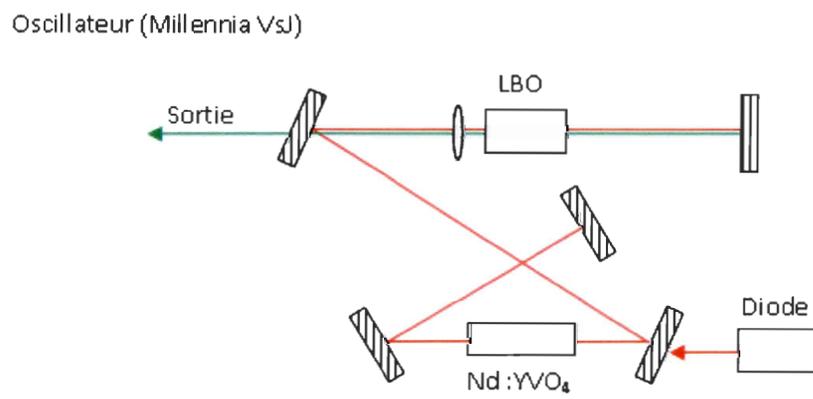


FIG. 2.1 – Schéma de l'oscillateur Millennia VsJ (Spectra Physics). Le cristal de Nd:YVO₄ émet autour de 1060 nm et le cristal doubleur de fréquence LBO donne une sortie autour de 530 nm.

Oscillateur (Tsunami)

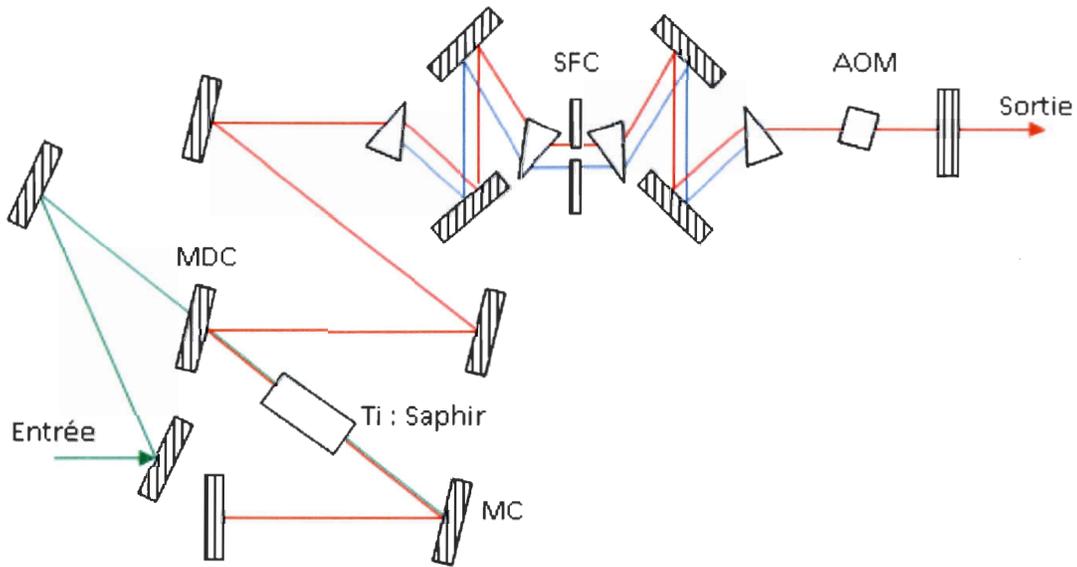


FIG. 2.2 – Schéma de l'oscillateur Tsunami (Spectra Physics). L'entrée est une impulsion laser milliseconde provenant de l'appareil Evolution 30 (Spectra Physics) qui pompe le cristal Ti : Saphir. Ce dernier est situé à l'intérieur d'une cavité résonnante comprenant un miroir dichroïque concave (MDC) ainsi qu'un miroir concave (MC). Les prismes de compensation sont représentés par des triangles sur la figure et avec l'aide du modulateur acousto-optique (AOM), ces prismes permettent l'obtention d'un « arrêt sur le mode » (*mode-lock*), soit une impulsion laser. Au centre des prismes, une fente permet la sélection de la largeur de la bande de fréquences ainsi que la fréquence centrale de l'impulsion. La sortie est une impulsion de type gaussienne, centrée à 800 nm, d'environ 40 nm de largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM).

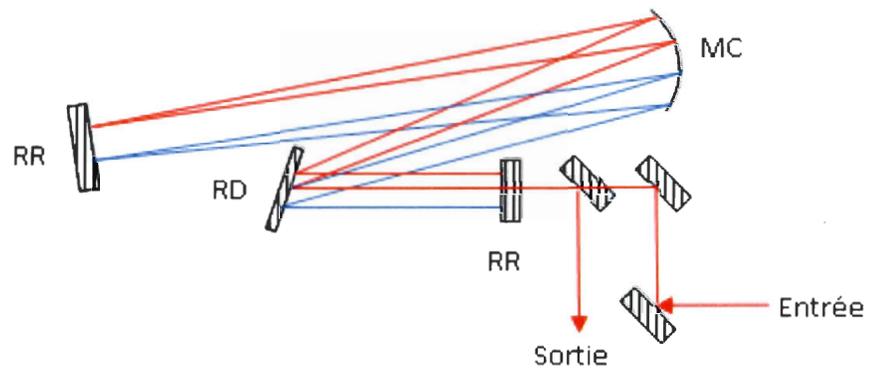
Étireur d'impulsion (*stretcher*)

FIG. 2.3 – Schéma de l'étireur d'impulsion (*stretcher*). L'entrée provient de l'oscillateur Tsunami (Figure 2.2). Le réseau de diffraction (RD) disperse l'impulsion au miroir concave (MC). Le parcours optique entre les rétro-rélecteurs (RR) et le miroir concave est légèrement inférieur à la longueur focale du miroir de sorte que le parcours optique soit plus court pour les basses fréquences (lignes rouges) que pour les hautes (lignes bleues). La sortie est une impulsion laser d'une durée d'environ 200 ps.

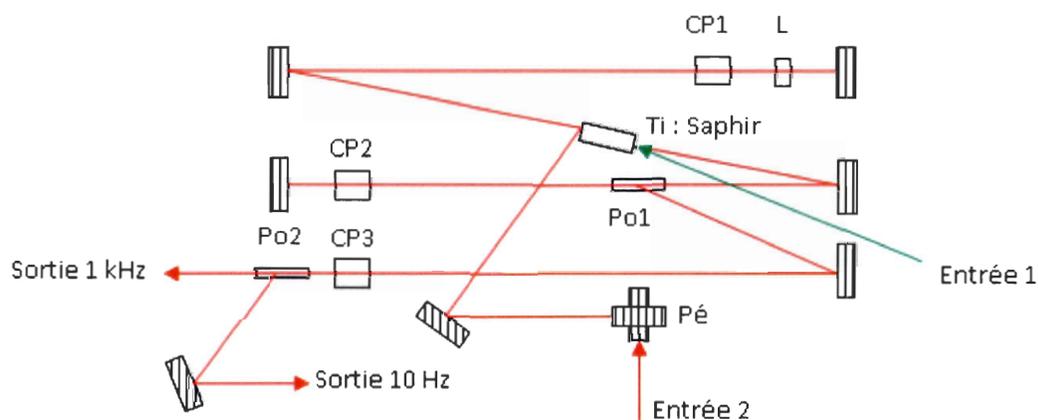
Amplificateur régénératif (*Spitfire*)

FIG. 2.4 – Schéma de l'amplificateur régénératif. L'entrée 1 est une impulsion laser ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$) nanoseconde centrée à environ 530 nm qui pompe le cristal de Ti : Saphir. L'entrée 2 est la sortie de l'étireur d'impulsion (Figure 2.3). Le périscope et la première cellule de Pockell (CP1) permettent l'injection d'une impulsion à l'intérieur de la cavité. La deuxième cellule de Pockell (CP2) et le premier polariseur (Po1) procèdent à l'extraction de l'impulsion lorsque l'intensité de cette dernière a atteint le maximum de gain. La troisième cellule de Pockell (CP3) et le deuxième polariseur (Po2) (l'extracteur d'impulsion) extraient une impulsion tous les dixièmes de secondes. Une première sortie (1 kHz) est dirigée vers un amplificateurs 2 passes. Une deuxième sortie (10 Hz) est dirigée vers une série d'amplificateurs multi-passes.

Amplificateur de puissance (2 passes)

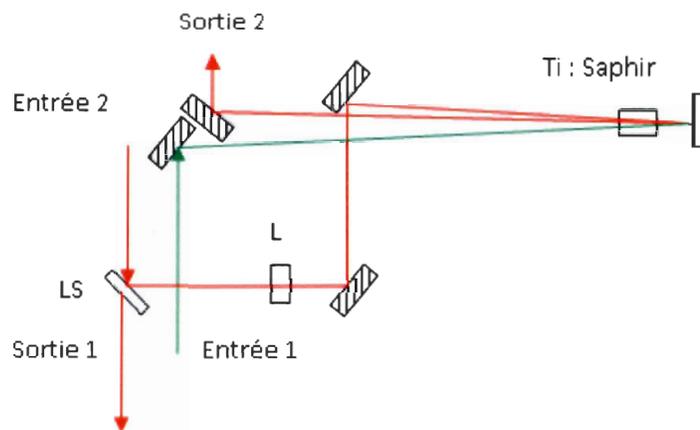


FIG. 2.5 – Schéma de l'amplificateur 2 passes. L'entrée 1 est une impulsion laser (Nd :YAG) nanoseconde centrée à environ 530 nm qui pompe le cristal de Ti : Saphir. L'entrée 2 provient de l'amplificateur régénératif (sortie 10 Hz, Figure 2.4). Le faisceau laser source est scindé en 2 à la lame séparatrice (LS). La première sortie est dirigée à l'amplificateur 4 passes. Une lame demi-onde (L) permet de varier l'énergie de l'impulsion lorsque son l'orientation de son axe optique est modifiée. La deuxième sortie est une impulsion d'une durée d'environ 200 ps et d'une énergie pouvant atteindre 28 mJ par impulsion.

Amplificateur de puissance (4 passes)

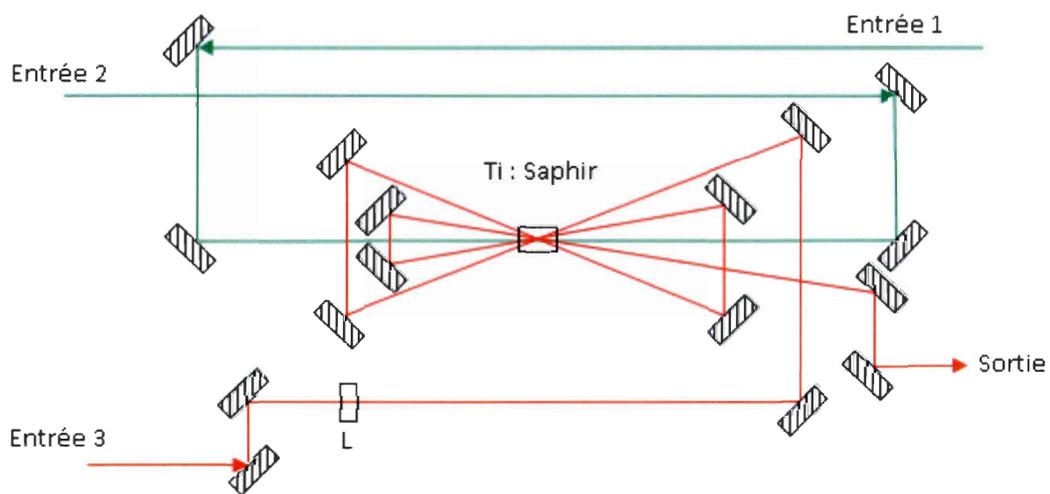


FIG. 2.6 – Schéma de l'amplificateur 4 passes. Les entrées 1 et 2 sont des impulsions laser (Nd :YAG) nanosecondes centrées à environ 530 nm qui pompe le cristal de Ti : Saphir. La troisième entrée provient de l'amplificateur 2 passes (Figure 2.5). Une lame demi-onde (L) permet de varier l'énergie de l'impulsion lorsqu'est modifiée l'orientation de son axe optique. La deuxième sortie est une impulsion d'une durée d'environ 200 ps et d'une énergie pouvant atteindre 150 mJ/impulsion.

Compresseur optique

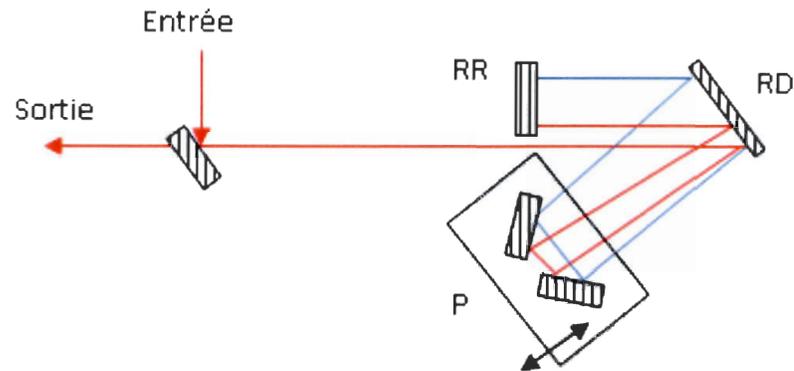


FIG. 2.7 – Schéma d'un compresseur optique. L'entrée provient d'un amplificateur multi-passes. Un réseau de diffraction (RD) disperse l'impulsion sur un parcours optique qui peut être allongé à l'aide du plateau de translation (P). Un rétro-réflexeur (RR) renvoie le faisceau à une hauteur différente et un deuxième passage au réseau de diffraction permet d'obtenir une impulsion d'environ 45 fs à la sortie.

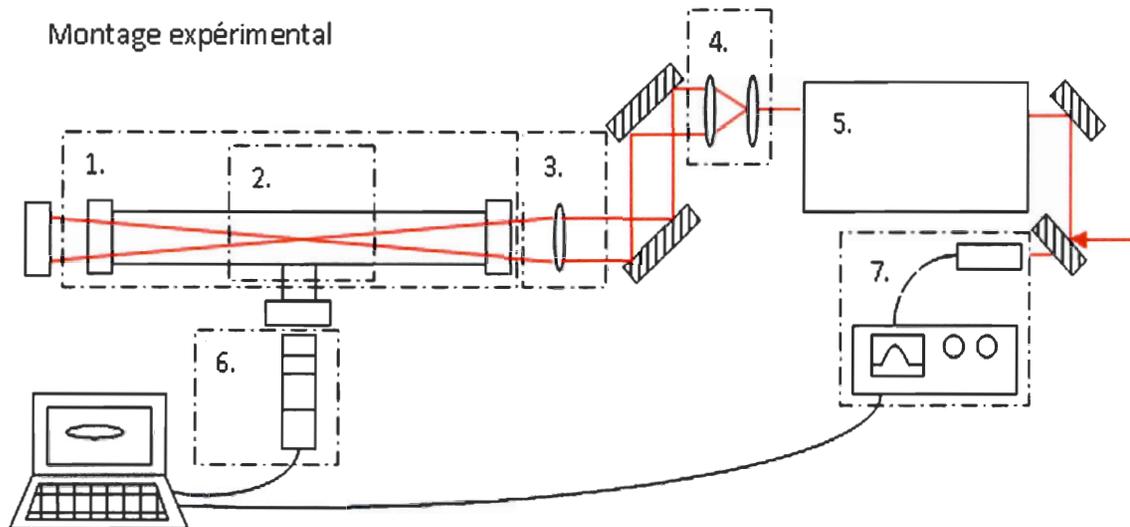


FIG. 2.8 – Le faisceau laser se propage de droite à gauche (flèche rouge). Légende ; 1 : Cellule de gaz. 2 : Zone d'interaction. 3 : Lentille ($f = 100$ cm, 3 mm d'épaisseur, silicate amorphe). 4 : Télescope grossissant (de droite à gauche, $f = -0.25$ cm et $f = 75$ cm). 5 : Compresseur optique. 6 : Système d'imagerie (De haut en bas : miroir diélectrique 800 nm "0 degrés", filtres de densité neutre, objectif Nikon, CCD). 7 : Énergie-mètre et lecture à l'oscilloscope. L'ordinateur est relié à l'oscilloscope via une connexion GPIB et à la caméra CCD via une connexion Ethernet.

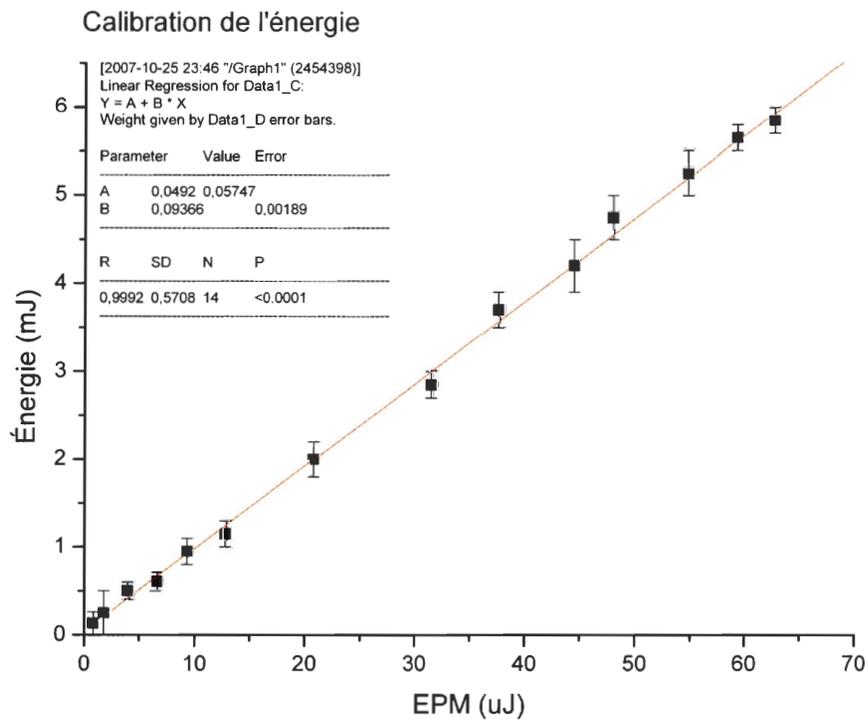


FIG. 2.9 – L'abscisse représente l'énergie en lecture continue, tout au long de l'expérience. L'ordonnée représente l'énergie réelle de l'impulsion à l'intérieur de la cellule de gaz.

Chapitre 3

Résultats

Dans un premier temps, ce chapitre détaille le traitement des données brutes et la mise en graphique des résultats. Par la suite, la position du foyer est caractérisée en fonction de la puissance laser pour l'air, l'argon et l'hélium. Il est dès lors possible de déterminer directement la puissance critique à l'auto-focalisation dans ces 3 milieux de propagation.

3.1 De la réduction des données à la mise en graphique

3.1.1 La réduction des données

Des données acquises en laboratoire (voir un exemple à la Figure 3.1), il est nécessaire d'extraire la distribution de fluorescence sur l'axe de propagation. Puisque l'intensité de la fluorescence dépend de l'intensité laser, les images acquises à différentes énergies d'impulsion ont des temps différents d'exposition et de ce fait, possèdent des rapports signal sur bruit différents. À basse énergie en effet, la distribution de fluorescence est pratiquement imperceptible et nécessite un long temps d'acquisition (jusqu'à 65,5 s), comparativement aux énergies élevées qui génèrent une fluorescence telle que celle-ci peut être lue en quelques ms. Le bruit de fond est ici défini comme étant tout ce qui est enregistré à la caméra CCD lorsque le faisceau laser ne se propage pas. Ce bruit comprend donc le courant de noirceur de la caméra ainsi que le bruit réel à l'intérieur de la cellule de gaz. Ceci dit, le bruit réel existe parce qu'une noirceur totale

en laboratoire n'existe pas, en pratique. Pour le nombre d'images prises en laboratoire et parce que l'opération de soustraction de bruit de fond est relativement simple nous avons légitimé la programmation d'une interface Labview (Figure 3.2).

Dans les grandes lignes, le bruit de fond est soustrait et, après sélection manuelle de la zone d'interaction, la matrice de pixels sortante est intégrée verticalement et horizontalement ; sur la Figure 3.2, nous obtenons les distributions de fluorescence sur l'axe de propagation et sur le diamètre. Il est ainsi possible de passer à la mise en graphique, en utilisant Origin.

3.1.2 La mise en graphique

Les signaux de fluorescences sont acquis à la caméra et les données, réduites à l'aide de Labview afin d'être imagées et intégrées sur l'axe de propagation. À l'aide d'Origin, un lissage Lorentzien¹ est évalué pour chacun des signaux en exemple à la Figure 3.3. Les courbes de la Figure 3.3 sont non-normalisées. Il apparaît que dans ce cas particulier, les courbes sont du même temps d'acquisition (65,5 s). Par contre, de toutes les images prises en laboratoire, qui ne sont pas incluses à ce mémoire, toutes n'ont pas nécessairement le même temps d'acquisition donc toutes possèdent, et un bruit de fond différent, et un nombre différent d'événements observés. Le bruit de fond a été enregistré au cours de l'expérience à chaque fois que le temps d'acquisition était modifié et c'est ce qui rend possible sa soustraction pour toutes les images. Le nombre d'événements laser modifie par un certain facteur l'intensité de l'image à la caméra et il faut aussi en tenir compte pour comparer l'intensité des pics, d'un temps d'acquisition à l'autre. À l'aide de lissages Lorentziens, il est ensuite possible de lire directement le nombre, la position et l'intensité de chacun des pics (Figure 3.4).

¹Le lissage Lorentzien s'avère posséder un meilleur R^2 que le lissage gaussien ; de quelques dixièmes de pourcent. Ceci dit, l'important ici est d'obtenir une ou des positions maximales sur la distribution de fluorescence en fonction de l'énergie laser et aucun argument ne favorise quelque lissage que ce soit, exception faite de la perception humaine.

3.2 Déplacement du signal en fonction de la puissance pour l'air, l'argon et l'hélium

À l'aide de la mise en graphique, il est maintenant possible d'étudier la position axiale des pics de fluorescence dans l'air, l'argon et l'hélium et de déterminer la puissance critique à l'auto-focalisation dans chacun de ces milieux.

3.2.1 L'air

L'air constitue la première partie du protocole en ce sens que son étude reproduit les résultats déjà obtenus en [25] et permet de jauger les conditions expérimentales qui présentent un télescope d'élargissement de faisceau, une focalisation à l'intérieur d'une cellule de gaz ainsi qu'un système d'imagerie à large champ et à haute résolution. La Figure 3.5 caractérise la position des pics de fluorescence dans l'air. On y retrouve en noir le pic de fluorescence qui apparaît dans la région confocale à basse énergie. Ce pic se déplace dû à l'effet Kerr, en direction de la lentille. En rouge, le pic de fluorescence qui correspond à la position pic du filament. Sur la Figure 3.5, le changement de pente dans le mouvement du pic de fluorescence confocale est en 0,6 mJ/impulsion, juste avant l'apparition du filament. Dans le cas particulier de l'air, le protocole étant encore en construction, nous reconnaissons avoir mesuré la durée d'impulsion après l'acquisition de données et celle-ci est, pour cette expérience, de 64 fs. La puissance critique de ce milieu diélectrique moléculaire devrait être revue à la baisse, tel que démontré à la Figure 4 de [25]. Ce faisant, nous mesurons P_C équivalant à environ 9,4 GW, ce qui correspond aux valeurs de [25].

3.2.2 L'argon

L'argon est la deuxième étape de l'expérience. Notre mesure de la puissance critique dans l'argon doit correspondre à celle obtenue en [20], à partir d'une mesure expérimentale de l'indice de réfraction non-linéaire, soit $n_2 = (1,5 \pm 0,1) \times 10^{-23}$ W/cm². L'équivalent en puissance, selon l'Équation 1.19, est de $P_C = 6,4$ GW. L'énergie correspondante est de 0,30 mJ par impulsion, calibrée à 45 fs.

Nous obtenons dans l'argon la Figure 3.6. En noir, la position du pic de fluorescence au foyer géométrique et en rouge, la position pic de fluorescence du filament. Le chan-

gement de pente dans le déplacement du foyer géométrique est en 0,29 mJ/impulsion ce qui correspond à une puissance critique équivalent à 6,4 GW et un indice de réfraction non-linéaire $n_2 = (1,4 \pm 0,1) \times 10^{-23}$ W/cm².

Fait intéressant, il nous est permis de constater jusqu'à maintenant que la fluorescence confocale survit à la génération du filament, et ce tant dans l'air que dans l'argon. C'est-à-dire que nous avons toujours prétendu que l'action du laser au foyer géométrique s'estompait pour de longue focale [23] et que le foyer géométrique effectif était par conséquent déplacé sur l'axe suivant les formulations de Marburger [7]. Nous observons plutôt que le faisceau laser génère une zone de plasma au foyer géométrique et que celle-ci s'intensifie et se déplace suivant l'effet Kerr (Section 1.2), jusqu'à ce que l'énergie laser corresponde à P_C . Au-dessus de P_C , alors que l'auto-focalisation apparaît en Z'_f (Équation 1.20), le volume de plasma au foyer géométrique reste en place et continue d'évoluer. Nous discuterons ce détail au Chapitre 4.

3.2.3 L'hélium

L'hélium est la dernière étape du protocole en ce sens que la mesure directe de la puissance critique à l'auto-focalisation dans ce milieu est l'objectif premier de cette série d'expériences. Suivant la mesure de l'indice de réfraction non-linéaire dans l'hélium de [20], soit $n_2 = 0,0348 \times 10^{-23}$ W/cm² et en accord avec l'Équation 1.19, nous devrions obtenir $P_C = 276$ GW. En utilisant, une durée d'impulsion de 45 fs, l'énergie requise est d'environ 12 mJ/impulsion.

Le montage utilisé pour obtenir la Figure 3.7 [35] est similaire à celui proposé à la Figure 2.8. La chaîne laser utilisée est ici de 2 TW, la caméra possède un photomultiplicateur (ICCD, Princeton Instruments Pi-Max 512) et les filtres sont remplacés par un spectromètre optique (Acton Research Corp., Spectra Pro-500i). Dans le cas de l'hélium, l'analyse effectuée caractérise essentiellement la position d'un seul pic de fluorescence, tel qu'il était effectué en [25] (voir Figure 3.7)². Le changement de pente à 11,25 mJ par impulsion de 42 fs nous indique une puissance critique à l'auto-focalisation de 268 GW, ce qui correspond à un indice de réfraction non-linéaire $n_2 = (3,6 \pm 1,1) \times 10^{-21}$ W/cm². Ce résultat concorde avec ceux de [20].

²Les résultats dans l'hélium ont été publiés en même temps qu'une analyse du double pic soit conduite dans l'air et l'argon (voir Chapitre 4).

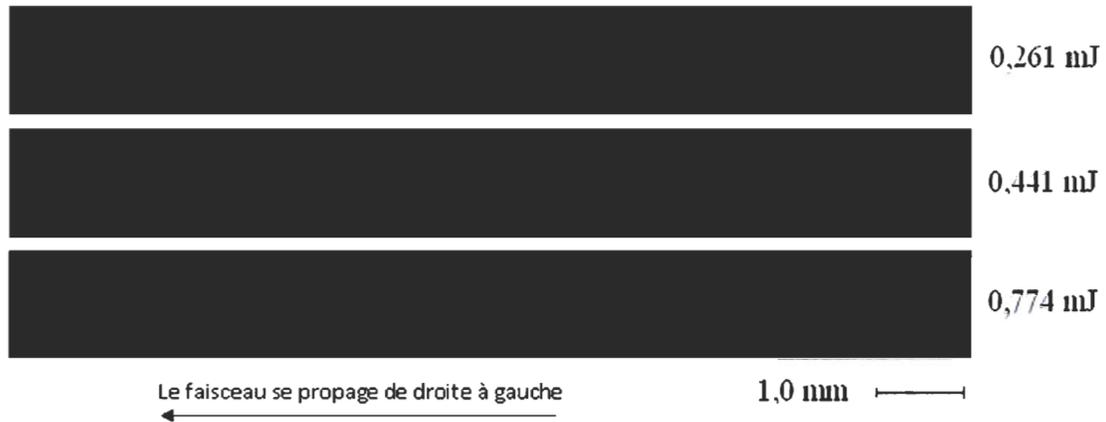


FIG. 3.1 – Exemple d’acquisition de données à 0,26, 0,44 et 0,77 mJ/impulsion dans l’argon. Les images sont ici normalisées en intensité. Le faisceau se propage de droite à gauche sur la figure.

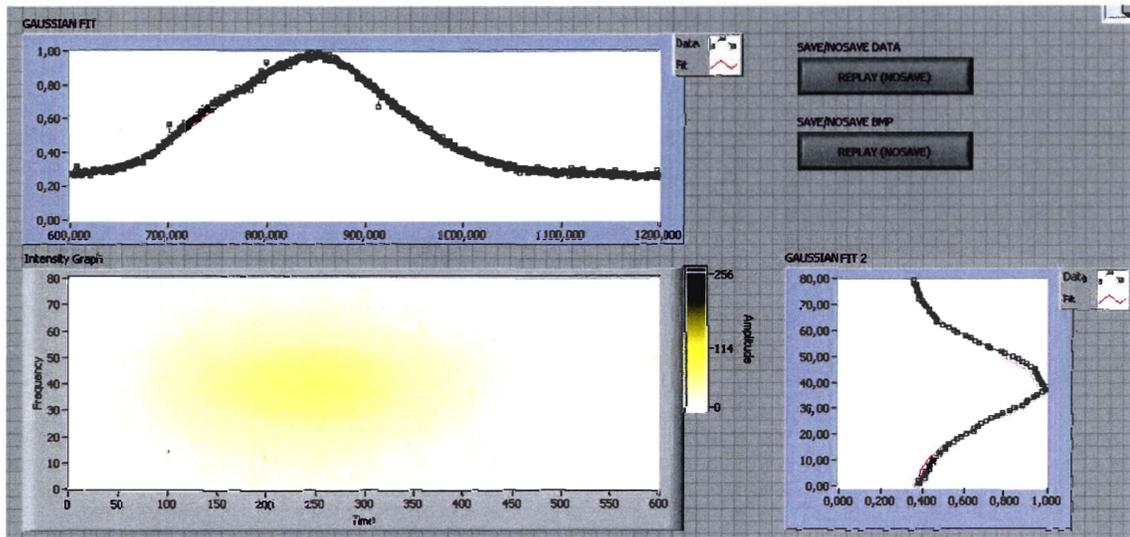


FIG. 3.2 – Interface Labview qui permet, en jaune, la visualisation de la distribution de la fluorescence. Les colonnes de pixels sont sommées pour obtenir la distribution de fluorescence en noir ; en haut, sur l’axe de propagation et à droite, sur le diamètre.

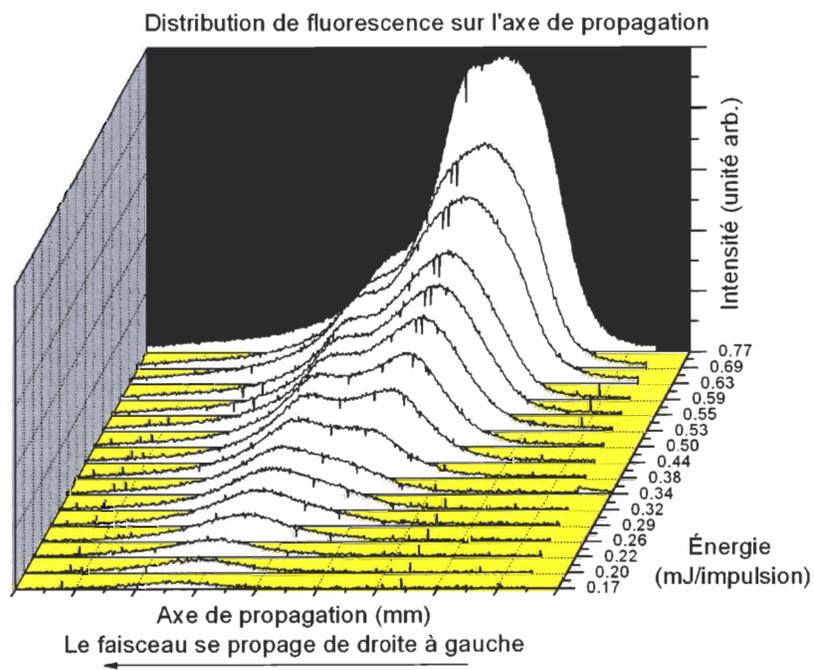
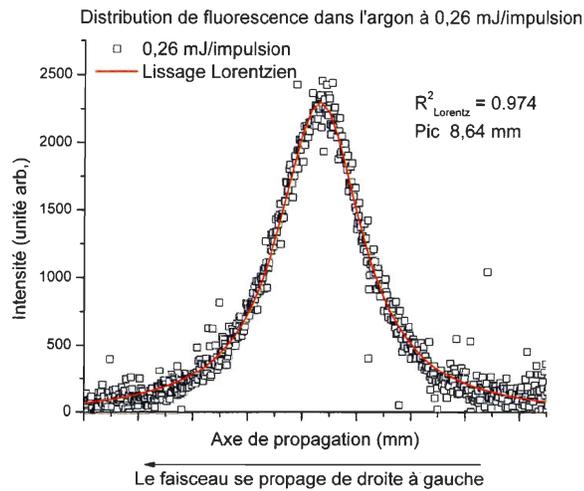
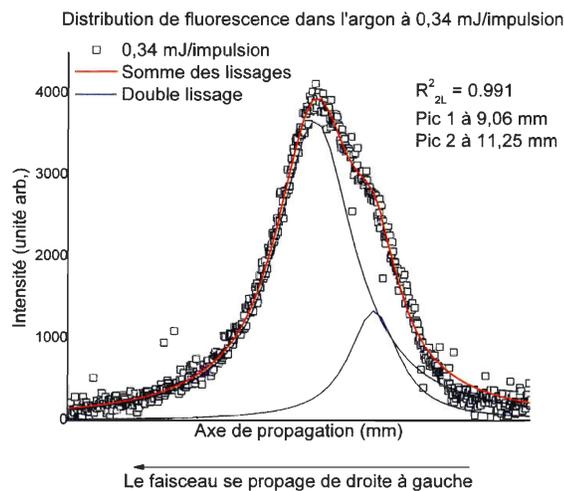


FIG. 3.3 – Distribution de fluorescence non-normalisée sur l'axe de propagation à différentes énergie/impulsion pour l'argon. Le laser se propage de droite à gauche.



(a)



(b)

FIG. 3.4 – En noir, distribution expérimentale non-normalisée sur l'axe de fluorescence dans l'argon. 3.4(a) En rouge, lissage Lorentzien permettant l'obtention d'une position moyenne ainsi qu'une intensité maximale dans l'argon, à 0,26 mJ/impulsion. 3.4(b) En bleu, double lissage Lorentzien permettant d'obtenir la position ainsi que l'intensité de 2 pics de fluorescence dans l'argon, à 0,34 mJ/impulsion. En rouge, la somme des 2 courbes bleues. Le faisceau se propage de droite à gauche dans les 2 cas de figures.

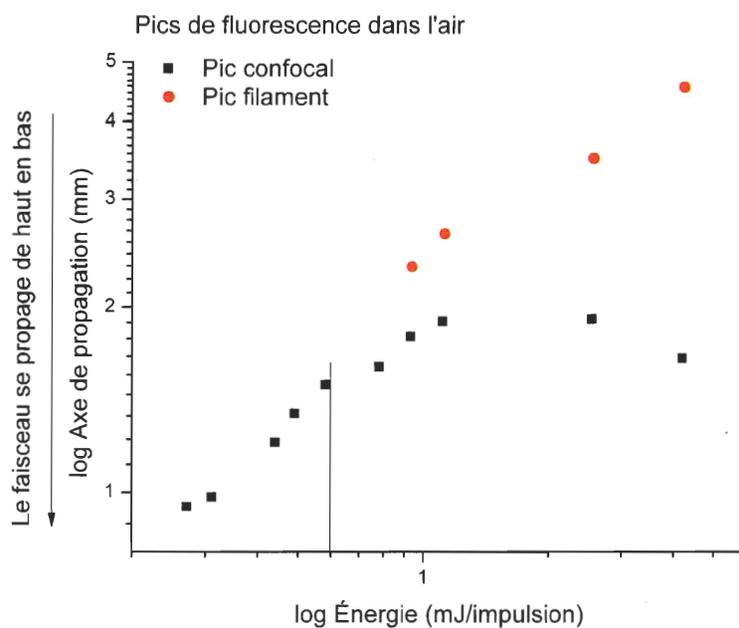


FIG. 3.5 – Position des pics de fluorescence des signaux tel que détectés dans l'air. Les échelles sont logarithmiques pour fin de comparaison avec [25]. La ligne noire indique le changement de pente. Voir les explications du texte. Le faisceau se propage de haut en bas.

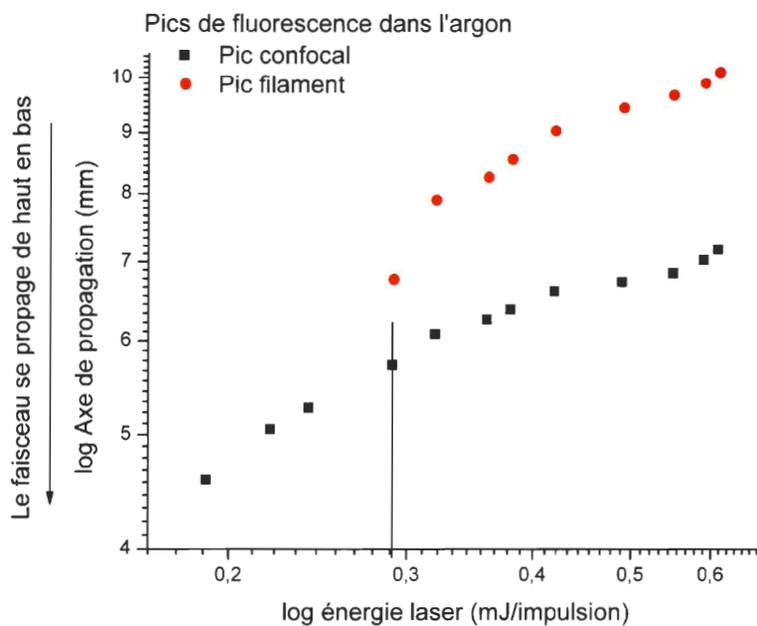


FIG. 3.6 – Position des pics de fluorescence des signaux tel que détectés dans l'argon. Les échelles sont logarithmiques pour fin de comparaison avec [25]. La ligne noire indique le changement de pente. Voir les explications du texte. Le faisceau se propage ici de haut en bas.

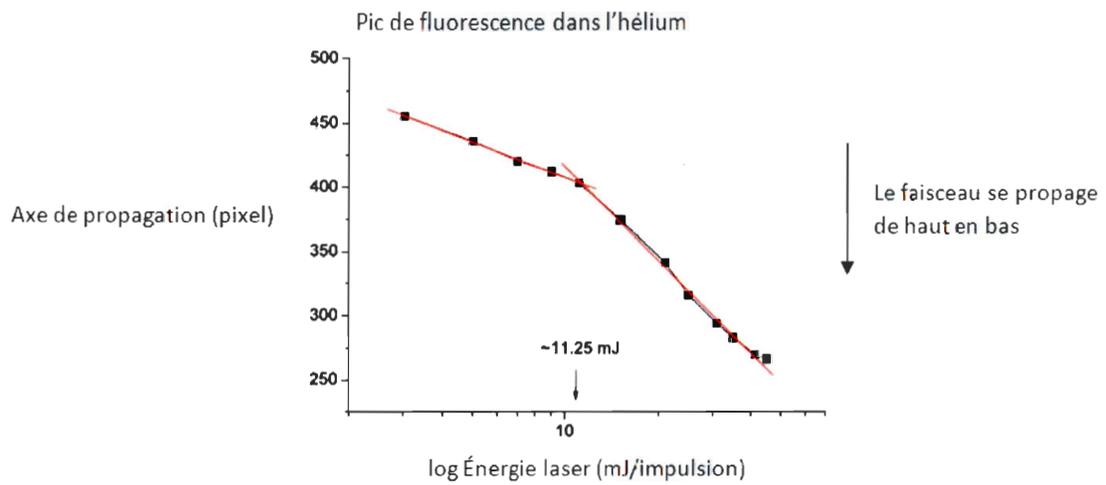


FIG. 3.7 – Puissance critique de l'hélium. En noir, la position du pic de fluorescence. Le faisceau se propage de bas en haut. Voir les explications du texte. Source : J. Bernhardt *et al.* [35].

Chapitre 4

Discussion

À partir des résultats obtenus pour déterminer P_C dans l'air et l'argon, nous constatons que la fluorescence au foyer géométrique est toujours visible au-dessus de P_C (Figure 3.3). À l'intérieur de ce chapitre, nous analysons plus en détails cette situation qui apparaît comme un nouvel indice dans la caractérisation de l'évolution du processus de filamentation.

4.1 L'évolution du filament

Nous observons la distribution de fluorescence sur l'axe de propagation générée dans l'argon en focalisant une impulsion laser femtoseconde. En dessous de la puissance critique à l'auto-focalisation et lorsque l'énergie laser augmente, la position du pic de fluorescence au foyer géométrique s'intensifie et se déplace vers la lentille focalisatrice. À partir de la puissance critique, un filament est généré à la distance d'auto-focalisation Z'_f . En augmentant l'énergie laser, le foyer d'auto-focalisation se déplace vers la lentille focalisatrice alors que la fluorescence au foyer géométrique demeure.

Récemment, Chen et al [24] ont étudié l'évolution d'un filament unique généré par une impulsion laser se propageant librement dans l'air. Les résultats en propagation libre permettent de constater que la distribution de fluorescence sur l'axe de propagation est essentiellement composée de 2 régions ; une de forte et une de faible intensité d'ionisation. Ces résultats démontrent que la propagation linéaire de faible divergence prend place et détermine la fin du filament sur l'axe [24].

Ces résultats conduisent à la question de la filamentation lorsque le laser est focalisé. Les travaux de W. Liu et al [23], dont l'imagerie était moins sensible, utilisent différentes longueurs focales ($f = 5, 30$ et 100 cm) pour un faisceau de $0,8$ cm de diamètre à $1/e^2$ de l'intensité maximale et caractérisent la distribution de plasma comme une compétition entre le foyer géométrique et le processus d'auto-focalisation. Selon leur conclusion, la distribution de fluorescence au foyer géométrique disparaît pour de longues focales pour laisser place à la seule filamentation. La densité de plasma du filament rendrait dès lors impossible l'ionisation du milieu au foyer géométrique, en diffractant l'énergie disponible [23].

À l'intérieur de ce travail, nous observons directement que la fluorescence au foyer géométrique demeure lorsque $P > P_C$, pour une focale f de 100 cm et un faisceau dont le diamètre est approximativement de 30 mm à $1/e^2$ de l'intensité maximale¹. Il apparaît clair de [23] que le rapport longueur focale f / diamètre du faisceau D est la seule différence entre toutes ces observations et c'est ce qui motivera une deuxième série d'expériences visant à caractériser la distribution de fluorescence en fonction du rapport f/D .

4.2 La distribution de fluorescence en fonction de f/D

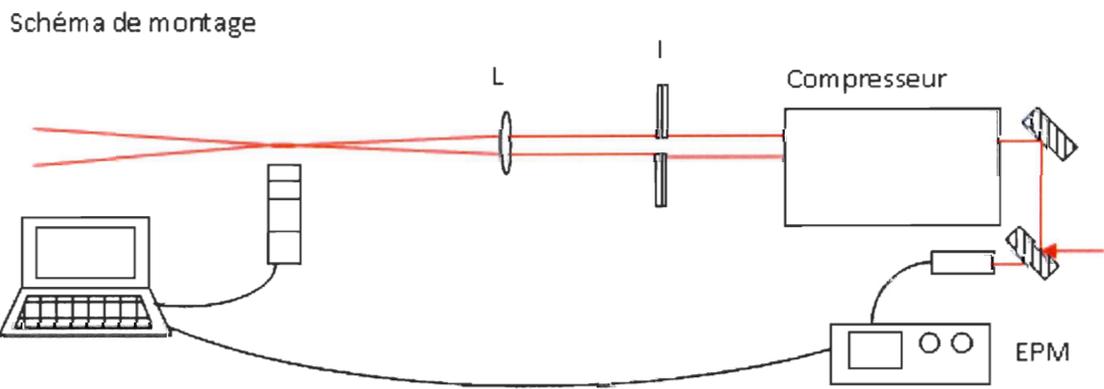
La distribution de fluorescence sur l'axe de propagation semble dépendre du rapport longueur focale/diamètre de faisceau (f/D). Pour caractériser cette dépendance, nous entreprenons d'examiner plus spécifiquement la distribution de fluorescence pour un rapport f/D de 6 à 100 . Un simple montage optique est mis en place, tel qu'illustré à la Figure 4.2.

Nous obtenons la fluorescence dans l'air avec les mêmes conditions qu'en [23] à l'exception de l'imagerie dont la résolution est de $25 \mu\text{m}/\text{pixel}$ et dont la plage dynamique est de 12 bits. Nous obtenons directement, pour un rapport f/D de 6 à 100 , les Figures 4.1 et 4.2. Ici, nous ne tenons pas compte des effets de diffraction créés par l'iris (voir Figure 4.2) parce que nous supposons que le diamètre du faisceau est très grand par rapport à la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser.

¹Rappelons-nous que le diamètre est élargi à 30 mm de diamètre pour éviter tout effet non-linéaire indésirable à l'intérieur de la fenêtre d'entrée de la cellule de gaz (voir Figure 2.8).

Les 4 dernières distributions de la Figure 4.1(a) (de 0,63 à 0,78 mJ/impulsion) sont fausses en ce sens que leur intensité chute drastiquement. Cette erreur est potentiellement imputable à un changement de bruit de fond (lumière ambiante du laboratoire) au cours de l'acquisition. Ceci dit, nous constatons qu'à partir de 0,45 mJ/impulsion (environ 10 GW), la distribution s'élargit et se déforme vers la lentille (voir Figure 4.1(a)). À la limite de la résolution de notre appareillage donc, la fluorescence au foyer géométrique se situe à la toute fin du filament et la distance qui sépare les pics de fluorescence est semble indiscernable à l'oeil. Il en est de même pour les Figures 4.1(b), 4.1(c).

Les Figures 4.1(d), 4.2(a) et 4.2(c) présentent une distribution de fluorescence déformée à basse énergie et ceci pourrait être dû à un désalignement de la lentille de 200 mm. Le pic principal s'élargit quand même vers la lentille à 10 GW. Tel que nous le constatons à la Figure 4.2, la fluorescence confocale se distribue sur une très grande région sur l'axe de propagation. Cette région couvre plusieurs centaines de pixels ce qui la rend impossible à cadrer totalement avec notre résolution caméra. Il est néanmoins possible de constater qu'à partir de 0,45 mJ/impulsion, les distributions de fluorescence se déforment en s'élargissant vers la lentille. C'est ce qui nous permet d'évaluer qualitativement une puissance critique toujours équivalente à 10 GW et ce, pour tous rapports f/D .



Distribution de fluorescence dans l'air pour un rapport f/D allant de 6 à 25

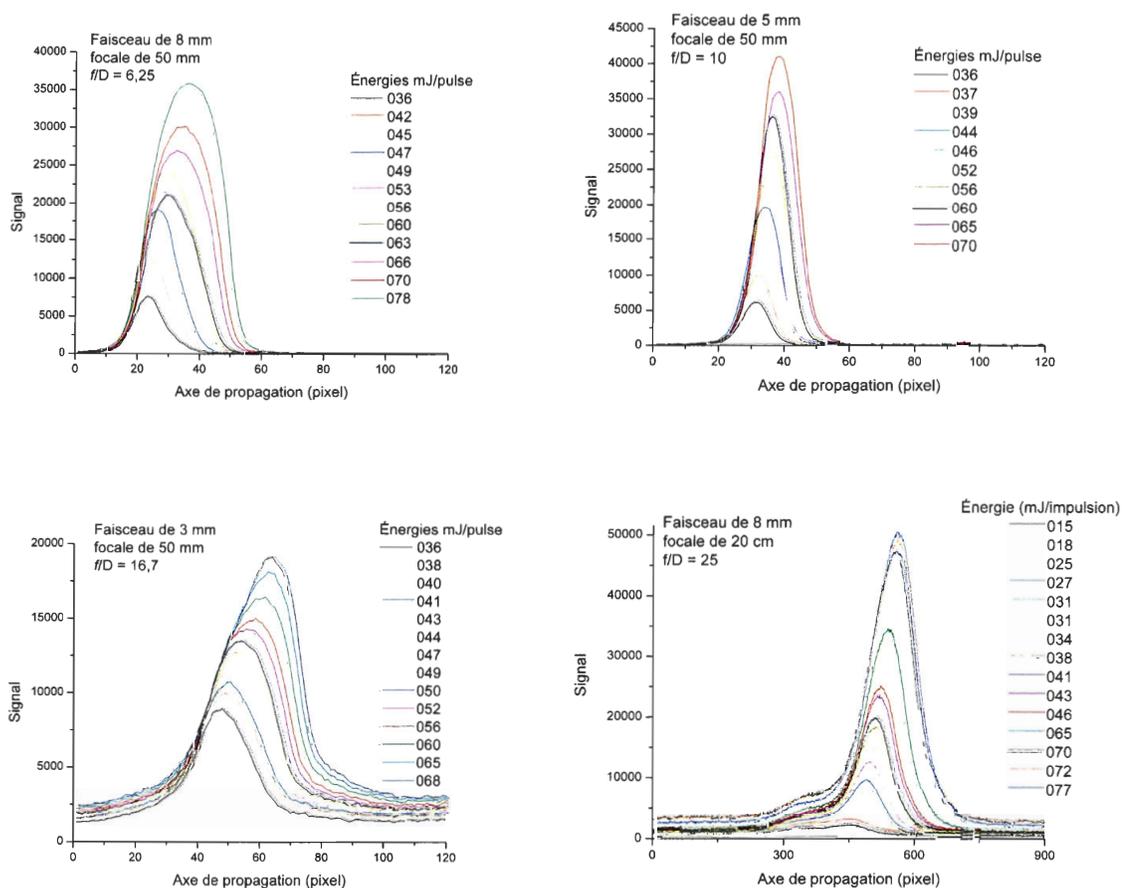


FIG. 4.1 – Signal de fluorescence émis sur l'axe de propagation. 4.1(a) La lentille utilisée est de 50 mm de focale, l'iris est complètement ouvert (le faisceau fait 8 mm de diamètre) et le rapport $f/D = 6,25$. 4.1(b) La lentille utilisée est de 50 mm de focale, l'iris a 5 mm de diamètre et le rapport $f/D = 10$. 4.1(c) La lentille utilisée est de 50 mm de focale, l'iris a 3 mm de diamètre et le rapport $f/D = 16$. 4.1(d) La lentille utilisée est de 200 mm de focale et le rapport $f/D = 25$. La résolution est de $25 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Le faisceau se propage de droite à gauche en tous les cas.

Distribution de fluorescence dans l'air pour un rapport f/D allant de 40 à 100

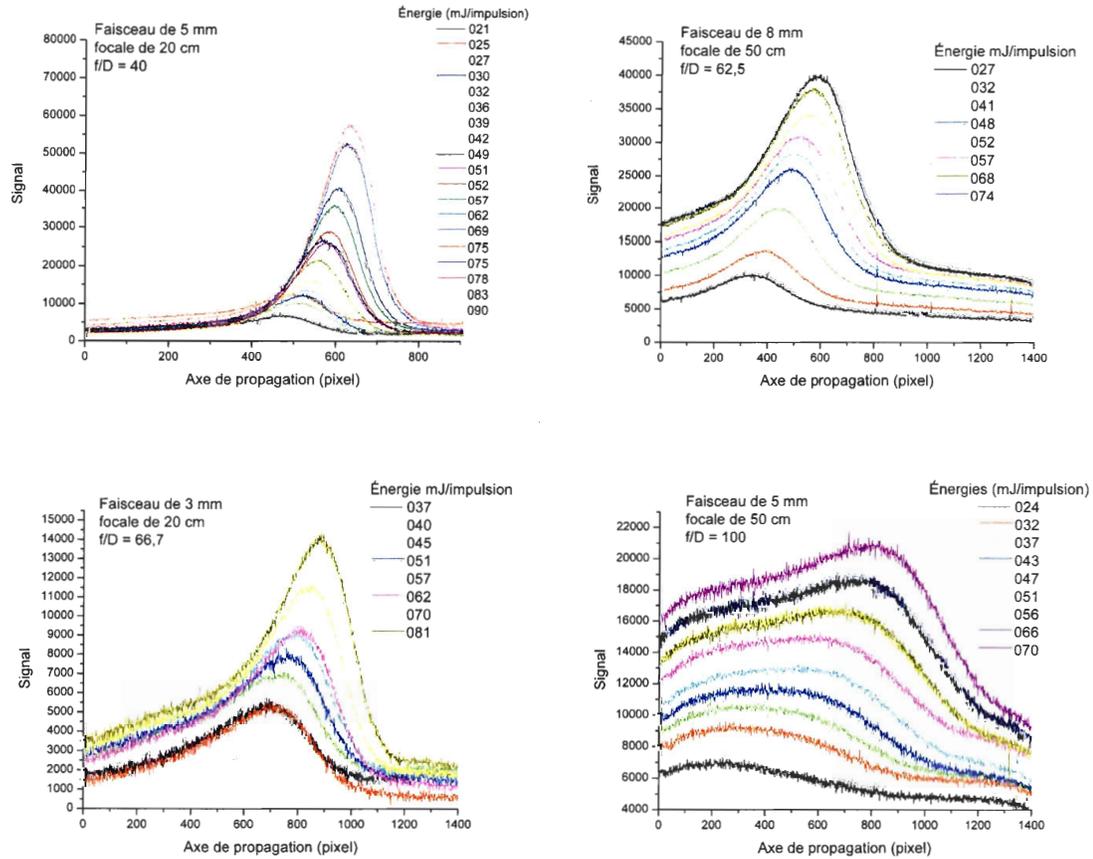


FIG. 4.2 – Signal de fluorescence émis sur l'axe de propagation. 4.2(a) La lentille utilisée est de 200 mm de focale, l'iris a 5 mm de diamètre et le rapport $f/D = 40$. 4.2(b) La lentille utilisée est de 500 mm de focale, l'iris est complètement ouvert (le faisceau fait 8 mm de diamètre) et le rapport $f/D = 62$. 4.2(c) La lentille utilisée est de 200 mm, l'iris a 3 mm de diamètre de focale et le rapport $f/D = 66$. 4.2(d) La lentille utilisée est de 500 mm de focale, l'iris a 5 mm de diamètre et le rapport $f/D = 100$. La résolution est de $25 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Le faisceau se propage de droite à gauche en tous les cas.

Conclusion

Une impulsion laser fs permet d'obtenir, de par le processus de filamentation, une impulsion laser "auto-améliorée" dont les caractéristiques spectrales, temporelles et spatiales s'améliorent à l'intérieur du milieu de propagation ionisé. Citons l'auto-modulation de phase, l'auto-compression temporelle et la génération de hautes harmoniques, pour ne nommer qu'eux.

Il apparaît important de déterminer à quelle puissance laser l'effet Kerr devient suffisamment important pour que l'auto-focalisation induise une ionisation multi-photonique du milieu de propagation. Pour confirmer les résultats précédemment établis et statuer à l'intérieur d'un questionnement entre différents groupes de recherche, la puissance critique P_C dans l'hélium doit être confirmée. Le modèle de déplacement de foyer apparent tel que formulé par Marburger est utilisé pour constituer une expérience visant à lire le mouvement de la zone ionisée fluorescente sur l'axe de propagation, en fonction de la puissance laser.

L'air ($P_C = 10$ GW) et l'argon ($P_C = 6,7$ GW) sont dans un premier et deuxième temps testés afin d'affiner l'instrumentation et conclure en une certaine reproductibilité des résultats. La puissance critique est ensuite évaluée dans l'hélium à 268 GW, tel que précédemment établi [20]. À travers nos mesures, nous remarquons que la fluorescence générée au foyer géométrique réel ne s'estompe pas, comme nous aurions dû le prévoir pour des puissances laser supérieures à P_C dans des géométries de focalisation similaires.

De façon exhaustive, nous avons alors entrepris de caractériser la distribution de fluorescence pour différents rapports f/D . Notre analyse nous porte à penser que l'ionisation au foyer géométrique, celle qui est attribuée à une ionisation par effet tunnel, est toujours présente, quelque soit les conditions de géométrie laser. De plus, de manière qualitative, nous confirmons que la puissance critique à l'auto-focalisation ne dépend pas des configurations géométriques du faisceau laser.

Bibliographie

- [1] S.L. Chin, S.A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Akozbek, A. Becker, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva and H. Schroeder, *The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media : physics, applications, and new challenges*, Canadian Journal of Physics, **83**, 863 (2005)
- [2] A. Couairon, A. Mysyrowicz, *Femtosecond filamentation in transparent media*, Physics Reports, Vol. **441**, Issues 2-4, 47-189 (2007)
- [3] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian and J.-P. Wolf, *Ultrashort filaments of light in weakly ionized optically transparent media*, Report on Progress in Physics, textbf70, 1633 (2007)
- [4] S.L. Chin, F. Théberge, W. Liu, *Filamentation nonlinear optics*, Applied Physics B, **86**, 477 (2007)
- [5] H.L. Xu, J.-F. Daigle, Q. Luo and S.L. Chin, *Femtosecond laser-induced nonlinear spectroscopy for remote sensing of methane*, Applied Physics B, **82**, 655 (2006)
- [6] F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, A. Becker and S.L. Chin, *Tunable Ultrashort Laser Pulses Generated through Filamentation in Gases*, Physical Review Letters, **97**, 023904 (2006)
- [7] J.H. Marburger, *Self-focusing theory*, Prog. Quantum Electron. **4**, 35 (1975)
- [8] A. Brodeur, C.Y. Chien, F.A. Ilkov, S.L. Chin, O.G. Kosareva and V.P. Kandidov, *Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air*, Optics Letters, **22**, 304 (1997)
- [9] S.L. Chin, A. Brodeur, S. Petit, O.G. Kosareva and V.P. Kandidov, *Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser)*, Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials, **8**, 121 (1999)
- [10] H.L. Xu, Y. Kamali, C. Marceau, P.T. Simard, W. Liu, J. Bernhardt, G. Méjean, P. Mathieu, G. Roy, J.-R. Simard and S.L. Chin, *Simultaneous detection and identification of multigas pollutants using filament induced nonlinear spectroscopy*, Applied Physics Letter, **90**, 101106 (2007)

- [11] H.L. Xu, G. Méjean, W. Liu, Y. Kamali, J.-F. Daigle, A. Azarm, P.T. Simard, P. Mathieu, G. Roy, J.-R. Simard and S.L. Chin, *Remote sensing of similar biological materials using femtosecond filament-induced breakdown spectroscopy*, Applied Physics B, **87**, 151 (2007)
- [12] J.-F. Daigle, G. Méjean, W. Liu, F. Théberge, H.L. Xu, Y. Kamali, J. Bernhardt, A. Azarm, Q. Sun, P. Mathieu, G. Roy, J.-R. Simard and S.L. Chin, *Long range trace detection in aqueous aerosol using remote filament-induced breakdown spectroscopy*, Applied Physics B, **87**, 749, (2007)
- [13] J.-F. Daigle, P. Mathieu, G. Roy, J.-R. Simard and S.L. Chin, *Multi-constituents detection in contaminated aerosol clouds using remote-filament-induced breakdown spectroscopy*, Optics Communications, **278**, 147 (2007)
- [14] W. Liu, H.L. Xu, G. Méjean, Y. Kamali, J.-F. Daigle, A. Azarm, P.T. Simard, P. Mathieu, G. Roy, *Efficient non-gated remote filament-induced breakdown spectroscopy of metallic sample*, Spectrochimica Acta Part B, **62**, 76 (2007)
- [15] Ph. Rohwetter, K. Stelmazczyk, L. Woste, R. Ackermann, G. Méjean, E. Salmon, J. Kasparian, J. Yu and J.-P. Wolf, *Filament-induced remote surface ablation for long range laser-induced breakdown spectroscopy operation*, Spectrochimica Acta Part B, **60**, 1025 (2005)
- [16] F. Théberge, J. Filion, N. Aközbek, Y. Chen, A. Becker, S.L. Chin, *Self-stabilization of third-harmonic pulse during two-color filamentation in gases*, Applied Physics B, **87**, 207 (2007)
- [17] C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert and U. Keller, *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*, Applied Physics B, **79**, 673 (2004)
- [18] A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert and U. Keller, *Pulse self-compression to the single cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient*, Physics Review Letters, **30**, 2657 (2005)
- [19] J.C. Painter, M. Adams, N. Brimhall, E. Christensen, G. Giraud, N. Powers, M. Turner, M. Ware and J. Peatross, *Direct observation of laser filamentation in high-order harmonic generation*, Optics Letter, **31**, 3471 (2006)
- [20] E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M.A. Franco, B.S. Prade, and A. Mysyrowicz, *Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused, high-intensity femtosecond laser pulses*, Journal of Optical Society of America B, **14**, 650 (1997)
- [21] M. Turner, N. Brimhall, M. Ware and J. Peatross, *Reply to Comment on "Direct observation of laser filamentation in high-order harmonic generation"*, Optics Letters, **32**, 2709 (2007)
- [22] V. Tosa and C.H. Nam, *Comment on "Direct observation of laser filamentation in high-order harmonic generation"*, Optics Letters, **32**, 2707 (2007)

- [23] W. Liu, Q. Luo and S.L. Chin, *Competition between multiphoton/tunnel ionization and filamentation induced by powerful femtosecond laser pulses in air*, Chinese Optics Letters, **1**, 56 (2003)
- [24] Y. Chen, F. Théberge, O. Kosareva, N. Panov, V.P. Kandidov and S.L. Chin, *The evolution and termination of a femtosecond laser filament in air*, Optics Letters, **32**, 3477 (2007)
- [25] W. Liu and S.L. Chin, *Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air*, Optics Express, **13**, 5750 (2005)
- [26] N. McCarthy, *Base de l'optique PHY-65837 partie 1*, Notes de cours, Département de Physique, Université Laval (2006)
- [27] W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, H.L. Xu, S.A. Hosseini, S.M. Sharifi and S.L. Chin, *The influence of divergence on the filament length during the propagation of intense ultra-short laser pulses*, Applied Physics B, **82**, 373 (2006)
- [28] F. Théberge, W. Liu, P.T. Simard, A. Becker and S.L. Chin, *Plasma density inside a femtosecond laser filament in air : Strong dependence on external focusing*, Physical Review E, **74**, 036406 (2006)
- [29] S.L. Chin, *Fundamentals of Laser Optoelectronics*, Series in Optics and Photonics - Vol. **1**, World Scientific, 362 pp. (1989)
- [30] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, Elsevier, 578 pp. (2003)
- [31] W. Liu, F. Théberge, J.-F. Daigle, P.T. Simard, S.M. Sharifi, Y. Kamali, H.L. Xu and S.L. Chin, *An efficient control of ultrashort laser filament location in air for the purpose of remote sensing*, Applied Physics B, **85**, 55 (2006)
- [32] S.L. Chin, W. Liu, F. Théberge, Q. Luo, S.A. Hosseini, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, N. Akozbek, A. Becker and H. Schroeder, *Some Fundamental Concepts of Femtosecond Laser Filamentation*, 'Progress in Ultrafast Intense Laser Science III', Springer series in chemical physics, K. Yamanouchi, S.L. Chin, P. Agostini and G. Ferrante (eds), vol. **3**, Chapter 12, p.243 (2008)
- [33] Encyclopédie Wikipédia, *Chirped pulse amplification technique*, (2008)
- [34] C. Rullière (Ed.), *Femtosecond Laser Pulses, principles and experiments*, Springer, 309 pp. (1998)
- [35] J. Bernhardt, P. Simard, W. Liu, H.L. Xu, A. Azarm, J.-F. Daigle, F. Théberge and S.L. Chin, *Critical power for self-focusing of a femtosecond laser pulse in helium*, Optics Communications, **281**, 2248 (2008)